

в круглом волноводе на определенных расстояниях вдоль оси тонкие металлические диски с отверстиями — диафрагмы (рис. 3-39), представляющие собой его распределенную нагрузку.

Действие такой нагрузки, можно считать, заключается в том, что волны, распространяющиеся вдоль волновода, отражаются на диафрагмах, что приводит к снижению их скорости. С другой точки зрения, каждую пару дисков можно рассматривать как радиальные параллельные пластины передающей линии; если глубина их меньше четверти длины волны, то они создают индуктивную нагрузку и понижают скорость распространения волны, бегущей вдоль волновода.

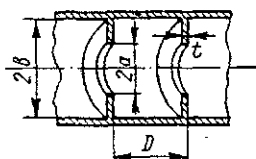


Рис. 3-39. Сечение круглого волновода с диафрагмами.

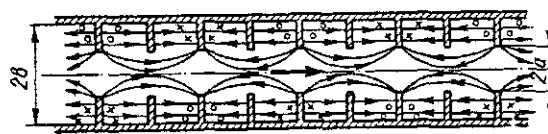


Рис. 3-40. Картина электрического (стрелки) и магнитного (кружки и крестики) полей в диафрагмированном волноводе.

Расстановка диафрагм вдоль оси волновода производится обычно таким образом, чтобы на длину волны в волноводе приходилось 4 диафрагмы. В этом случае возбуждаются колебания типа $\pi/2$ и потери в стенках оказываются близкими к минимальным.

На рис. 3-40 представлена картина электрического (сплошные линии со стрелками) и магнитного (точки и крестики) полей электромагнитной волны, бегущей в таком волноводе.

Фазовую скорость этой волны можно регулировать (задавать) или изменением диаметра отверстия в диафрагмах $2a$, или изменением диаметра волновода $2b$. В ускорителе Фрая [Л. 143], работающем при $\lambda_0 = 10$ см, выполненном в виде слегка конической трубы длиной 40 см, изменяются как диаметр отверстий в дисках, так и диаметр волновода, так что ускоряющее поле остается постоянным по всей длине волновода, а положение устойчивой фазы изменяется. При этом изменения размеров волновода ($2a$ и $2b$) выбраны таким образом, чтобы фазовая скорость волны типа E_{01} на всем протяжении волновода совпадала по величине со скоростью электрона, входящего в волновод с энергией 45 кэв ($\beta = 0,4$) и выходящего из него с энергией 538 кэв ($\beta = 0,875$). При пиковой мощности 1 Мвт равновесная фаза составляет 45° от гребня волны.

Заметим, что для каждого данного волноводного ускорителя величина равновесной напряженности электрического поля задается раз навсегда геометрическими параметрами волновода.

Теоретические и экспериментальные исследования линейных ускорителей с бегущей волной довольно полно изложены в литературе [Л. 14, 117, 148, 172 и др.]. Эти исследования позволили рассчитать и построить диафрагмированный волновод с точно заданным законом нарастания фазовой скорости, так что первый ускоритель заработал сразу после сборки [Л. 143].

Однако теория диафрагмированных волноводов довольно сложна и расчет линейных ускорителей сопряжен с большими трудностями вычислительного характера. Поэтому здесь излагаются, следуя литературным данным, только некоторые выводы теории и результаты исследований, которые позволяют, однако, достаточно полно представить взаимосвязь различных параметров волновода.

Допуски на параметры линейного ускорителя

Волноводы линейных ускорителей весьма чувствительны ко всякого рода изменениям режима их работы. Фазовая скорость изменяется уже при самых незначительных отклонениях частоты генератора высокочастотной мощности, размеров волновода и его температуры.

Стабильность частоты генератора требуется не ниже 0,01%, так как при изменении частоты электроны не будут находиться в правильном фазовом соотношении с бегущей волной. Следствием этого является уменьшение энергии ускоренных электронов. При этом уменьшение кинетической энергии электронов определяется по формуле [Л. 117].

$$\frac{\Delta W}{\varepsilon} = 1 - \frac{\sin \Delta \varphi}{\Delta \varphi}, \quad (3-60)$$

где $\Delta \varphi$ — полное уменьшение фазы на длине ускорителя.

Отклонения размеров волновода от строгих расчетных величин вследствие неточности изготовления также приводят к изменению фазовой скорости $\beta_{\text{в}} = f(z)$. Поэтому волноводы необходимо изготавливать с малыми допусками порядка 0,01 мм.

Харви [Л. 148] дает расчет и численные примеры влияния возмущения частоты генератора, теплового расширения волновода, а также погрешностей механической обработки волновода на режим работы ускорителя. Указывается, что трудности изготовления волноводных ускорителей с бегущей волной резко возрастают с уменьшением фазовой скорости волны ниже 0,4 с.

Подобный же эффект оказывает изменение температуры. Так как коэффициент расширения меди $\alpha = 1,65 \cdot 10^{-5}$, то изменение температуры на $\pm 10^\circ \text{C}$ (изменяется радиус волновода) эквивалентно изменению длины волны $\frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} = 1,65 \cdot 10^{-4}$.

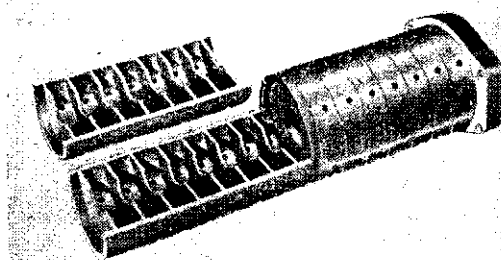


Рис. 3-41. Фотография диафрагмированного волновода, часть которого разрезана.

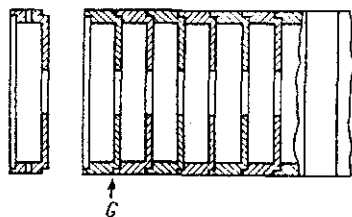


Рис. 3-42. Секции диафрагмированного волновода. Элементы собраны тугой посадкой и спаяны медно-серебряным припоем (G).

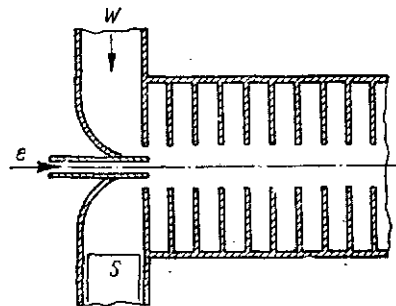


Рис. 3-43. Устройство для питания диафрагмированного волновода. Высокочастотная мощность вводится при помощи прямоугольного волновода по стрелке w . Поршень S служит для настройки. Электроны инжектируются вдоль оси волновода по стрелке e .

Из этого следует, что размеры волновода должны быть определены с высокой степенью точности. Так, например, изменение диаметра волновода (размер e), необходимое, чтобы обусловить изменение фазовой скорости от 0,9 до 0,9985 с составляет всего 0,2 мм.

Следует также отметить, что измерение размеров ячеек волновода необходимо производить при определенной (нормальной) температуре, так как отклонение температуры на 5°C во время измерения диаметра волновода достаточно, чтобы превзойти допуски в размерах.

На рис. 3-41 показана фотография секции волновода 40 см длиной с $\frac{a}{\lambda_0} = 0,2$ и 10 дисками на длине волны λ_v . Она состоит из ячеек, общая форма которых показана на рис. 3-42. Ячейки спаиваются встык медно-серебряным припоем.

Для ввода высокочастотной мощности и электронов в цилиндрический диафрагмированный волновод разработана специальная коническая насадка (рис. 3-43), которая упрощает ввод электронов и обеспечивает трансформацию бегущей волны типа H_{01} в подводящем прямоугольном волноводе в необходимую волну типа E_{01} в ускоряющем цилиндрическом волноводе.

Схема и конструкция линейного ускорителя

На рис. 3-44 представлена блок-схема линейного ускорителя на 3,5 Мэв, описанного Фраем [Л. 144]. Он состоит из диафрагмированного волновода C , вакуумной оболочки E , фокусирующих катушек «Фок» и электронной пушки el . Магнетрон M питается от модулятора «Мод», формирующего прямоугольные импульсы длительностью 2 мксек с частотой посылок от 50 до 250 в секунду. Высокочастотная мощность, генерируемая магнетроном, вводится по стандартному прямоугольному волноводу ($37,5 \times 75$ мм) I , через входную насадку D_1 , в двухметровый диафрагмированный волновод. Неиспользованная мощность выходит на другом конце волновода через вторую выходную насадку D_2 в прямоугольный волновод O и поглощается в согласованной (неотражающей) нагрузке L .

Вакуумная оболочка E вместе с входными и выходными волноводными элементами ускорителя откачивается до давления около $3 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. с помощью масляных диффузионных насосов PP .

Электроны инжектируются в волновод через входную насадку D_1 электронной пушкой типа Пирса, работающей в импульсном режиме. Импульсы напряжения в 45 кВ ($\beta = 0,4$) подаются одновременно на магнетрон и на катод пушки от модулятора. Анод пушки заземлен. Слабым сужением начальной части диафрагмированного волновода фазовая скорость волны настроена на увеличивающуюся скорость электронов. Равновесное положение электронов на волне (равновесная фаза) в начале волновода находится на 45° за гребнем волны. Благодаря автофазировке инжектированные электроны собираются

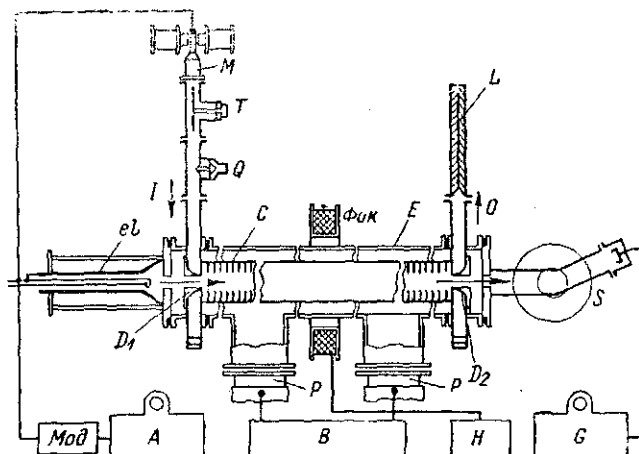


Рис. 3-44. Схема линейного электронного ускорителя на 3,5 Мэв:

C — диафрагмированный волновод; *E* — вакуумная камера; *el* — электронная пушка; *I* — ввод в. ч. — мощности; *D₁* — входная втулка; *D₂* — выходная втулка; *O* — вывод в. ч. — мощности; *L* — нагрузка, поглощающая неиспользованную мощность; *M* — магнетрон; *Mod* — модулятор магнетрона; *A* — блок управления импульсом и дистанционного управления; *Фок* — одна из 15 фокусирующих катушек; *H* — блок питания фокусирующих катушек; *P* — масляные диффузионные насосы; *B* — форвакуумные насосы; *S* — электронный спектрометр с отклоняющими катушками и цилиндром Фарадея; *G* — спектральный анализатор.

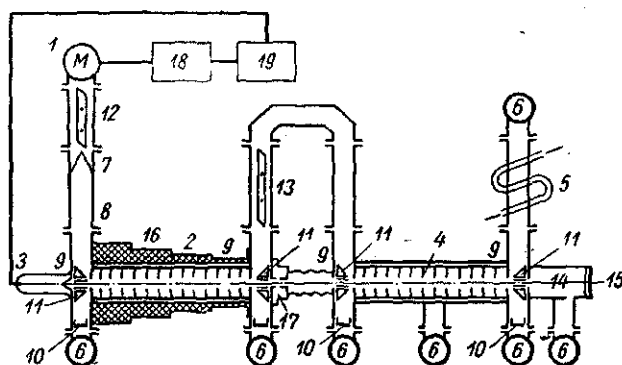


Рис. 3-45. Схема линейного электронного ускорителя на 6 Мэв, изготовления МИФИ:

1 — магнетрон; 2 — первая группирующая секция волновода; 3 — инжектор; 4 — вторая секция волновода; 5 — оконечная, поглощающая нагрузка; 6 — вакуумные насосы; 7 — вакуумное окно; 8 — переходная секция; 9 — трансформатор волны; 10 — согласующие поршни; 11 — возбуждающие втулки «грибки»; 12 — фазовращатель в круглом волноводе; 13 — фазообращатель в прямоугольном волноводе; 14 — вакуумная камера; 15 — выходное окно; 16 — фокусирующие катушки; 17 — магнитная линза; 18 — модулятор магнетрона; 19 — модулятор инжектора.

в сгустки и ускоряются до высоких энергий. Причем после того, как электроны хорошо сгруппируются, равновесная фаза смещается путем соответствующего изменения параметров волновода на 10° до 35° , чтобы воспользоваться более высоким ускоряющим полем.

Электроны, приходящие к концу диафрагмированного волновода с высокой энергией, ударяются о мишень из свинца или золота, вследствие чего возникает тормозное рентгеновское излучение высокой проникающей способности и интенсивности.

При замене мишени тонким металлическим окном (Al или Be) электроны могут быть выпущены в атмосферу и использованы непосредственно, например, для электронной терапии.

Во время работы ускорителя в стенках волновода поглощается значительная мощность и температура его повышается. Так как изменение температуры волновода только на 10°C приводит к заметному нарушению нормальной работы ускорителя, то необходимо предусмотреть интенсивное водяное охлаждение волновода. Оно осуществляется охлаждающими медными трубками, которые имеют большую поверхность соприкосновения с волноводом и которые удерживают рост его температуры в пределах 2°C .

Схема линейного ускорителя электронов Московского инженерно-физического института (МИФИ) на 6 Мэв представлена на рис. 3-45 [Л. 85].

Характеристики линейного ускорителя

Исследования действующих ускорителей дали возможность получить основные их физико-технические характеристики. Главнейшими из них являются следующие.

а) Спектральная характеристика, т. е. распределение по энергиям ускоренных электронов у выхода из ускорителя [Л. 85], полученная в режиме, близком к оптимальному, приведена на рис. 3-46. Ширина спектра на уровне половины интенсивности составляет около 11%. Форма спектра зависит от частоты и мощности магнетрона и от напряжения инжекции. При отклонении частоты магнетрона больше 0,01% сильно снижается выход ускоренных электронов.

б) Распределение плотности ускоренных электронов по сечению пучка, снятое с помощью многокольцевого цилиндра Фарадея, представлено на рис. 3-47, из которого видно, что эффективный диаметр пучка круглого сечения, через который проходит половина всего потока электронов, составляет 2,5 мм.

в) Зависимость энергии ускоренных электронов от мощности магнетрона дана на рис. 3-48. Зависимость электронного тока от подводной мощности, показана на

рис. 3-49, из которого видно, что выходной ток можно сильно увеличить, если пользоваться большими мощностями.

г) На рис. 3-50 приведены кривые зависимости выхода электронов и их энергии от напряжения инжекции [Л. 143]. При напряжении на инжекционной пушке $U_{\text{пвж}}$ ниже 25 кВ, интенсивность пучка на выходе практически равна нулю;

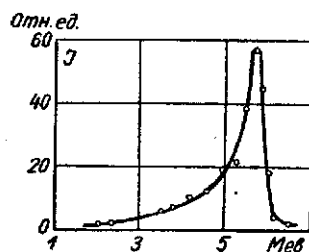


Рис. 3-46. Энергетический спектр ускоренных электронов в ускорителе МИФИ.

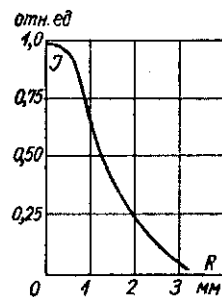


Рис. 3-47. Радиальное распределение ускоренных электронов в пучке.

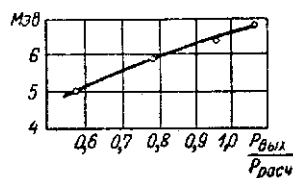


Рис. 3-48. Зависимость энергии ускоренных электронов от мощности магнетрона.

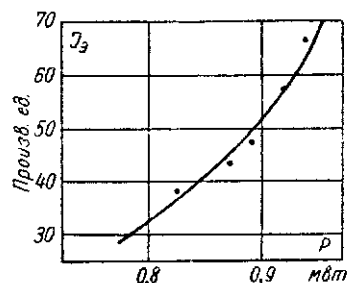


Рис. 3-49. Зависимость выходного тока электронов от радиочастотной мощности, подводимой к ускорителю.

это объясняется тем, что при этом напряжении область захвата электронов в ускорительный процесс оказывается слишком узкой. При $U_{\text{инж}}$ больше 50 кВ ширина области захвата достигает возможного максимума и ток почти не возрастает. Наблюдается значительный рост энергии ускоренных электронов по мере понижения напряжения инжекции и уменьшения тока.

д) Большой интерес представляет влияние эмиссии (тока накала) катода пушки на выходные показатели ускорителя.

На рис. 3-51 приведены кривые зависимости энергии электронов W , среднего тока пучка ускоренных электронов I_a , мощности пучка, рассеиваемой в мишени P_3 и интенсивности тормозного рентгеновского излучения P_D в p/мин , измеренного на расстоянии 1 м от свинцовой мишени, от тока накала катода пушки I_f , полученные при рабочей частоте 2997,6 Мгц с амплитудой вводимой мощности 2,1 Мвт и частотой посылок 50 имп/сек [Л. 144]. Характер этих зависимостей объясняется следующим образом.

При работе ускорителя значительная часть мощности бегущей волны затрачивается на ускорение электронов. Вследствие

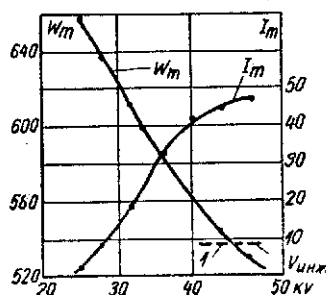


Рис. 3-50. Средний ток в пучке электронов и их кинетическая энергия в зависимости от величины напряжения инжекции. I — теоретическое значение W_m .

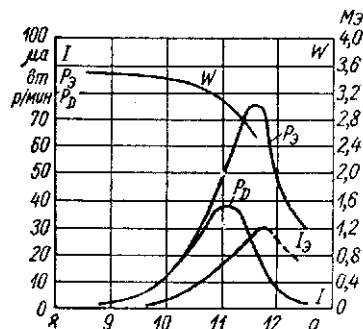


Рис. 3-51. Рабочие характеристики 3—5 Мэв — электронного ускорителя. Зависимость энергии электронов W ; среднего электронного тока I_a ; мощности пучка электронов P_3 и мощности дозы P_D в p/мин на расстоянии 1 м от мишени от тока накала нити инжектора I_u .

этого поток высокочастотной мощности, а, следовательно, и ускоряющее поле уменьшаются с увеличением нагрузки волны пучком электронов. Поэтому достижимая энергия электронов снижается с увеличением тока накала катода. Средний ток, мощность пучка ускоренных электронов и интенсивность рентгеновского излучения сначала возрастают, а затем, после достижения максимума, уменьшаются вследствие значительного снижения мощности бегущей волны.

Например для ускорителя рис. 3-44 наибольший, измеренный, средний электронный ток получился при энергии электронов 2,6 Мэв и равнялся 30 мка, что при скважности 10 000 соответствует среднему току пушки 300 ма в импульсе.

Оптимальными рабочими условиями ускорителя являются: энергия электронов — 3,25 Мэв, средний ток — 10 мка и выход излучения 31 p/мин на расстоянии 1 м при 50 имп/сек. Число импульсов может быть увеличено до 250 имп/сек.

Линейный ускоритель с обратным питанием

Теория и опыт показывают, что с уменьшением радиуса отверстий в диафрагмах увеличивается напряженность ускоряющего электрического поля на оси волновода и, следовательно,

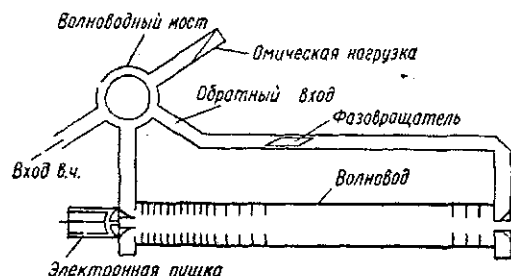


Рис. 3-52. Линейный ускоритель с обратным питанием.

может быть уменьшена длина ускорителя. Его эффективность, определяемая как отношение квадрата энергии ускоренных электронов U^2 к произведению подведенной мощности на полную длину волновода PL :

$$\frac{U^2}{PL} \left[\frac{\text{ом}}{\text{м}} \right]$$

увеличивается. Однако такой ускоритель очень чувствителен к изменению частоты, отклонению в размерах волновода и других условий эксплуатации. Напротив, при увеличении радиуса а ускоритель становится менее критичным, но получается менее эффективным и более длинным, что неудобно в эксплуатации, особенно, при клиническом его использовании.

Для того чтобы получить ту же энергию ускоренных электронов при той же длине волновода, но с меньшей чувствительностью его к стабильности частоты и допускам в размерах волновода, предложен так называемый метод обратного питания [Л. 149], т. е. подачи выходной мощности обратно на вход ускорителя.

Система обратного питания радиочастотной мощности показана на рис. 3-52. Неиспользованная мощность ослабленной бегущей волны из выходного конца ускорителя направляется через волноводный мост, где она смешивается с мощностью от магнетрона, обратно на вход волновода. Вследствие этого мощность, входящая в волновод, становится больше, чем мощность магнетрона, и поэтому сообщает электронам большую энергию при той же длине, но

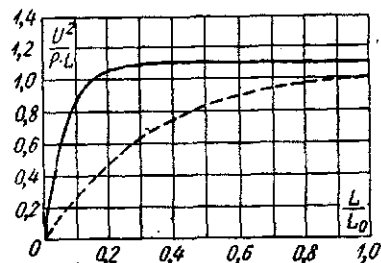


Рис. 3-53. Зависимость эффективности

ускорителя с обратным питанием (сплошная линия) и без обратного питания (пунктирная линия) от длины ускорителя, выраженной в частях оптимальной длины L_0 .

с большим радиусом отверстий в диафрагмах, т. е. с меньшей чувствительностью к нестабильности частоты и допускам в размерах.

Фаза приходящей обратной мощности регулируется фазовращателем. Контроль правильности фазировки производится проверкой уровней мощности при помощи волноводных термомпар, помещенных вблизи входной и выходной втулок питания.

Относительная «эффективность» $\frac{U^2}{PL}$ в зависимости от длины ускорителя, выраженной в частях оптимальной длины L/L_0 , показана на рис. 3-53 для случая без обратного питания (пунктирная линия) и с применением обратного питания (сплошная линия). Можно видеть, что применение обратного питания позволяет конструировать короткие линейные ускорители без потери «эффективности». Это дает также возможность снизить требования на допуски в размерах волновода и к стабильности частоты источника радиочастотной мощности.

Ценные свойства линейных ускорителей электронов: практически полное отсутствие потерь на излучение; относительно высокий средний ток ускоряемых электронов, а также пропорциональность стоимости ускорителя максимальной энергии ускоряемых электронов — обеспечили им широкое применение и большое развитие. В настоящее время в США (Станфорд) началось строительство линейного ускорителя электронов на 20—40 Гэв длиной 3,6 км. Для питания его должно быть установлено 240 клистронов с выходной мощностью до 24 Мвт в импульсе каждый. В Харькове строится линейный ускоритель электронов на 2 Гэв.

РЕНТГЕНОВСКИЕ АППАРАТЫ

4-1. Системы питания рентгеновских трубок

Высокое напряжение, необходимое для питания рентгеновских трубок, может быть получено при помощи следующих приборов:

- 1) электростатических машин;
- 2) аккумуляторов;
- 3) индукторов;
- 4) трансформаторов.

Электростатические машины применялись только в первые годы после открытия рентгеновских лучей. Вследствие малой мощности они в рентгенотехнике не используются.

В последнее время был разработан и построен ленточный электростатический генератор Ван-де-Граафа для получения очень высоких напряжений (порядка нескольких миллионов вольт).

Используется этот генератор, главным образом, в лабораториях ядерной физики, в рентгенотехнике он нашел применение только в последние годы.

Принцип действия и устройство двухмиллионного рентгеновского аппарата с ленточным электростатическим генератором детально описаны в § 4-18.

Аккумуляторные батареи применялись для питания рентгеновских трубок только в единичных случаях при очень точных исследованиях излучения трубки. Громадные батареи аккумуляторов, состоящие из 20 000 и более элементов, требуют больших помещений и тщательного ухода. Они чрезвычайно дороги и потому в практике не применяются, но для точных исследований весьма удобны, так как при пользовании ими возможно точно измерять напряжение и плавно его регулировать; кроме того, напряжение аккумуляторных батарей обладает постоянством.

Индуктор является первым использованным в рентгенотехнике источником высокого напряжения. В настоящее время

индукторные аппараты встречаются редко, хотя, как указывалось выше, ионные трубки работают более устойчиво при питании их от индукторного аппарата. Со времени изобретения электронных трубок индукторные аппараты постепенно заменялись более мощными трансформаторными аппаратами.

Высоковольтный трансформатор в настоящее время является наиболее распространенным источником высокого напряжения в рентгеновских аппаратах, предназначенных для питания как электронных, так и ионных трубок. Рассмотрению схем, устройства и принципа действия рентгеновских аппаратов посвящается эта глава.

Помимо трансформаторов обычного типа, в некоторых (высоковольтных) рентгеновских аппаратах применяются так называемые резонанснотрансформаторы без железного сердечника. Принцип действия и устройство рентгеновского аппарата с резонанснотрансформатором рассмотрены в § 4-17.

4-2. Трансформаторные рентгеновские аппараты

Трансформаторный аппарат состоит в общем случае из трех главных частей: 1) высоковольтного трансформатора однофазного или трехфазного тока, 2) выпрямительного устройства и 3) столика управления, в котором сосредоточены все органы управления аппаратом и некоторые измерительные приборы.

Главнейшей частью трансформаторного аппарата является высоковольтный (обычно до 110—150 кВ) масляный трансформатор. Принцип действия и теория трансформаторов излагаются в курсах электротехники; поэтому мы здесь их излагать не будем, сделаем только несколько замечаний. Выполняются они более компактно, чем обычные силовые трансформаторы. Выводные изоляторы делаются из фарфора или гетинакса, причем запас электрической прочности берется очень малым — всего около 1,3, т. е. в три-четыре раза меньше, чем у силовых. Первичная обмотка их обычно рассчитывается на напряжение 220 в. Строятся трансформаторы на небольшие мощности 0,5—10 кВт.

4-3. Трансформаторные аппараты без выпрямителя

Самым простым и дешевым аппаратом для питания рентгеновских трубок является трансформаторный аппарат без выпрямителя, подающий на трубку переменное высокое напряжение. Применение такого аппарата возможно только при работе с электронными рентгеновскими трубками с охлаждением анода, так как эти трубки обладают выпрямительным действием.

На рис. 4-1 дана принципиальная схема такого аппарата, из которой видно, что в нем используется только одна

полуволна переменного тока. На рис. 4-2 даны кривые тока и напряжения на трубке, из которых видно, что максимальное значение тока через трубку i_{\max} в два с лишним раза больше, чем среднее значение тока i_{cp} , измеряемое миллиамперметром (магнитоэлектрического типа).

Кривая тока имеет формулу, близкую к трапеции, т. е. на значительной части полупериода величина анодного тока остается постоянной. Это объясняется тем, что трубка работает на токе насыщения. Кривая напряжения на трубке имеет вид несимметричной синусоиды: рабочая полуволна, соответствующая прохождению тока через трубку, ниже, чем нерабочая, так как при прохождении тока происходит падение напряжения в трансформаторе.

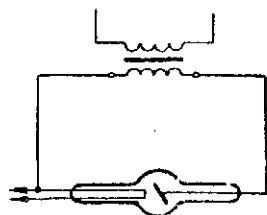


Рис. 4-1. Принципиальная схема рентгеновского аппарата без выпрямителя.

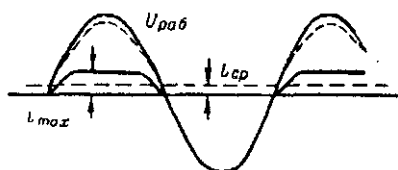


Рис. 4-2. Кривые тока и напряжения на трубке.

маторе. Особенно сильно отличаются амплитуды двух полуволн синусоиды при включении в первичную обмотку трансформатора регулировочного сопротивления. В некоторых случаях величина обратной полуволны может стать опасной в отношении пробоя трубки. По этой и ряду других причин при питании рентгеновской трубки переменным током нагрузка и рабочее напряжение на ней должны быть снижены. Рассмотрим некоторые из этих причин.

1. Если при большой нагрузке фокус трубки раскалится настолько, что температура его в течение следующего полупериода будет еще достаточно для эмиссии электронов, то возникает обратный ток, который может привести к пробоя стекла. При включении вентиля обратный ток не может возникнуть, и нагрузка трубки может быть повышена. Практически включение вентиля может повысить допустимую нагрузку на 30—40% в зависимости от величины фокуса.

2. Продолжительная работа безвентильного аппарата при относительно малой мощности и высоком напряжении может также привести к повреждению трубки. Это объясняется следующим образом. Как указывалось в § 2-17, в рабочий полупериод стенки оболочки трубки в области разрядного пространства заряжаются отраженными электронами до высокого отри-

пательного потенциала. В холостой период, когда катод становится положительным, между отрицательно заряженной стенкой и положительным катодом образуется сильное электрическое поле. Вследствие этого легко может возникнуть газовая вспышка, которая приведет к преждевременной гибели трубки. При включении вентиля этот недостаток устраняется. Практически одна и та же трубка может работать в безвентильном аппарате при напряжении, составляющем около 60—80% от номинального, в зависимости от конструкции трубки.

3. В защитных от высокого напряжения аппаратах переменное напряжение нежелательно еще и



Рис. 4-3. Переносный диагностический аппарат PY-560.

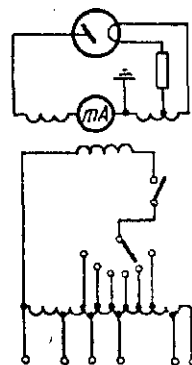


Рис. 4-4. Принципиальная схема аппарата PY-560.

потому, что при переменном напряжении высоковольтный кабель нагружается почти вдвое сильнее, чем при выпрямленном пульсирующем напряжении.

Несмотря на указанные недостатки, безвентильные полуволновые схемы имеют очень широкое распространение. Это объясняется тем, что они очень просты и позволяют создавать рентгеновские аппараты очень малых размеров и веса. Схема эта применяется не только в переносных и передвижных аппаратах, но также и в стационарных аппаратах облегченного типа. Переносные аппараты делаются исключительно в виде блоктрансформаторов, передвижные и стационарные аппараты делаются как в виде блоктрансформаторов, так и с высоковольтными кабелями.

На рис. 4-3 изображен общий вид переносного диагностического аппарата типа PY-560, рассчитанного на рабочее

напряжение 65 кВ и ток 5 мА при просвечивании и 10 мА при снимках. Высоковольтный трансформатор и рентгеновская трубка помещаются в одной металлической заземленной оболочке (баке), так что все части аппарата, находящиеся под высоким напряжением, недоступны для прикосновения, что обеспечивает полную безопасность в электрическом отношении.

Рентгеновская трубка монтируется на внутренней стороне крышки и соединяется с трансформатором прижимными контактами. Аппарат крепится на небольшом складном штативе.

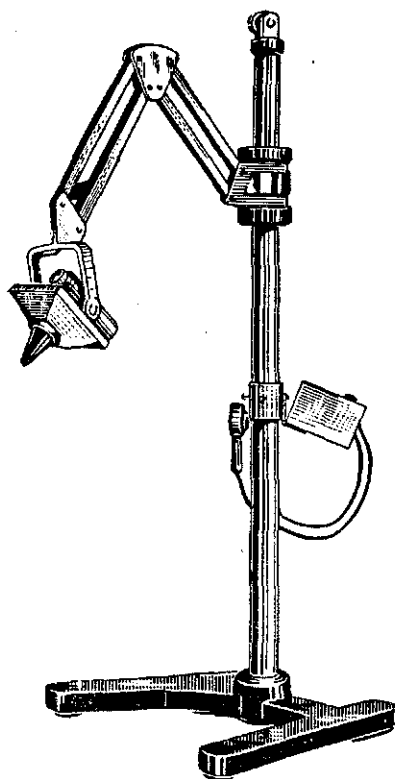


Рис. 4-5. Дентальный аппарат РУ-820.

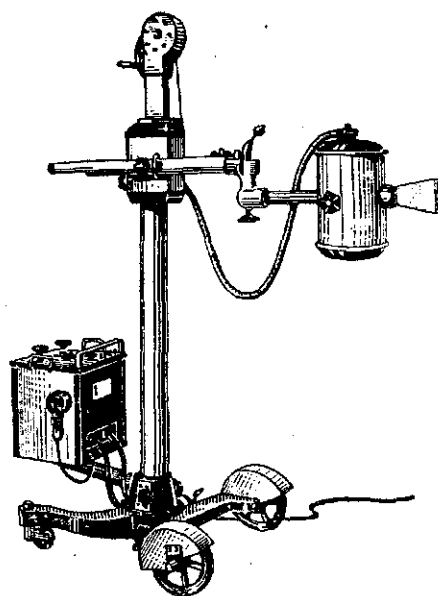


Рис. 4-6. Передвижной рентгеновский палатный аппарат РУ-730.

Принципиальная схема аппарата изображена на рис. 4-4. Середина вторичной обмотки заземлена. Накал катода трубки осуществляется от обмотки, намотанной на сердечник главного трансформатора. Регулировка накала катода трубки при ее замене производится добавочным сопротивлением в цепи накала. Ток трубки измеряется миллиамперметром, включенным в разрыв вторичной обмотки трансформатора.

Аппарат вместе со всеми принадлежностями для просвечивания и снимков со штативом укладывается в два чемодана и имеет общий вес около 45 кг.

Дентальный аппарат (РУ-820), предназначенный для зубо врачебных целей, изображен на рис. 4-5. Он состоит из вышеописанного переносного аппарата, смонтированного на штативе специальной конструкции, обеспечивающем удобство пользования аппаратом во всех практических случаях рентгенографии полости рта.

Передвижной палатный диагностический аппарат (РУ-730) на напряжение 85 кВ при токе 5 ма и 75 кВ при токе 20 ма изображен на рис. 4-6. Аппарат в виде блок-трансформатора смонтирован на тележке и легко перемещается по палате больницы к постели больного. При помощи специального штатива выходное окно блок-трансформатора может быть установлено в любом направлении относительно больного. Пульт управления, содержащий автотрансформатор для регулировки высокого напряжения, реостат плавной регулировки накала катода и измерительные приборы, смонтирован на той же тележке.

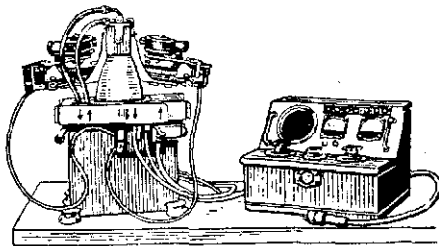


Рис. 4-7. Рентгеновский аппарат для структурного анализа УРС-55 настольного типа.

Диагностические аппараты средней мощности порядка 4 кВт на напряжение 100 кВ также часто делаются по безвентильной схеме. Так, например, аппарат типа РУМ-2, рассчитанный на напряжение 100 кВ при просвечиваниях и 87 кВ и 50 ма при снимках, комплектуется защитным кожухом с высоковольтными кабелями и трубкой типа 4-БДМ-100, универсальным штативом и пультом управления, как и аппарат УРДд-110-К4 (см. рис. 4-37).

Безвентильные схемы часто применяются и при построении аппаратов для терапии, структурного анализа и просвечивания материалов. Высоковольтные резонанс-трансформаторные аппараты с секционированными трубками (1—2 МВ), описанные в § 4-17, также работают по безвентильной полуволновой схеме.

В качестве примера приведем краткое описание аппарата для структурного анализа настольного типа УРС-55 (рис. 4-7). Высоковольтный трансформатор, рассчитанный на рабочее напряжение 55 кВ и ток до 20 ма, и трансформатор накала помещены в масляный бак, в крышке которого укреплен фарфоровый стакан для помещения рентгеновской трубки типа БСВЛ (см. рис. 2-84). Катод трубки соединяется с одним концом высоковольтной обмотки трансформатора, второй конец

каторой, а также охлаждающей проточной водой анод трубки заземляется. Автотрансформатор для регулировки напряжения, феррорезонансный стабилизатор и реостат плавной регулировки накала катода, а также выключатели и измерительные приборы сосредоточены в небольшом переносном пульте управления.

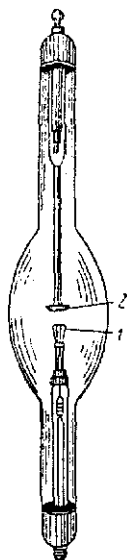


Рис. 4-8. Кенотрон с открытой нитью накала.

4-4. Кенотроны

Для облегчения работы рентгеновской трубки во многих типах аппаратов напряжение, создаваемое высоковольтным трансформатором, выпрямляется с помощью электрических вентилях (высоковольтных кенотронов, газотронов или полупроводниковых вентилях).

Кенотрон (электронный вентиль) состоит (рис. 4-8) подобно рентгеновской трубке из накаливаемого электрическим током катода 1 и холодного анода 2 (цилиндр, пластинка), помещенных в стеклянный баллон, в котором создан наивысший технически достижимый вакуум. Односторонняя проводимость его основана на свойстве тел при высокой температуре испускать электроны.

Если к электродам кенотрона приложить переменное напряжение, то электроны, испускаемые накаливаемым катодом, потекут к аноду только тогда, когда он имеет положительный потенциал. В задерживающем направлении, т. е. когда анод становится отрицательным, такие выпрямители выдерживают очень большие напряжения (до 200—450 кВ) без пропуска тока. Выпрямление при помощи кенотронов больших токов при низких напряжениях трудно достижимо, так как нет материалов, которые выдерживали бы температуру, нужную для испускания со сравнительно небольшой поверхности очень большого количества электронов.

Увеличение поверхности катода влечет за собой чрезмерное увеличение тока, необходимого для его нагревания. Кроме того, в этом случае в них сравнительно велико падение напряжения в пропускающем направлении. Применение сложных (оксидных) катодов невозможно, так как оксидный слой легко разрушается под воздействием сильного электрического поля.

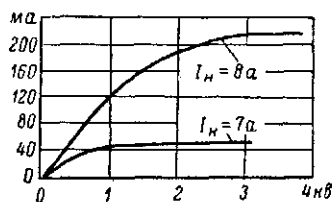


Рис. 4-9. Статистические характеристики кенотрона.

На рис. 4-9 приведены статические характеристики кенотрона.

Значение тока насыщения тем выше, чем больше ток накала катода. В обычных рентгеновских кенотронах ток насыщения наступает при напряжении около 1000—2500 в и, следовательно, при выпрямлении переменного тока при помощи кенотрона падение напряжения в нем должно быть ниже указанной величины.

Экспериментальные исследования работы кенотрона в действительных условиях выпрямления переменного тока высокого напряжения в рентгеновских установках показали, что падение напряжения на кенотроне при достаточном накале оказывается значительно больше теоретического, достигая иногда 5, 10 и даже 15-кратного значения.

Причиной аномального большого падения напряжения в кенотроне являются отрицательные заряды, скапливающиеся на внутренней поверхности оболочки кенотрона, которые действуют на прохождение тока через кенотрон так же, как отрицательно заряженная сетка в трехэлектродной лампе, т. е. увеличивают сопротивление движению электронов от катода к аноду. Это явление вызывает чрезмерный перегрев анода, приводящий к преждевременному повреждению кенотрона. Кроме того, вследствие увеличения падения напряжения скорость электронов, тормозящихся на аноде, становится столь большой, что возникают рентгеновские лучи, способные проходить через стенки оболочки кенотрона и таким образом оказывать свое вредное действие на обслуживающий персонал.

4-5. Работа кенотрона, включенного последовательно с электронной рентгеновской трубкой

На рис. 4-10 дана принципиальная схема полуволнового однокенотронного рентгеновского аппарата. Кенотрон 2 включен последовательно с рентгеновской трубкой 3 в цепь вторичной обмотки трансформатора 1. На рис. 4-11 даны статические характеристики кенотрона и трубки при заданных токах накала $I_{нк}$ и $I_{нт}$. Ток насыщения кенотрона $I_{ск}$ больше, чем ток насыщения $I_{ст}$ трубки.

Очевидно сила тока в цепи вторичной обмотки трансформатора будет определяться током насыщения трубки, т. е. будет равна $I_{ст}$, так как через последовательно включенные кенотрон и трубку должен проходить один и тот же ток, а трубка работает на насыщении. Если напряжение на зажимах вторичной обмотки трансформатора в данный момент равно U , то оно распределится между кенотроном и трубкой таким образом, что падение напряжения на кенотроне составит U_k и на

трубке U_T . Мощность, выделяемая на аноде кенотрона, будет $I_{st}U_K$ и на аноде трубки $I_{st}U_T$.

При увеличении накала катода трубки ток насыщения трубки повышается и падение напряжения на кенотроне U'_K становится больше, а на трубке U'_T — соответственно меньше. Когда ток насыщения трубки станет больше тока насыщения кенотрона, тогда ток в цепи трансформатора будет определяться током насыщения кенотрона I_{sk} . В этом случае падение напряжения на кенотроне будет значительно больше, чем на трубке и рентгеновские лучи будет испускать кенотрон, а не трубка, т. е. кенотрон и трубка поменяются ролями — ненормальный режим.

Следовательно, при работе кенотрона в любой выпрямительной схеме наивыгоднейшие условия создаются тогда, когда

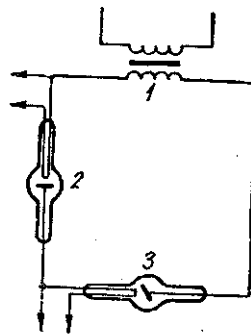


Рис. 4-10. Принципиальная схема одно-кенотронного рентгеновского аппарата.

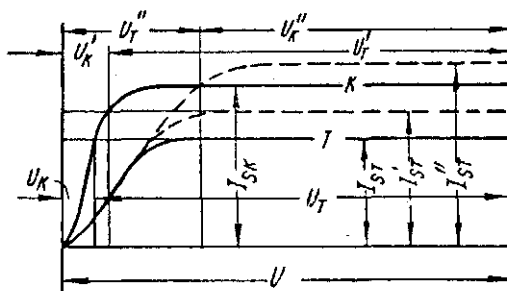


Рис. 4-11. Статические характеристики кенотрона и трубки.

ток насыщения кенотрона значительно выше, чем амплитуда тока, проходящего в цепи кенотрона, т. е. при некотором перекале катода. С другой стороны, ток накала не должен превосходить предельных значений, определяемых сроком службы катода.

4-6. Конструкции рентгеновских кенотронов

Катод рентгеновского кенотрона обычно изготавливается из чисто вольфрамовой проволоки диаметром около 0,3 мм. Так как сила взаимного притяжения между катодом и анодом в моменты, когда анод становится отрицательным, очень велика, то нить катода обычно монтируется таким образом, чтобы разрушающее действие механических сил электрического поля было минимальным.

В кенотроне, показанном на рис. 4-8, нить катода имеет зигзагообразную форму и крепится в 4—6 точках так, что от-

дельные участки ее располагаются по направлению электрического поля, благодаря чему она легко выдерживает силу притяжения к аноду, так как при этом накалившая нить испытывает только растяжение и не подвергается изгибу. Анод 2 представляет собой плоскую круглую вольфрамовую, молибденовую или танталовую пластинку, укрепленную на держателе в виде молибденовой трубки. В этом кенотроне нить катода открыта; поэтому отрицательные заряды, скапливающиеся на внутренней поверхности оболочки, могут сильно влиять на характеристику кенотрона, увеличивая внутреннее падение напряжения в нем. Для предотвращения ненормально большого падения напряжения электроды кенотронов снабжаются различными экранами, препятствующими образованию отрицатель-

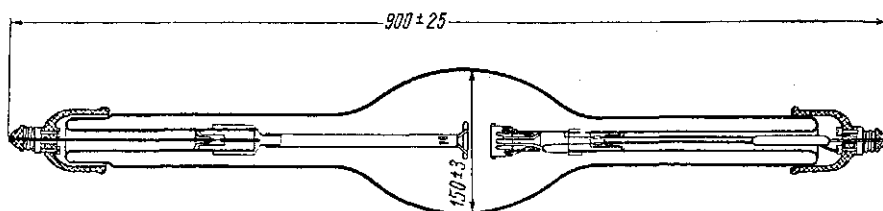


Рис. 4-12. Эскиз кенотрона типа КР-220 с электростатической экранировкой нити катода

ных зарядов на внутренней поверхности оболочки и ослабляющими их влияние на прохождение тока через кенотрон.

На рис. 4-12 показан эскиз кенотрона типа КР-220, нить накала которого окружена металлическим цилиндром, электрически с ней связанным, который в значительной мере уменьшает образование и ослабляет влияние отрицательных зарядов стенок оболочки.

Рентгеновские кенотроны обычно рассчитываются на 110, 150 и 220 кВ выпрямляемого напряжения. При конструировании и выполнении электродов кенотронов (главным образом анода) уделяют большое внимание устранению всех выступающих частей с малыми радиусами кривизны и тщательной полировке поверхности, для того чтобы устранить возможность возникновения холодной эмиссии электродов с острий.

4-7. Высоковольтный секционированный рентгеновский газотрон

Для выпрямления высокого напряжения в рентгеновских аппаратах иногда применяются вентили с газовым наполнением (пары ртути) и оксидным катодом, обладающие в сравнении с кенотронами весьма ценными свойствами. Главнейшими из этих свойств являются: а) малое нормальное падение

напряжения в проводящий полупериод и б) отсутствие аномального падения напряжения. Свойства эти обусловлены принципом действия газотронов.

В ионных вентилях (газотронах) отрицательный пространственный заряд и заряды на стеклянной оболочке компенсируются ионами, образующимися при ионизации газа, наполняющего баллон вентиля.

В результате этой компенсации падение напряжения в газотроне сильно уменьшается, достигая значения, необходимого для ионизации газа (15—20 в), и в известных пределах не зависит от силы тока, протекающего через газотрон.

Недостатком газотрона является относительно низкое значение запираемого напряжения, так как при давлении газа в баллоне порядка 10^{-2} мм рт. ст. он не обладает достаточной электрической прочностью для запираения тока высокого напряжения в обратный полупериод.

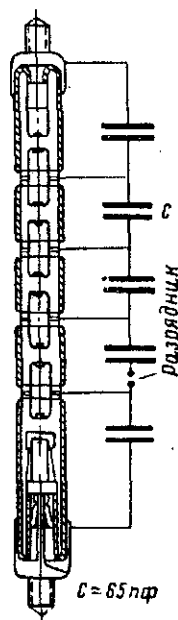


Рис. 4-13. Высоковольтный секционированный рентгеновский газотрон.

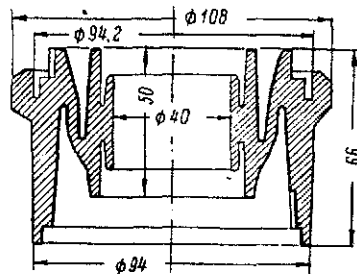


Рис. 4-14. Конденсатор высоковольтного газотрона.

Поэтому широко распространенные газотроны пригодны для выпрямления напряжений порядка 10—15 кВ.

В газотроне, предназначенном для выпрямления высоких напряжений 110—220 кВ и выше (рис. 4-13), анод помещается на большом расстоянии от катода и между ними располагается несколько промежуточных электродов, имеющих форму трубок, через просвет которых протекает разряд от катода до анода.

Промежуточные электроды крепятся в феррохромовых или коваровых кольцах, впаянных в стеклянный баллон, и присоединяются к емкостному делителю напряжения, помещенному снаружи баллона газотрона.

В цепь последовательно включенных конденсаторов емкостного делителя между первым и вторым от катода промежуточными электродами включен разрядник, длина искрового промежутка которого устанавливается 0,4—0,5 мм.

Значение искрового разрядника чрезвычайно велико; при отсутствии его зажигание газотрона наступает при 40—50 кВ, в то время как с разрядником газотрон зажигается нормально при 7—8 кВ.

Емкостный делитель обеспечивает равномерное распределение напряжения между всеми электродами газотрона в холостой полупериод и облегчает зажигание газового разряда в газотроне в рабочий полупериод. Промежуточные электроды играют роль сеток, ускоряющих процесс деионизации в моменты прекращения тока через газотрон, вследствие чего устойчивость против обратного зажигания сильно повышается и достигает 20—25 кВ на каждый промежуток между двумя соседними электродами.

Для удобства монтажа и уменьшения габаритов рентгеновской установки с высоковольтными газотронами конденсаторам емкостного делителя напряжения придается специальная форма (рис. 4-14). Корпус конденсатора представляет собой довольно сложный прессованный из пластмассы многообчатый изолятор. Внутренние поверхности изолятора, обведенные на рисунке толстой линией, делаются проводящими путем графитирования или металлизации и образуют обкладки конденсатора. Емкость такого конденсатора около 60—70 пф.

Высоковольтный газотрон изготовления ЛЭТИ с обратным напряжением на 200 кВ без делителя (слева) и с надетым емкостным делителем напряжения показан на рис. 4-15.

На рис. 4-16 даны кривые распределения напряжения между электродами газотрона в пропускающий полупериод (кривая 1, масштаб слева), в запирающий полупериод (кривая 2, масштаб справа) и вдоль газового разряда по оси газотрона (кривая 3).

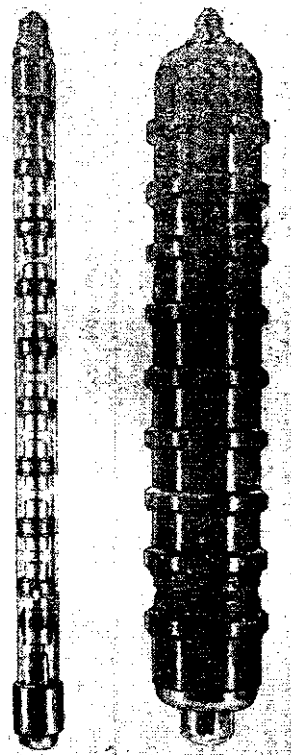


Рис. 4-15. Высоковольтный секционированный газотрон на 200 кВ изготовления рентгентехнической лаборатории ЛЭТИ.

Электрические параметры рассматриваемых газотронов значительно отличаются от соответствующих параметров кенотронов. Мощность накала катода составляет всего 10—15 вт вместо 110—120 вт в кенотроне. Падение напряжения в пропускающий полупериод достигает 30—35 в в газотроне на 100 кВ, 50—55 в в газотроне на 200 кВ вместо 1—2 кВ в кенотроне. Ток эмиссии катода около 1,2 а, напряжение зажигания 7—8 кВ.

Так как в этом газотроне оставляется ничтожное количество ртути (несколько граммов), распределяющейся в баллоне в виде слабых осадков на стенках оболочки, или на холодных частях электродов, то он может работать подобно кенотрону в любом положении — вертикальном, горизонтальном или наклонном.

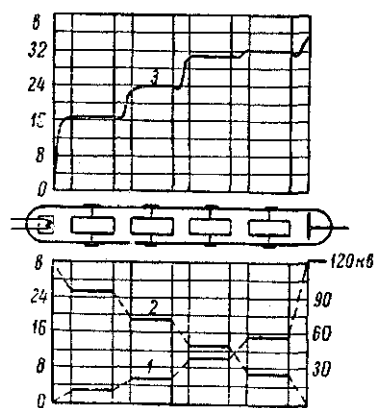


Рис. 4-16. Распределение напряжения между электродами газотрона и вдоль газового разряда.

4-8. Полупроводниковый вентиль

В настоящее время для выпрямления высокого напряжения в рентгеновских аппаратах начинают применяться полупроводниковые вентили, обладающие по сравнению с кенотронами и газотронами ценными преимуществами, хотя и не свободные от некоторых недостатков. Главнейшими преимуществами полупроводниковых вентилях являются: отсутствие тока накала, простота устройства и обслуживания, малые размеры, длительный срок службы.

Недостатками — наличие обратного тока и зависимость его характеристик от температуры.

Принцип действия полупроводниковых вентилях основан на использовании односторонней проводимости запирающего слоя, возникающего на границе между двумя слоями полупроводника, обладающими различными механизмами проводимости — электронной и дырочной. Односторонней проводимости можно достичь введением в полупроводник определенных примесей, которые резко изменяют его свойства.

Примесная электропроводность полупроводников

Если в чистый и совершенный кристалл, например, четырехвалентного германия (или кремния) ввести атом пятивалентного мышьяка (или Р, Ва, Sb, Bi), то он займет в решетке

место одного из атомов германия. При этом четыре валентных его электрона участвуют в образовании нормальных химических связей с соседними атомами германия; пятый же электрон оказывается «лишним» и очень слабо связан с ядром (рис. 4-17, а). Эти электроны легко отделяются от атомов и переходят в зону проводимости, т. е. становятся свободными и могут принимать участие в переносе тока, сильно увеличивая электропроводность полупроводника. Примесные атомы, теряющие один электрон, называются донорами.

Иная картина получается при введении в кристаллическую решетку германия трехвалентного индия (или В, Al, Sc, Ga, Tl).

Атомы индия замещают в решетке атомы германия и образуют валентные связи только с тремя соседними атомами германия. Для четвертой связи атом индия «занимает» недостающий валентный электрон у соседнего атома германия (рис. 4-17, б). Число валентных электронов у этого атома германия уменьшается на единицу — образуется свободное место, которое условилось называть дыркой. Эта дырка тотчас же заполняется любым ближайшим соседним электроном, но то место, откуда ушел этот соседний электрон, становится дыркой и в свою очередь заполняется каким-либо другим электроном и т. д. и таким образом появляется возможность для возникновения тока. Дырки движутся в электрическом поле в направлении, противоположном движению электронов. Примеси третьей группы, забирающие электроны и образующие дырки, называются акцепторами.

Полупроводники с донорными примесями обладают электронной проводимостью и называются *n*-полупроводниками (negative). Если же преобладают акцепторы, т. е. образуются дырки (положительные заряды), то проводимость будет дырочная и такой материал называется *p*-полупроводником (psitive).

p-n-переход

Контакт двух полупроводников, одного с электронной (типа *n*) и другого с дырочной (типа *p*) проводимостями, называют *p-n*-переходом. Процессы, протекающие в *p-n*-переходе, обуславливают появление односторонней проводимости полупроводника (вентильного действия).

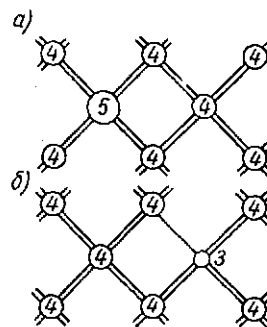


Рис. 4-17. Двухмерная модель кристаллической решетки германия: а — с донорной примесью; б — с акцепторной примесью.

Обычно при изготовлении полупроводниковых приборов создают такие полупроводники, в которых одна часть имеет электронную, а другая часть — дырочную проводимость, так что p - n -переход находится внутри полупроводника.

Например, p - n -переход в кристалле германия можно создать при выращивании монокристаллов из расплавленного германия. Если в расплав германия ввести донорную примесь (мышьяк), то получится кристалл с электронной проводимостью (n -типа). Затем на поверхность пластинки n -германия помещается кусочек индия (акцептор). При нагреве в вакууме при 500 — 550°C происходит термодиффузия индия в германий, в результате чего тонкий слой германия приобретает дырочную проводимость, так как донорная примесь в нем будет скомпенсирована индием.

Выпрямление

Рассмотрим теперь механизм выпрямления p - n -перехода. В отсутствие внешнего электрического поля, свободные электроны n -области диффундируют в p -область и заполняют в ней

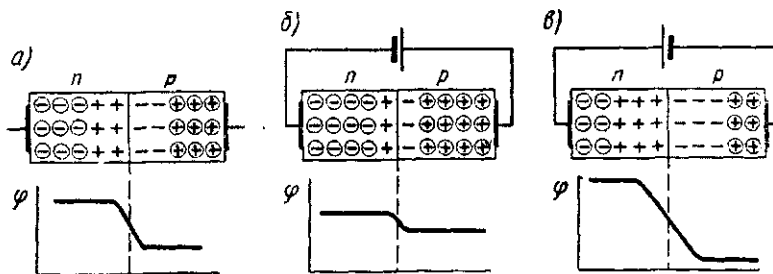


Рис. 4-18. Распределение электрических зарядов и потенциала в полупроводниковом диоде: а — в равновесном состоянии; б — при пропускании тока; в — при запирании тока.

дырки, расположенные у границы раздела (рис. 4-18, а). При этом уход свободных электронов из n -области приводит к образованию в ней, вблизи границы раздела, положительного заряда, а приход их в p -область образует отрицательные заряды. Таким образом, в области p - n -перехода образуется потенциальный барьер, который препятствует дальнейшей диффузии заряженных частиц.

Если приложить к p - n -переходу переменное напряжение, то сопротивление его для одного направления тока может оказаться в тысячи раз больше, чем для другого. Действительно, в тот полупериод, когда плюс приложен к p -области, а минус к n -области (рис. 4-18, б), свободные электроны и дырки

будут двигаться под влиянием электрического поля к p - n -переходу, где свободные электроны будут заполнять дырки. При этом потенциальный барьер понижается, сопротивление перехода уменьшается и через p - n -переход проходит большой (прямой) ток.

При обратной полярности свободные электроны в области n и дырки в области p будут перемещаться от перехода к полюсам источника напряжения (рис. 4-18, в). В результате около перехода будет наблюдаться лишь небольшое количество свободных электронов и дырок, вследствие чего потенциальный барьер и сопротивление перехода сильно возрастают и через переход пойдет очень малый (обратный) ток. Характеристика германевого вентилля показана на рис. 4-19.

Типы полупроводниковых вентилей

Практическое применение нашли вентилли купроксные, селеновые, германиевые и кремниевые.

Купроксный вентилль состоит из медной пластины, покрытой слоем закиси, поверх которой нанесен второй электрод (Pb, Al или Zn). Односторонней проводимостью обладает переход от закиси меди, прилегающей к меди, в которой имеется избыток атомов меди, легко отдающей свои электроны (доноры) к поверхностному слою закиси меди, насыщенному избытком атомов кислорода, образующим дырки (акцепторы). Ток направлен от закиси меди к меди. К. п. д. купроксного вентилля около 55%. Обратное напряжение 6—8 в, допустимое напряжение около 4 в, нормальная плотность тока 50—60 ма/см^2 , собственная емкость около 60 пф/мм^2 .

Благодаря дешевизне и малому изменению параметров во время работы купроксные вентилли применяются, главным образом, в измерительной технике. Для выпрямления высокого напряжения в рентгеновских аппаратах они применялись лишь в единичных случаях.

Селеновые вентилли применяются довольно широко как в зарубежном, так и отечественном рентгеноаппаратостроении. На никелированную стальную или алюминиевую пластинку наносится тонкий слой кристаллического селена; на который напыляется сплав олова с кадмием. После этого пластинка подвергается формовке, т. е. пропусканию тока в обратном направлении с постепенным повышением напряжения (до 22—25 в). В процессе формовки на поверхности селена возникает

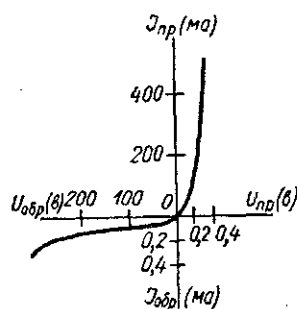


Рис. 4-19. Вольтамперная характеристика германевого вентилля.

селем, обладающего электронной проводимостью (донорная примесь). Таким образом $p-n$ -переход образуется в контакте между селеном, обладающим дырочной проводимостью и селенистым кадмием с электронной проводимостью. Ток проходит от селена к контактному электроду. К. п. д. 75—78%; обратное пробивное напряжение 50—80 в, допускаемое напряжение, в зависимости от типа вентиля: 12, 15, 18, 26, 30 и 36 в; допустимая нагрузка около 50 ма/см^2 ; обратный ток 10^{-2} — 10^{-3} а/см^2 ; рабочая температура до 75°.

Недостатком селеновых вентилях является старение, т.е. изменение их параметров во время работы. Достоинством является большая надежность в работе, что обусловлено их способностью мгновенно самовосстанавливаться при пробое, так как селен при этом расплавляется и «залечивает» место пробоя.

Германиевые вентили стали применяться в рентгентехнике лишь в последние годы. Принцип действия германиевых вентилях описан выше. Проводящее направление от индия к

Таблица 4-1

Некоторые характеристики вентилях столбиков

Тип	Допустимый выпрямлен- ный ток при 20°, а	Обратное напряжение, в	Наибольшее падение напряжения, в	Обратный ток, ма
1. Купроксные столбы из шайб $\varnothing 40$ мм				
ВК-102	0,2	280		
ВК-103	0,2	480		
2. Селеновые столбы из шайб $\varnothing 25$ мм, тип Т, класс 30 в/элемент				
ТБС-25—12	0,075	60		
ТБС-25—92	0,075	300		
ТБС-25—192	0,075	600		
ТБС-25—312	0,075	960		
3. Германиевые плоскостные вентилях столбы				
Д1001	0,1	2000	6,5	0,15
Д1001А	0,1	1000	3,5	0,15
Д1002	0,3	2000	7,5	0,3
Д1002А	0,3	1000	4	0,3
Д1003А	0,3	500	2	0,3
4. Кремниевые плоскостные вентилях столбы				
Д1004	0,1	2 000	4	0,1
Д1005А	0,05	4 000	4	0,1
Д1005Б	0,1	4 000	6	0,1
Д1006	0,1	6 000	6	0,1
Д1007	0,075	8 000	6	0,1
Д1008	0,05	10 000	6	0,1

германию. К. п. д. 98—99%; выпрямляемое напряжение до 300—400 в; допустимая нагрузка: 10 а/см² и выше; обратный ток 10⁻⁴ — 10⁻⁵ а/см². Недостатком является значительное ухудшение параметров при возрастании температуры.

Кремниевый вентиль работает по тому же принципу, что и германиевый, но обладает лучшими характеристиками: обратный ток порядка 10⁻¹⁰ а/см²; рабочая температура до 150° С, но они гораздо дороже германиевых вентилях; допустимое обратное напряжение достигает для разных типов от 100 до 600 в.

Для повышения допустимого обратного напряжения однотипные вентили включают последовательно и собирают в столбики.

Нашей промышленностью выпускаются купроксные столбики до 400 в, селеновые до 1000 в; германиевые до 2000 и кремниевые до 10000 в. В табл. 4-1 даны некоторые характеристики некоторых типов вентильных столбиков.

При последовательном включении диодов во избежание неравномерного распределения обратного напряжения, каждый вентиль следует шунтировать сопротивлением из расчета 10—70 ком на каждые 100 в обратного напряжения или конденсаторами емкостью 50—250 пф.

Столбики типов Д1001—Д1003 до 6 кв и типов Д1004—Д1008 до 30 кв можно включать без шунтов.

4-9. Однокенотронный полуволновой рентгеновский аппарат

Опыт показывает, что аппараты без вентилях обладают существенными недостатками и что включение вентиля последовательно с трубкой повышает допустимую для данной трубки нагрузку и рабочее напряжение и облегчает условия работы высоковольтных кабелей в безопасных установках.

В большинстве случаев оказывается не безразлично, в каком месте схемы следует поместить вентиль, а в некоторых случаях выгодно ставить два вентиля последовательно с трубкой.

Если в схеме высокого напряжения отсутствуют емкости и ни одна точка установки не заземлена, то почти безразлично, в какой провод (анодный или катодный) будет включен вентиль. В безопасных аппаратах с высоковольтными кабелями обычно одну (среднюю) точку высоковольтной обмотки заземляют, чтобы иметь возможность поместить миллиамперметр на столике управления, а также для того, чтобы создать определенные потенциалы на полюсах трубки относительно земли. В этом случае один кабель будет находиться под переменным напряжением, а другой под выпрямленным пульсирующим. Изоляция кабеля, находящегося под переменным напряжением,

нагружается почти вдвое сильнее по сравнению с другим, находящимся под постоянным напряжением.

Включение двух вентилях по схеме рис. 4-20 дает наилучшие результаты, так как в этом случае схема становится симметричной, облегчается работа изоляции высоковольтных кабелей, улучшается распределение напряжения между полюсами трубки и стенками защитного кожуха.

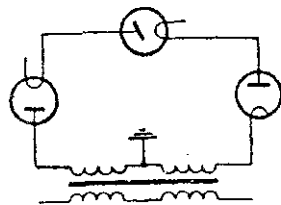


Рис. 4-20. Принципиальная схема безопасного полуволнового аппарата с двумя кенотронами и заземлением средней точки вторичной обмотки.

Полуволновые схемы с одним или двумя кенотронами в настоящее время применяются в рентгентехнике значительно реже, чем безвентильная или четырехкенотронная мостовая схема. Одновентильная полуволновая схема применена в универсальном аппарате для структурного анализа типа УРС-70-К1 на напряжение 70 кВ и ток до 30 мА. (рис. 4-21). Электрическая схема его показана на рис. 4-22.

Высоковольтный трансформатор и трансформаторы накала находятся в общем масляном баке, который помещается внутри металлического заземленного рабочего

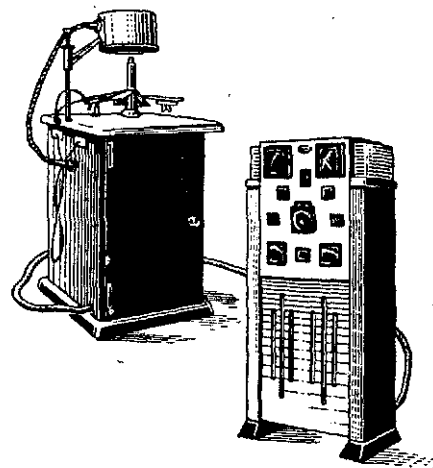


Рис. 4-21. Рентгеновский аппарат для структурного анализа УРС-70-К1.

стола. Кенотрон типа КРМ-150 крепится в воздухе на проходных фарфоровых изоляторах, выводящих высокое напряжение и накал катодов трубки и кенотрона, и также находится внутри рабочего стола.

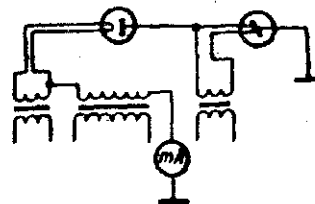


Рис. 4-22. Принципиальная схема аппарата УРС-70-К1.

Для достижения электрической безопасности заземленная анодная часть трубки типа БСВ укрепляется в специальном кожухе, расположенном в центре стола, в крышке которого имеется отверстие, так что катодная часть трубки проходит внутрь стола и к ней подводится накал и отрицательный полюс высокого напряжения.

По одновентильной полуволновой схеме собран отечественный аппарат типа РУП-60-20-1 (рис. 4-23) на напряжение 60 кВ и ток 20 мА, предназначенный для просвечивания изделий из пластмассы и легких сплавов. Высоковольтный трансформатор, кенотрон и трансформаторы накала кенотрона и трубки помещаются в общем металлическом баке, заполненном трансформаторным маслом. Аппарат вместе с пультом управления и штативом с рентгеновской трубкой типа 1БПВ-60 (рис. 2-82) в защитном кожухе смонтированы на тележке. Анод трубки заземлен и охлаждается проточной водой от водопровода; на-

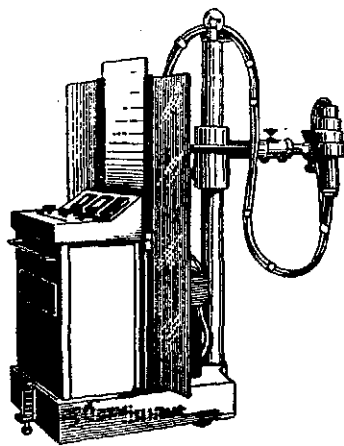


Рис. 4-23. Отечественный аппарат типа РУП-60-20-1.

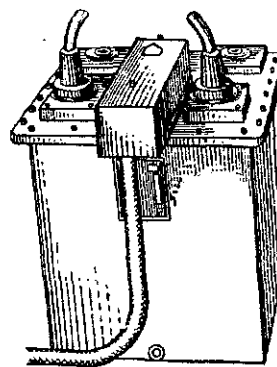


Рис. 4-24. Общий вид безопасного полуволнового аппарата, собранного по схеме рис. 4-20.

кал катода и минус высокого напряжения подводятся гибким высоковольтным кабелем.

Двухвентильные полуволновые схемы иногда применяются в стационарных диагностических аппаратах.

Конструкция аппарата, собранного по такой схеме, получается очень простой и компактной (рис. 4-24). Кенотроны, накальные трансформаторы и главный трансформатор помещены в общем баке и образуют электрически безопасную установку, выпрямленное высокое напряжение которой подводится к защитному кожуху трубки при помощи высоковольтных гибких кабелей.

4-10. Четырехкенотронный выпрямитель, собранный по мостовой схеме

Четырехкенотронный выпрямитель, собранный по мостовой схеме (рис. 4-25), позволяет использовать обе полуволны переменного тока, но требует четырех кенотронов и четырех

трансформаторов для нагрева катодов кенотронов. В некоторых случаях применяются три трансформатора нагрева, но один из них делается большей мощности, достаточной для нагрева катодов двух кенотронов, электрически связанных по схеме своими катодами.

В этой схеме через рентгеновскую трубку ток проходит в од-

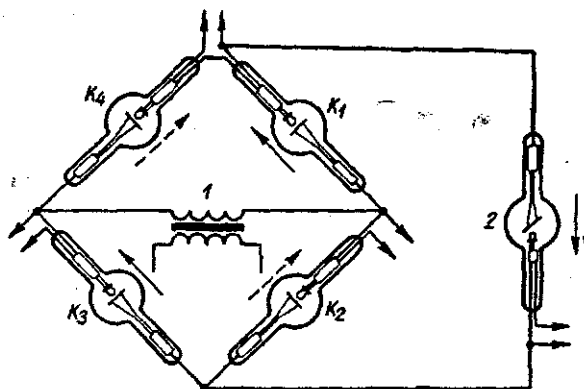


Рис. 4-25. Четырехвентильная мостовая схема выпрямления.

1 — высоковольтный трансформатор; K_1 , K_2 , K_3 и K_4 — кенотроны; 2 — рентгеновская трубка.

ном и том же направлении в течение обоих полупериодов переменного тока. Действительно, когда, например, правый конец обмотки трансформатора получает положительный потенциал,



Рис. 4-26. Кривые тока и напряжения на трубке в схеме рис. 4-25.

1 — кривая напряжения на трубке;
2 — кривая тока трубки.

ток течет в направлении сплошных стрелок через кенотроны K_1 и K_3 , при этом кенотроны K_2 и K_4 оказываются включенными параллельно и задерживают полное напряжение трансформатора (уменьшенное на величину падения напряжения в каждом из пропускающих кенотронов). В следующий полупериод ток идет в направлении, показанном

пунктирными стрелками, через кенотроны K_2 и K_4 , в то время как кенотроны K_1 и K_3 запирают напряжение.

Формы кривых тока и напряжения трубки показаны на рис. 4-26. В обе полуволны трансформатор нагружается одинаково и ток проходит через трубку в течение большей части периода. Поэтому измеряемый миллиамперметром средний ток только немного меньше максимального тока, проходящего через трубку.

Следует отметить, что условия работы трубки как в однокенотронном аппарате, так и в рассматриваемом четырехкенотронном облегчаются тем, что напряжение и ток трубки в течение каждого периода спадают до нуля. Следовательно, трубка имеет в этот момент «отдых», т. е. если в трубке произойдет газовая вспышка, вызванная временным ухудшением вакуума в ней или из-за испарения вольфрама при случайном местном перегреве какого-либо участка анода, то возникший ионный

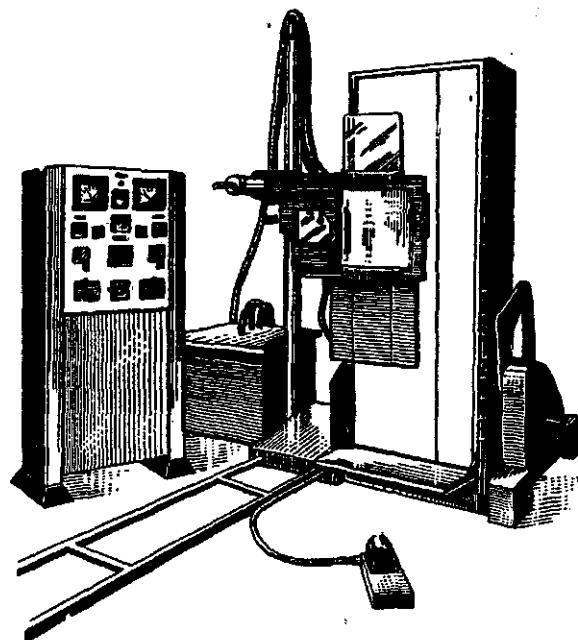


Рис. 4-27. Безопасный 4-х вентильный диагностический аппарат УРД-110-К4.

разряд в эти моменты «отдыха» прекращается, и трубка может продолжать работать устойчиво.

Однако в этой схеме при очень малых нагрузках (около 1—2 ма) условия работы трубки ухудшаются. Причина этого в том, что обмотки трансформаторов накала обладают определенной емкостью (100—200 пф) по отношению к земле, и две из них (накала трубки и двух сходящихся катодами кенотронов) оказываются включенными параллельно трубке и заряжаются до полного напряжения трубки. При малых токах через трубку емкость их не успевает разрядиться и, следовательно, сглаживает пульсации напряжения на трубке.

На рис. 4-27 изображена безопасная четырехкенотронная рентгеновская установка типа УРД — 110-К4.

На первом плане виден высоковольтный трансформатор с мостовой схемой выпрямления закрытого типа, из которого выходит два высоковольтных кабеля, идущих к защитному кожуху с трубкой. Впереди справа стоит универсальный диагностический штатив, позволяющий производить просвечивания и снимки в вертикальном и горизонтальном положениях; слева — пульт управления.

4-11. Шестикенотронный выпрямитель трехфазного тока

Шестикенотронный выпрямитель собран также по мостовой схеме (рис. 4-28). Основным преимуществом этой схемы является возможность получить большую мощность при наилучшем использовании питающей сети низкого напряжения: падение напряжения в ней при той же потребляемой мощности значительно меньше при трехфазном токе, чем при однофазном. Кривая напряже-

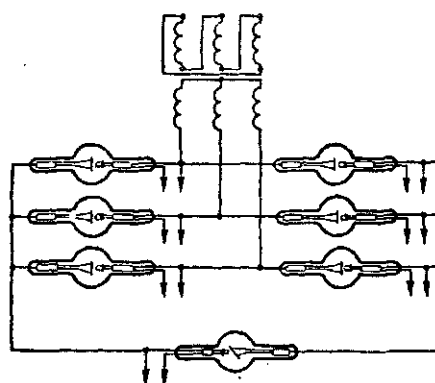


Рис. 4-28. Шестивентильная мостовая схема выпрямления трехфазного тока.

ния при той же потребляемой мощности значительно меньше при трехфазном токе, чем при однофазном. Кривая напряже-

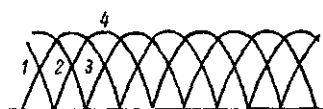


Рис. 4-29. Кривые напряжения.

1, 2, 3 — фазовые напряжения выпрямленного трехфазного тока; 4 — результирующее напряжение на трубке.

ния на трубке показана на рис. 4-29, где видно, что выпрямленное напряжение очень мало пульсирует ($\pm 6\%$) с шестикратной частотой и приближается к постоянному напряжению. Ток через трубку остается все время постоянным и равен измеряемому миллиамперметром значению.

Так как наибольший к. п. д. трубки получается при постоянном напряжении, то такой выпрямитель является наиболее выгодным. Однако для работы трубки этот выпрямитель создает наиболее тяжелые условия, так как трубка не имеет «отдыха» и при возникновении газового разряда ток в ней стремительно возрастает и приводит к гибели трубки. Наличие емкостей накальных трансформаторов при очень малых токах через трубку создает для кенотронов особенно тяжелые условия, так как при этом на кенотронах оказывается напряжение приблизительно на 10—15% выше выпрямляемого.

4-12. Конденсаторная схема ударного питания трубок

Большие кратковременные нагрузки можно получить путем разряда на трубку конденсатора большой емкости.

Принцип конденсаторного диагностического аппарата заключается в том, что в конденсаторе накапливается электрическая энергия в течение относительно продолжительного времени и затем конденсатор разряжается на трубку большим током в течение очень короткого промежутка времени. Маломощный аппарат (рис. 4-30), собранный по схеме удвоения напряжения

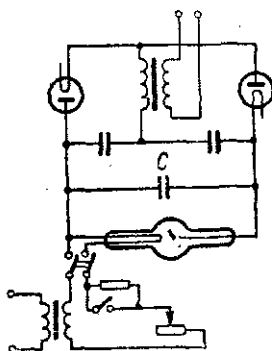


Рис. 4-30. Диагностический аппарат ударного питания трубки, собранный по схеме удвоения напряжения (рис. 4-37).

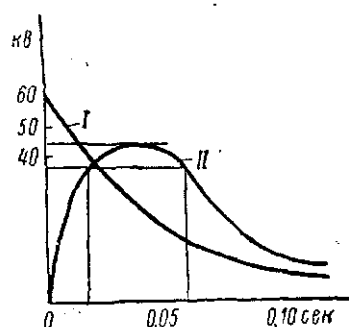


Рис. 4-31. Изменение напряжения на трубке в схеме (рис. 4-30).

I — кривая напряжения при разряде конденсатора на трубку; *II* — то же при включении индуктивности

(§ 4-14), заряжает конденсатор большой емкости *C*. Параллельно этому конденсатору включается электронная рентгеновская трубка со слабо накаленным катодом. Накал катода подбирается таким, чтобы эмиссия электронов не наступала.

По окончании заряда конденсатор и трубка находятся под двойным напряжением трансформатора. В момент снимка часть реостата в цепи накала катода замыкается накоротко, ток накала сильно возрастает, почти мгновенно устанавливается очень большой эмиссионный ток, и конденсатор разряжается через трубку большим кратковременным током.

При надлежащем подборе емкости конденсаторов удается получать кратковременные (около 0,01 сек.) разряды мощностью до 100 кет от трансформатора, мощность которого не превосходит 1 кет.

На рис. 4-31 дана кривая *I* изменения напряжения на трубке во время разряда конденсатора, которая показывает, что напряжение на трубке очень быстро спадает в первый период

разряда и в дальнейшем имеет очень низкое значение, следовательно, и качество излучения за время разряда очень сильно меняется. Чтобы напряжение на конденсаторе спадало медленнее, в цепь трубки включается индуктивность (кривая II).

На рис. 4-32 показана схема и эскизный разрез конденсаторного аппарата, в котором включение трубки в цепь заряженного конденсатора производится электромеханическим замыкателем на высоком напряжении; при этом катоду трубки дается полный накал. В этом аппарате установлены две рент-

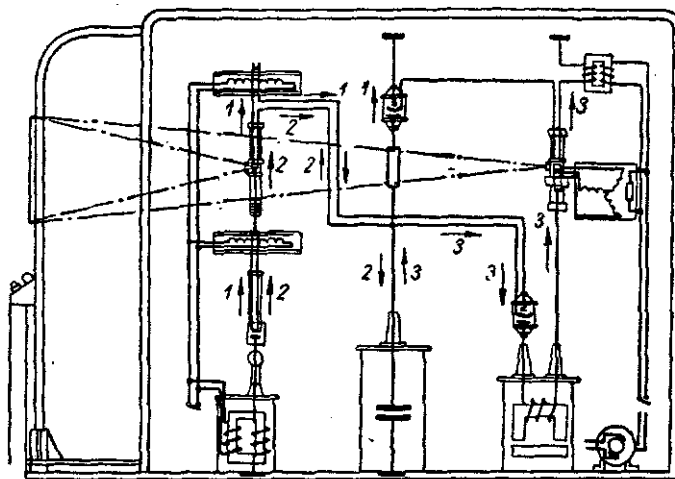


Рис. 4-32. Схема и эскизный разрез конденсаторного аппарата.

геновские трубки: одна (слева) для просвечивания, вторая (трубка с вращающимся анодом) для снимков, причем первая трубка может перемещаться. Электромеханические замыкатели размыкают цепь только тогда, когда проходит ток по их катушкам; в отсутствии тока они находятся в замкнутом состоянии. При этом катушка левого размыкателя включена последовательно с нитью накала трубки для снимков, а правого размыкателя — последовательно с нитью накала трубки для просвечивания.

При просвечивании работает левая трубка, ток накала размыкает правый замыкатель, в это время накал трубки для снимков не включен и, следовательно, левый замыкатель замкнут. В этом случае ток от трансформатора, один полюс которого заземлен, проходит (по стрелкам I) через кенотрон и трубку для просвечивания, и конденсатор не заряжается, так как он закорочен левым замыкателем.

При переходе на снимки включается накал трубки с вращающимся анодом; при этом одновременно начинает вращаться ее анод и размыкается левый замыкатель. В это время ток протекает (по стрелкам 2) через кенотрон, трубку и заряжает конденсатор. Когда конденсатор полностью зарядится, на что указывает неоновая лампа (на рисунке не показана), необходимо выключить цепь накала первой трубки; при этом, как нетрудно видеть из схемы, одновременно выключаются накал кенотрона, первичная обмотка главного трансформатора и катушка правого замыкателя, который включает конденсатор на трубку для снимков (направление тока разряда обозначено стрелками) 3) через катушку самоиндукции.

4-13. Схема удвоения с пульсирующим напряжением

Для терапии и просвечивания толстых образцов промышленных изделий необходимо высокое напряжение (до 200 кВ и выше). Так как изготовление трансформаторов на такие напряжения представляет большие трудности, то обычно в этих аппаратах применяются схемы умножения (удвоения, утроения и т. д.) напряжения.

Схема удвоения с пульсирующим напряжением является наиболее простой схемой умножения напряжения. К полюсам вторичной обмотки трансформатора (рис. 4-33) присоединено два конденсатора, свободные обкладки которых замыкаются между собой через кенотрон. Рентгеновская трубка включена параллельно кенотрону, но в обратном направлении. Накал катодов трубки и кенотрона устанавливается таким, чтобы ток насыщения кенотрона был в 15—20 раз больше тока насыщения трубки.

При работе трансформатора в течение одного полупериода, когда кенотрон пропускает ток, происходит заряд последовательно включенных конденсаторов большим током до полного максимального напряжения трансформатора. Если емкости конденсаторов одинаковы, то напряжение каждого из них будет равно половине напряжения трансформатора. В этот момент напряжение на кенотроне и трубке равно нулю.

Когда напряжение трансформатора, достигнув максимума, начнет уменьшаться, разряд конденсатора произойти не может, так как его задерживает кенотрон. Для разрядного тока путь открыт только через рентгеновскую трубку, к которой будет

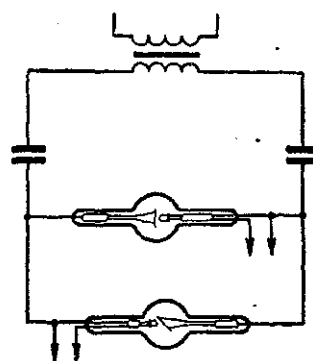


Рис. 4-33. Схема удвоения с пульсирующим напряжением Вилларда.

приложено напряжение, равное разности напряжений конденсаторов и трансформатора. Напряжение на трубке достигает максимума, когда полярность напряжения трансформатора изменяется на обратную, и будет равно приблизительно двойному напряжению трансформатора.

Таким образом, рентгеновская трубка будет находиться под почти постоянным напряжением конденсаторов, на которое накладывается переменное напряжение трансформатора. Результирующее напряжение на трубке пульсирует от нуля до удвоенной амплитуды напряжения трансформатора с частотой первичного тока, оставаясь все время положительным (рис. 4-34):

$$u = U_0 + U_0 \sin \omega t.$$

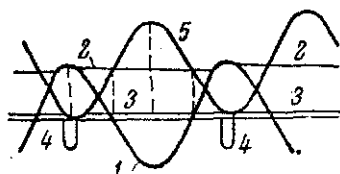


Рис. 4-34. Изменение напряжений и токов в схеме рис. 4-33.
1 — напряжение трансформатора;
2 — напряжение на конденсаторах;
3 — ток через рентгеновскую трубку;
4 — ток конденсаторов; 5 — напряжение на трубке.

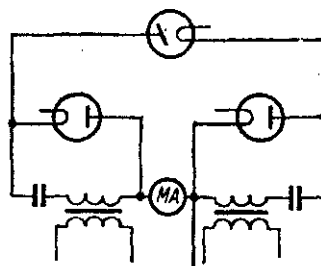


Рис. 4-35. Сдвоенная схема удвоения с пульсирующим напряжением.

Так как кенотрон включен параллельно трубке, то на нем всегда будет точно такое же напряжение, как и на трубке и, следовательно, он должен быть рассчитан на полное напряжение установки.

Ток трубки остается постоянным, так как она работает в режиме насыщения и только в конце каждого периода прерывается на короткое время. Так как время заряда конденсаторов через кенотрон значительно меньше времени разряда конденсаторов через трубку, то зарядный ток должен быть соответственно больше тока трубки.

Работа трубки в аппаратах, собранных по этой схеме, как и в полуволновых и собранных по четырехкентронной мостовой схеме, облегчена, так как напряжение на трубке в течение каждого периода падает до нуля, и, следовательно, трубка имеет «отдых» в эти моменты (см. § 4-10). Поэтому в этой схеме к рентгеновской трубке можно прикладывать значительно более высокие напряжения, чем в схемах, в которых напряжение удерживается почти постоянным.

Часто эту схему несколько видоизменяют для получения принудительной симметрии напряжения. В этом случае (рис. 4-35)

средняя точка вторичной обмотки высоковольтного трансформатора заземляется; выпрямление осуществляется двумя последовательно включенными кенотронами, промежуточная точка между которыми заземлена. Трубка включается параллельно кенотронам. Схема эта эквивалентна двум последовательно включенным схемам, и принцип действия ее тот же. Такая схема особенно удобна при построении электрически безопасных аппаратов, так как фиксированное напряжение на полюсах

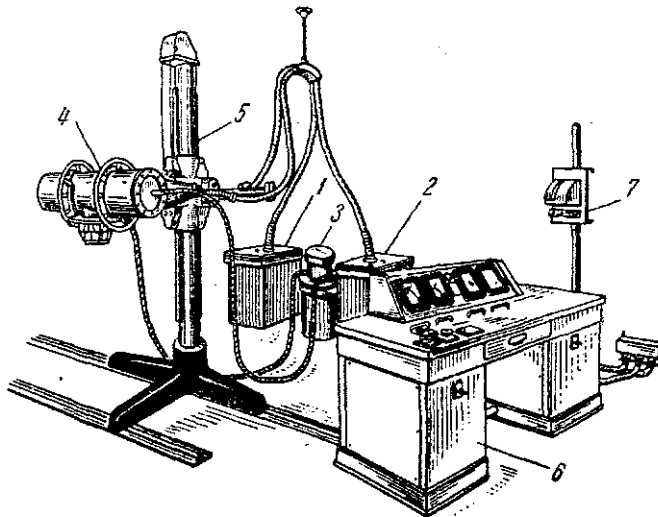


Рис. 4-36. Рентгеновская установка РУП на 200 кВ 20 мА для просвечивания материалов.

1 и 2 — два бака с высоковольтными трансформаторами ($U_{\text{тах}} = 55 \text{ кВ}$) залитые маслом, в каждом из которых находится конденсатор и кенотрон; 3 — масляный насос для охлаждения анода трубки; 4 — безопасный кожух с трубкой; 5 — штатив; 6 — стол управления; 7 — рубильник для включения аппарата в сеть.

трубки облегчает заделку трубки в защитный кожух и работу высоковольтных кабелей (последние работают точно под половинным напряжением установки). Каждый кенотрон в этой схеме запирает половину напряжения установки.

На рис. 4-36 дан общий вид рентгеновской установки на 200 кВ и 20 мА для просвечивания материалов и глубокой терапии. Эта установка собрана по удвоенной схеме удваивания напряжения с двумя отдельными трансформаторами по 55 кВ каждый, размещенными в двух масляных баках, в которых находятся также по одному конденсатору, кенотрону и трансформаторы накала. Миллиамперметр, показывающий ток через трубку, включен в среднюю точку установки, которая заземлена, и вынесен на пульт управления. Рентгеновская трубка ЗБПМ-200

порывами и запыляемый воздух, закрепленный на специальной штативе, и соединен с источником высокого напряжения гибкими высоковольтными кабелями. Анод трубки охлаждается проточным маслом, циркуляция которого осуществляется центробежным насосом.

4-14. Схема удвоения с практически постоянным напряжением

Проблема получения постоянного высокого напряжения довольно полно разрешена конденсаторной рентгеновской установкой, собранной по схеме, изображенной на рис. 4-37. Она

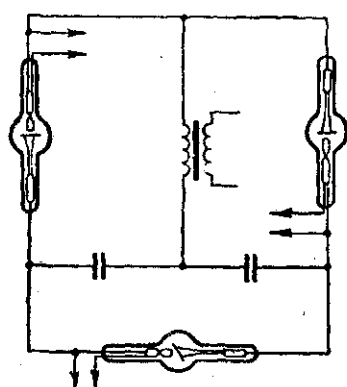


Рис. 4-37. Схема удвоения с практически постоянным напряжением Грейнахера.

состоит из высоковольтного трансформатора, двух последовательно включенных конденсаторов большой емкости ($0,01-0,03$ мкф) и двух кенотронов.

Один полюс высоковольтной обмотки трансформатора присоединяется к средней точке двух последовательно соединенных конденсаторов. Другой полюс через два кенотрона, включенных в противоположных направлениях, присоединяется к двум другим обкладкам конденсаторов. Таким образом, один из этих конденсаторов заряжается во время одного полупериода, другой — во время другого полупериода, каждый раз до максимального напряжения трансформатора, т. е. приблизительно до $100-110$ кВ. Так как оба конденсатора включены последовательно, то между внешними их обкладками, к которым приключена рентгеновская трубка, образуется удвоенное напряжение — около $200-220$ кВ. Разряд конденсаторов через обмотку трансформатора не происходит, так как этому препятствуют кенотроны.

При отсутствии нагрузки эта схема дает постоянное напряжение, равное двойному амплитудному значению напряжения трансформатора. Если же конденсаторы разряжаются через трубку (постоянным током), то напряжение несколько понижается и становится пульсирующим с двойной частотой первичного тока. Это видно из рис. 4-38, где кривая 1 изображает переменное напряжение на зажимах трансформатора.

Так как разряд конденсаторов может происходить только небольшим постоянным током через рентгеновскую трубку, характеристику которой можно считать насыщенной, то напряжение

на конденсаторах будет падать по прямой линии в течение времени между двумя максимумами (переменного) напряжения трансформатора. Всякий раз, когда напряжение трансформатора начинает превышать понизившееся напряжение конденсатора, от трансформатора забирается ток для зарядки конденсатора. Заряд конденсатора длится до тех пор, пока напряжение трансформатора не достигнет максимума. После этого конденсатор снова равномерно разряжается через трубку. Кривые 2 и 3 дают изменение напряжения на конденсаторах, а кривая 4 показывает изменение полного напряжения двух последовательно включенных конденсаторов и, следовательно, напряжения на трубке. Очевидно, что при увеличении тока через трубку конденсаторы будут разряжаться больше, вследствие чего напряжение на трубке понизится и пульсации возрастут.

Далее, так как заряд конденсатора происходит в течение малой части периода, а разряд его длится в течение большей части периода, то зарядный ток конденсаторов будет во столько раз больше разрядного, во сколько раз время разряда больше времени заряда. Кривая 8—7 дает изменение тока трансформатора, кривая 6—8—6—8—6 — ток одного конденсатора и прямая 5 — ток через трубку.

Из рассмотрения этих кривых следует, что при малых токах рентгеновская трубка находится практически под постоянным напряжением: ток через трубку протекает непрерывно и постоянной величины. Кенотрон находится под пульсирующим напряжением, изменяющимся от нуля до двойного максимального напряжения трансформатора, и ток через кенотрон протекает только в течение малой части периода, но имеет большую силу, превосходящую ток через трубку в 10—15 раз.

Достоинства этой схемы: 1) выпрямленное напряжение — практически постоянно и имеет лишь небольшие пульсации, что выгодно с точки зрения к. п. д. трубки; 2) трансформатор и конденсаторы должны быть рассчитаны только на половину выпрямленного напряжения. Недостатком является то, что условия работы трубки и кенотронов в этой схеме более тяжелые, чем в других схемах. Это обусловлено тем, что трубка присоединена непосредственно к конденсаторам, внутреннее сопротивление которых ничтожно мало. Поэтому при возникновении газового разряда ток в трубке стремительно возрастает и может достигнуть очень больших значений. В отличие от этого в других схемах (удвоения и утроения) в разрядном контуре конденсаторов

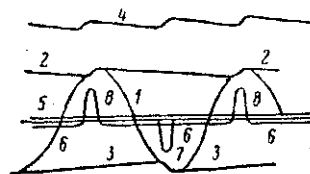


Рис. 4-38. Изменение напряжений и токов в схеме рис. 4-37.

1 — напряжение трансформатора; 2, 3 — напряжения на конденсаторах; 4 — напряжение на трубке; 5 — ток через трубку; 6—8—6—8—6 — ток одного конденсатора; 8—7 — ток трансформатора.

намотана вторичная обмотка высоковольтного трансформатора, обладающая большим реактивным сопротивлением.

Для ограничения разрядного тока и предохранения трубки от разрушения в цепь конденсаторов включают дроссель или высокоомные сопротивления. Кроме того, в первичную цепь главного трансформатора включают активные сопротивления 1—2 ом. Это облегчает работу кенотронов, так как ограничивает токи, протекающие через кенотроны при заряде сильно разрядившихся во время газового разряда в трубке конденсаторов.

4-15. Схема утроения

Схема утроения была разработана в 1926 г. в Московском рентгеновском институте инженером В. А. Витка. Аппарат, собранный по этой схеме, состоит из высоковольтного трансформатора, двух конденсаторов и двух кенотронов, включенных таким образом (рис. 4-39), что в тот полупериод, когда правый полюс трансформатора становится плюсом, происходит одновременно заряд обоих конденсаторов через оба кенотрона. Заряд конденсаторов будет продолжаться до тех пор, пока напряжение трансформатора достигнет максимума. В это время напряжение на трубке будет равно максимальному напряжению трансформатора. В течение этого времени через трансформатор проходит сумма зарядных токов обоих конденсаторов и тока трубки.

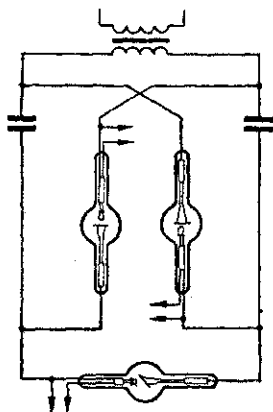


Рис. 4-39. Схема утроения напряжения
В. А. Витка.

Когда напряжение трансформатора становится ниже напряжения конденсаторов и переходит через нуль, конденсаторы оказываются соединенными последовательно и могут разряжаться

только через трубку, так как разряд через обмотку трансформатора закрыт кенотронами. В это время напряжение на трубке равно сумме напряжений обоих конденсаторов, т. е. двойному максимальному напряжению трансформатора.

Во второй полупериод, когда направление тока в трансформаторе изменяется, оба конденсатора и трансформатор оказываются соединенными последовательно и напряжение на трубке будет равно сумме всех напряжений и достигнет приблизительно утроенного напряжения трансформатора.

Таким образом, напряжение на трубке (рис. 4-40) пульсирует от минимального значения, равного напряжению трансфор-

матора, до максимального, равного тройному напряжению трансформатора

$$u = 2U_0 + U_0 \sin \omega t.$$

Ток трубки все время имеет постоянную величину, так как трубка работает на токе насыщения.

Достоинства этой схемы: 1) трансформатор и конденсаторы должны быть рассчитаны на $\frac{1}{3}$ напряжения установки; 2) катоды работают при пульсирующем напряжении, имеющем максимум, равный $\frac{2}{3}$ напряжения установки; 3) условия работы трубки при пульсирующем напряжении более легкие, чем при постоянном. Недостаток: при пульсирующем напряжении к. п. д. трубки ниже.

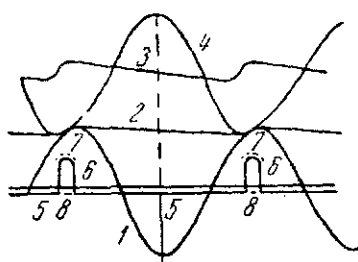


Рис. 4-40. Изменение напряжений и токов в схеме удвоения.

1 — напряжение трансформатора; 2 — напряжение каждого конденсатора; 3 — суммарное напряжение двух конденсаторов; 4 — напряжение на трубке; 5-6-5-6 — ток конденсатора; 5-7-5-7 — ток трансформатора; 5-3-5-8 — ток трубки.

4-16. Схема каскадного многократного умножения напряжения

Схема многократного умножения была описана в 1920 г., но практически генератор, собранный по этой схеме, был впервые осуществлен в 1932 г. Кокрофтом и Вальтоном в Кембридже на рабочее напряжение 700 кВ.

Установка состоит из источника переменного напряжения (высоковольтный трансформатор), нескольких конденсаторов и вентиля, которые включены таким образом, что вентили запирают, а конденсаторы заряжаются до двойного значения амплитуды напряжения трансформатора, причем полное напряжение (постоянное) установки, которое является суммарным напряжением половины числа включенных конденсаторов, оказывается во много раз больше, чем исходное напряжение трансформатора.

Принцип действия схемы многократного умножения (рис. 4-41) состоит в следующем:

Цепь $aa'b'$ представляет собой схему полуволнового выпрямителя с конденсаторной нагрузкой. Конденсатор C'_3 заряжается до амплитуды напряжения трансформатора. В обратный полупериод вентиль I запирает обратное напряжение, равное двойному амплитудному значению напряжения трансформатора $2U_{\max}$. В это время цепь abb' оказывается включенной параллельно вентиле I и, следовательно, конденсатор C_3

заряжается до напряжения $2U_{\max}$; это же напряжение запирает клапан 2 в следующий полупериод.

Таким же образом можно проследить дальше и установить, что все конденсаторы заряжаются до напряжения $2U_{\max}$, кроме конденсатора C_3 , который заряжается до напряжения U_{\max} . Равным образом все клапаны запирают напряжение $2U_{\max}$. Результирующее напряжение, очевидно, равное сумме напряжений конденсаторов C_1 , C_2 и C_3 , и достигает в этом случае $6U_{\max}$.

При указанном на рис. 4-41 положении клапанов потенциал точки d относительно земли получается положитель-

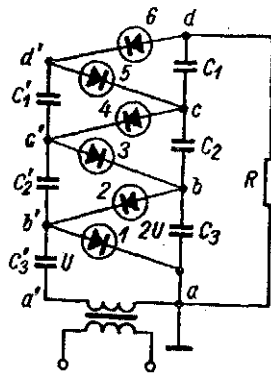


Рис. 4-41. Принципиальная схема многократного умножения напряжения.

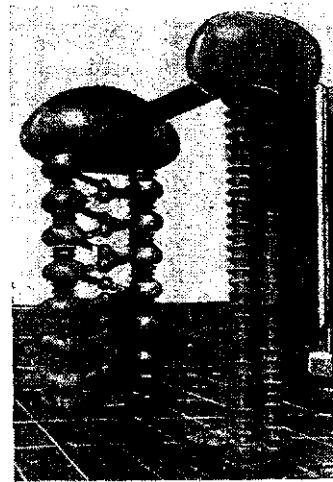


Рис. 4-42. Шестиступенчатая установка для получения постоянного напряжения 1250 кВ.

ным. При обратном направлении клапанов он был бы отрицательным. Поэтому, собирая две такие схемы с различным размещением клапанов, мы можем получить между крайними их точками d напряжение, равное сумме напряжений, создаваемых каждой из них.

То, что все конденсаторы заряжаются до одинаковых напряжений, обеспечивает равномерное распределение напряжений вдоль всей колонки конденсаторов. Поэтому высота аппарата может быть очень небольшой.

На рис. 4-42 изображен каскадный генератор в шесть ступеней, рассчитанный на 1250 кВ выпрямленного постоянного напряжения с одним заземленным полюсом. На рисунке виден каскадный генератор A высотой 5,5 м и демпфирующее сопротивление (5 мгом), включенное в цепь приемника постоянного напряжения. Двойная колонка C служит для измерения напря-

жения генератора и содержит в себе высокоомное сопротивление (2000 угольных сопротивлений по 0,75 мгом, залитых циркулирующим маслом). Падение напряжения на определенной части этого сопротивления измеряется электростатическим вольтметром.

Генератор состоит из 12 газотронов на 225 кВ и 12 конденсаторов, емкость которых убывает от 0,04 до 0,01 мкф, если считать конденсаторы, начиная снизу. Переменное напряжение создается трансформатором 125 кВ при частоте 200 гц.

При холостом ходе напряжение установки равно амплитуде напряжения трансформатора, умноженной на 12. При нагрузке происходят пульсации δU и падение ΔU напряжения, которые определяются формулами

$$\delta U = \frac{i}{fC} \frac{n(n+1)}{2}; \quad \Delta U = \frac{i}{fC} \left(\frac{2}{3} n^3 + \frac{1}{2} n^2 - \frac{1}{6} n \right),$$

где i — ток нагрузки; f — частота питающего переменного тока; C — емкость каждого конденсатора и n — число каскадов [Л. 63].

4-17. Рентгеновские аппараты с резонанснотрансформатором

Требования компактности, простоты, удобства и безопасности обслуживания в эксплуатации привели к созданию двух новых весьма совершенных типов рентгеновских установок на напряжениях 1—2 Мв и выше. Источником высокого напряжения в одном из них является резонанснотрансформатор; во втором — ленточный электростатический генератор. Здесь мы рассмотрим рентгеновскую установку первого типа.

Эта установка состоит из низкочастотного резонанснотрансформатора без стального сердечника и многосекционной рентгеновской трубки с полым анодом, расположенной коаксиально внутри вторичной обмотки резонанснотрансформатора, заключенных в стальной бак и изолированных сжатым газом (фреоном).

Рентгеновские лучи возбуждаются на вольфрамовом зеркале, смонтированном на конце полого анода, выступающего из стального бака.

Такая конструкция аппарата обеспечивает компактность, защиту от воздействия высокого напряжения, простоту обслуживания и доступность фокуса трубки.

Резонанснотрансформатором называется такой трансформатор, ко вторичной обмотке которого присоединена емкость. Он обычно выполняется без железа и имеет весьма большое рассеяние и сравнительно слабую связь между первичной и вторичной обмотками. При определенном соотношении рассеяния и емкости во вторичной цепи могут получиться напряжения, во много раз

превосходящее вторичное напряжение при холостом ходе (т. е. без включения емкости).

Резонанснотрансформатор двухмиллионного рентгеновского аппарата (рис. 4-43) имеет первичную низковольтную обмотку, состоящую из двух плоских катушек из прямоугольной проволоки и вторичную высоковольтную катушку, состоящую из 243 тонких плоских секций, раздвинутых для охлаждения. Верхние секции расположены с меньшими промежутками, чем нижние, чтобы обеспечить равномерное распределение напряжения вдоль длины вторичной катушки.



Рис. 4-43. Резонанснотрансформатор 2-х миллионного аппарата со снятым баком.

Отсутствие стального сердечника (рис. 4-44) позволяет использовать пространство внутри высоковольтной катушки для помещения рентгеновской трубки, чем облегчается присоединение промежуточных электродов трубки к соответствующим секциям вторичной высоковольтной обмотки трансформатора. Кроме того, отсутствие стального сердечника исключает необходимость пространства для изоляции между керном и высоковольтной обмоткой, благодаря чему габариты и вес всей установки сильно сокращаются.

Радиус и высота вторичной высоковольтной катушки определяются размерами секционированной рентгеновской трубки и конструктивными соображениями.

Нижний конец высоковольтной обмотки заземлен через измерительную цепь; верхний конец экра-

нирован закругленным (полусферическим) радиально разрезанным латунным куполом, который устраняет опасные градиенты поля на поверхности верхних витков вторичной обмотки.

Бак сделан из листовой стали толщиной 12,7 мм и рассчитан на рабочее давление 4 ат; испытан гидравлически при двойном давлении.

Соединение фланцев бака, охладителей и рентгеновской трубки уплотняются резиновыми прокладками.

В качестве изолирующей и охлаждающей среды применен газ фреон (CCl_2F_2) под давлением 4 ат, обладающий электрической прочностью приблизительно в $2\frac{1}{2}$ раза большей, чем

азот при том же давлении. Общий вид аппарата с резонанс-трансформатором показан на рис. 4-45. Он имеет 1,5 м в диаметре и 2,4 м в длину и весит около 2 т.

Принципиальная схема аппарата на 2 Мв и ток 1,5 ма изображена на рис. 4-46. Трехфазный синхронный электродвигатель 1 приводит во вращение однофазный генератор повышенной частоты 2 (180 гц). Генератор питает первичную обмотку резонанс-трансформатора 4, которая вместе с емкостью 5 образует колебательный контур, настроенный на эту частоту. Вторичная обмотка 6, состоящая из большого числа витков, обладает индуктивностью 11700 гн и эквивалентной емкостью 67,1 пф, образованной верхним полусферическим куполом и боковой поверхностью вторичной катушки с внутренней поверхностью бака, а также междувитковой емкостью катушки.

Таким образом, вторичная обмотка резонанс-трансформатора образует колебательный контур, причем указанные значения индуктивности и емкости подобраны так, что контур оказывается настроенным в резонанс с первичным (питающим) напряжением.

Зарядный ток, проходящий через заземляющее соединение высоковольтной катушки при 2 Мв достигает 133 ма, и колебательная мощность в этом случае равна 151 ква. Так как ток трубки не превышает 1,5 ма, то включение трубки не оказывает заметного влияния на колебания во

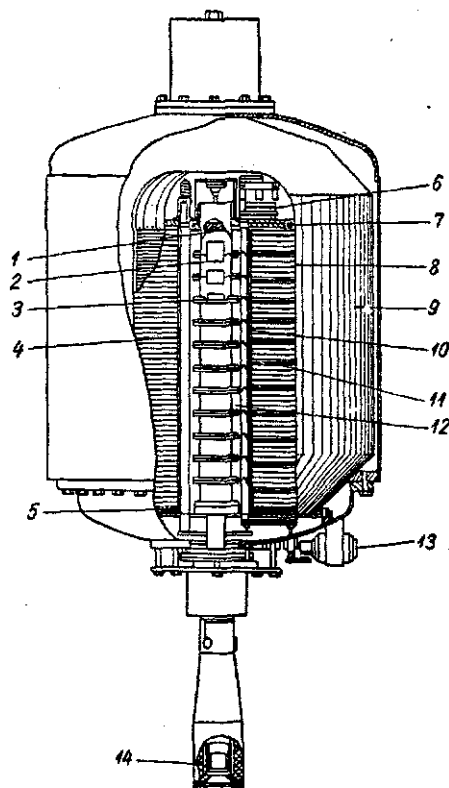


Рис. 4-44. Разрез рентгеновского аппарата с резонанс-трансформатором и секционированной трубкой на 1 Мв в общем баке.

1 — катод рентгеновской трубки; 2, 3 — промежуточные электроды рентгеновской трубки; 4 — стеклянный стягивающий стержень; 5 — первичная обмотка; 6 — дроссель регулировки накала; 7 — обмотка накала; 8 — высоковольтная обмотка; 9 — стальное ядро; 10 — изолирующий привод дросселя накала; 11 — отвод от вторичной обмотки к промежуточным электродам трубки; 12 — стеклянная оболочка рентгеновской трубки; 13 — двигатель привода регулировки накала; 14 — анод рентгеновской трубки.

вторичной обмотке, и поэтому амплитуды рабочей и обратной полуволн напряжения оказываются практически одинаковыми.

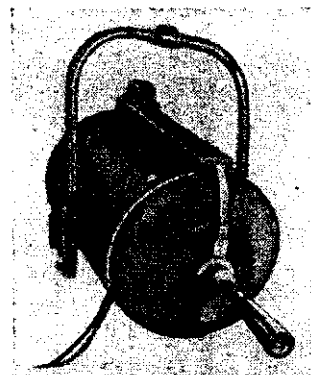


Рис. 4-45. Общий вид аппарата с резонанснотрансформатором на 2 Мв.

Нить катода питается от специальной обмотки 7, состоящей из нескольких витков толстой проволоки, расположенных на верху высоковольтной катушки; ток накала устанавливается при помощи регулируемого дросселя 8, который приводится в действие реверсивным двигателем, связанным с ним стеклянным стержнем.

Измерительная цепь аппарата включена между нижним концом высоковольтной обмотки и заземленным баком и состоит из миллиамперметра постоянного тока с последовательно включенной индуктивностью и миллиамперметром переменного тока с последовательно включенной емкостью. Униполярный ток рентгеновской трубки регистрируется миллиамперметром постоянного тока. Вторичный зарядный ток (133 ма при 2 Мв) проходит через емкость и регистрируется миллиамперметром переменного тока, который градуирован в мегавольтах.

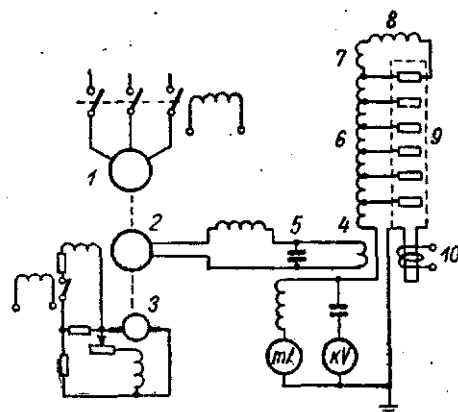


Рис. 4-46. Принципиальная схема аппарата на 2 Мв с резонанснотрансформатором.

1 — двигатель; 2 — генератор утроенной частоты; 3 — возбуждатель; 4 — первичная обмотка резонанснотрансформатора; 5 — емкость; 6 — вторичная обмотка резонанснотрансформатора; 7 — обмотка накала; 8 — дроссель; 9 — селекционированная рентгеновская трубка; 10 — фокусирующая катушка.

4-18. Аппараты с электростатическим генератором

Принцип действия электростатического генератора основан на том, что электрические заряды, сообщаемые проводящему телу, распределяются на его внешней поверхности. Это позволяет переносить заряды от небольшого проводника, заряженного до относительно невысокого потен-

циала, к другому полному проводнику, большему по размерам, заряженному до высокого потенциала. Для этого необходимо внести внутрь полого проводника заряженное тело, например

металлический шарик, укрепленный на стеклянной палочке, и прикоснуться им внутренней поверхности полого проводника. При этом весь заряд перейдет с шарика на это тело и распределится благодаря взаимному расталкиванию по его внешней поверхности.

Практически в электростатическом генераторе (ЭСГ) передача зарядов по лому проводнику осуществляется следующим образом (рис. 4-47). Внутри полого металлического шара, изолированного от земли изоляционной колонной, помещается шкив. Через этот шкив и шкив, помещенный вне шара у основания колонны, переброшена лента, сделанная из шелка, бумаги, резины или другого гибкого изоляционного материала. Эта лента приводится в быстрое движение мотором, соединенным с внешним шкивом.

Поверхность ленты заряжается коронным разрядом из острий или тонких (0,25 мм) проволочек, расположенных параллельно ленте и перпендикулярно ее движению, соединенных с высоковольтным выпрямителем на 10—30 кВ. Внутри шара у верхнего шкива этот заряд снимается также посредством острий, укрепленных на внутренней поверхности шара. Таким образом, заряд шара и его потенциал все время увеличиваются.

Предел повышения потенциала определяется утечками по изоляции и пробивным напряжениям окружающего газа. В воздухе при атмосферном давлении пробой наступает при напряженности поля у поверхности проводника, равном приблизительно $E_m \approx 30 \text{ кВ/см}$.

Напряженность поля E на поверхности уединенного шара радиуса R [см], заряженного до потенциала U , выражается формулой:

$$E = \frac{U}{R}, \text{ откуда } U = ER.$$

Например, шар радиуса $R = 100 \text{ см}$ может быть заряжен в воздухе до максимального предельного значения:

$$U = 30 \cdot 10^3 \cdot 100 = 3 \cdot 10^6 \text{ в.}$$

В действительности такие значения потенциала не достигаются потому, что неровности поверхности и ее загрязнения,

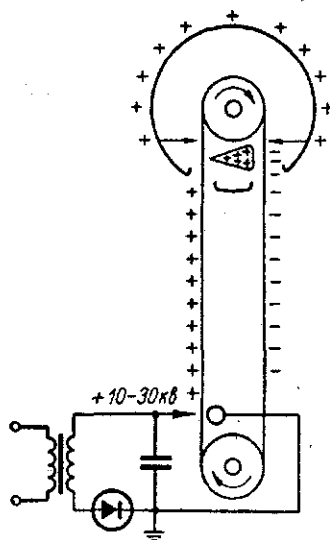


Рис. 4-47. Схема ленточного электростатического генератора.

а также окружающие предметы (стены, потолок и т. п.) нарушают равномерное распределение поля на поверхности шара. На рис. 4-48 даны практически измеренные значения пробивных напряжений для шаров различных диаметров.

Ток, который можно получить от ЭСГ, зависит от величины максимального заряда, который может нести на себе лента. В воздухе при атмосферном давлении он равен приблизительно 5 эл.-ст. единиц на см^2 , или $1,7 \cdot 10^{-9}$ кулона на 1 см^2 поверхности ленты. Поэтому лента шириною b [см], движущаяся со скоростью v [см/сек], может переносить зарядный ток

$$I = 1,7 \cdot 10^{-9} \cdot bv \text{ [a]}$$

Например, при ширине ленты $b = 100 \text{ см}$ и скорости движения $v = 25 \text{ м/сек}$ ток генератора будет равен:

$$I = 1,7 \cdot 10^{-9} \cdot 100 \cdot 2500 \cdot 10^6 = 425 \text{ мка.}$$

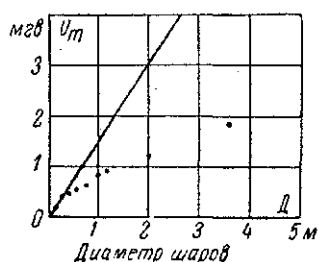


Рис. 4-48. Пробивные напряжения для шаров различных диаметров в воздухе при атмосферном давлении; точки — измеренные значения, прямая — вычисленные для $E = 30 \text{ кВ/см}$.

Ток может быть увеличен путем введения незначительных изменений, при которых одна и та же лента переносит заряд одного знака на сферу и уносит с нее такой же заряд противоположного знака. С этой целью вводят дополнительный изолированный электрод-коллектор, расположенный внутри ленты. Заостренный конец коллектора снимает заряд с ленты и весь коллектор заряжается до высокого потенциала. Другой конец коллектора гладкий, большого радиуса кривизны примыкает к внутренней поверхности сбегавшей ленты. Под влиянием заряда коллектора с острия, прикрепленного к внутренней поверхности сферы, стекают на ленту заряды противоположного знака, которые уносятся лентой. Таким образом, ток ЭСГ теоретически можно удвоить.

Первые электростатические генераторы были открытого типа, т. е. работали в воздухе при атмосферном давлении. Они имели огромные размеры и создавали относительно невысокие напряжения. Так, например, генератор с высоковольтным сферическим электродом диаметром 10,2 м создавал без нагрузки напряжение около 4—5 Мв.

Применение сжатого газа. Потенциал, достигаемый в ЭСГ, как указывалось, ограничивается коронным пробоем окружающего воздуха и появлением скользящих разрядов и утечек вдоль изолирующей колонны и ленты. Поэтому уменьшить размеры или увеличить напряжение ЭСГ можно помещая гене-

растор в стальной бак, наполненный газом под большим давлением, так как электрическая прочность газов растет с увеличением давления (рис. 4-49).

Обычно в качестве изолирующей газовой среды используется азот, углекислота (CO_2), шестифтористая сера (SF_6) в чистом виде или в смеси с азотом¹ и фреон (CCl_2F_2). Рис. 4-50 показывает относительную электрическую прочность некоторых газов в зависимости от давления.

Наилучшим изолирующим газом является шестифтористая сера, получившая название «элегаз». Элегаз, так же как и фреон, обладает электрической прочностью почти в три раза большей, чем азот, при том же давлении. Однако элегаз превосходит фреон большей химической стойкостью и значительно большим давлением сжижения при комнатной температуре (около 30 ат вместо 5 ат для фреона).

Применение газовой изоляции повышенной электрической прочности увеличивает также плотность заряда, которую можно создать на ленте, а следовательно, и величину тока генератора.

Чтобы уменьшить скользящий разряд вдоль изоляционной колонны и ленты, нужно создать равномерное падение потенциала вдоль колонны. Этого можно достичь, окружив генератор системой колец, которые должны быть соединены между собою высокоомными сопротивлениями.

На основании этих соображений было сконструировано несколько типов весьма совершенных малогабаритных электростатических генераторов — как стационарных, предназначенных для ускорения заряженных частиц до 4—5 Мэ и выше, используемых для исследований в области ядерной физики, так и передвижных, предназначенных

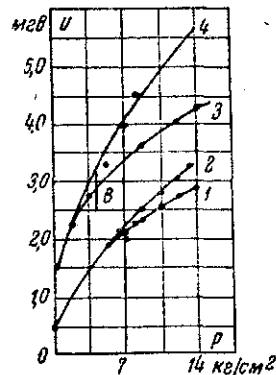


Рис. 4-49. Пробивные напряжения с высоковольтного электрода на бак (зазор 400 мм) в зависимости от давления газа для азота (1), воздуха (2), фреона (3 до точки В), смеси фреона с воздухом (3) и SF_6 (4).

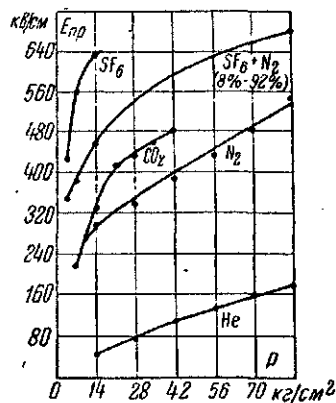


Рис. 4-50. Электрическая прочность некоторых газов при больших давлениях.

¹ Добавление к азоту 0,3% объема SF_6 повышает электрическую прочность его приблизительно на 15%.

для генерирования жестких рентгеновских лучей, используемых в медицине для лечения злокачественных опухолей и в технике для просвечивания материалов с целью дефектоскопии.

Мы здесь рассмотрим подробно устройство и конструкцию подвижной 2-миллионной рентгеновской установки с электростатическим генератором.

Двухмиллионный рентгеновский аппарат с ЭСГ. Электростатический генератор и отпаянная многосекци-

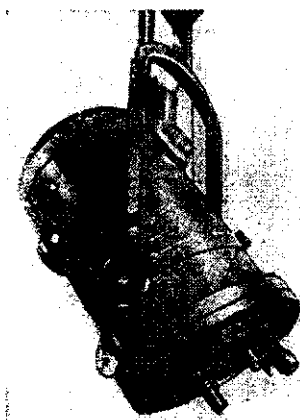


Рис. 4-51. Общий вид 2-х миллионного рентгеновского аппарата с ЭГС.

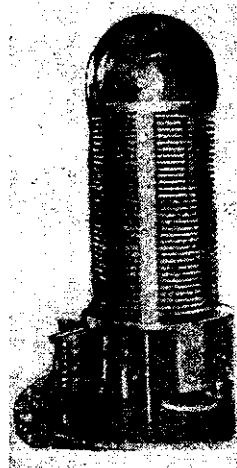


Рис. 4-52. Изоляционная колонна ЭСГ с высоковольтным электродом наверху.

онная рентгеновская трубка (см. рис. 2-124) находятся в заземленном стальном баке диаметром 900 мм и длиной около 1500 мм, наполненном смесью азота и углекислоты под давлением в 27 ат (рис. 4-51).

Весь аппарат весит около 800 кг и подвешен на раме, укрепленной на потолке; он легко вращается вокруг горизонтальной оси, что позволяет ориентировать пучок рентгеновских лучей в любом направлении. Столь малых размеров удалось достичь благодаря использованию сильно сжатого газа в качестве изолирующей среды и удачной конструкции генератора с точки зрения создания благоприятных конфигураций электрического поля.

Изоляционная колонна, внутри которой движется лента и помещается рентгеновская трубка, имеет длину 85 см и поддерживает полый купол из нержавеющей стали полусфериче-

ской формы, который является высоковольтным электродом генератора (рис. 4-52). На рис. 4-53 показана верхняя часть изоляционной колонны. Она состоит из 34 литых алюминиевых дисков, имеющих диаметр 380 мм, отдаленных друг от друга прокладками из стекла «пирекс». Эти диски соединены между собою сопротивлениями около 6000 Ом, чем достигается равномерное распределение потенциала вдоль ленты и рентгеновской трубки.

Лента, из прорезиненной ткани шириной 150 мм движется со скоростью 20 м/сек внутри колонны и непрерывно переносит отрицательный заряд от выпрямителя к высоковольтному электроду.

Электрическое поле вдоль ленты регулируется алюминиевыми

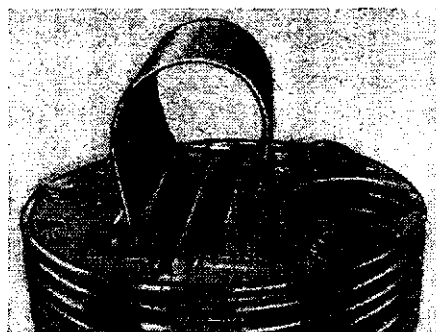


Рис. 4-53. Верхняя часть изоляционной колонны.

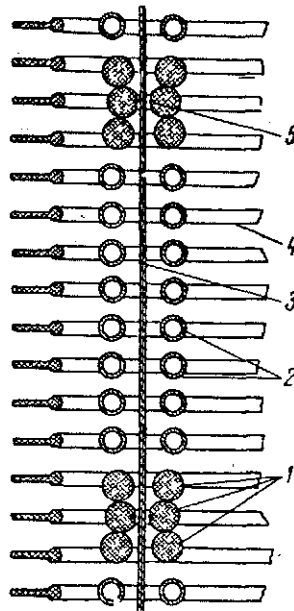


Рис. 4-54. Устройство, создающее равномерное поле вдоль ленты.

1 — металлические стержни; 2 — металлические трубки; 3 — заряженная лента; 4 — эквипотенциальные алюминиевые отливки; 5 — стерженьки из стекла «пирекс».

трубками, расположенными на каждой стороне ленты с промежутками около 10 мм от ленты и прикрепленными к каждому алюминиевому диску (рис. 4-54).

Чтобы предотвратить касание ленты к этим трубкам, предусмотрены изолирующие направляющие, расположенные вдоль колонны с интервалом около 200 мм, которые касаются ленты с обеих сторон.

Эти направляющие представляют собой стерженьки диаметром около 4 мм из стекла «пирекс», прикрепленные к дюралиновым стержням по образующим, которые в свою очередь крепятся к соответствующим дискам вместо алюминиевых регулирующих трубок.

На рис. 4-55 показана верхняя часть собранного электростатического рентгеновского аппарата при снятом высоковольтном электроде, на которой видны лента, натянутая на верхнем шкиве, катодная часть рентгеновской трубки и генератор накала катода трубки, приводимый во вращение от верхнего шкива; последний монтирован на рессорах, чтобы обеспечить подъем натягивающейся ленты.

Нижний шкив главной ленты вращается электродвигателем, при помощи шести параллельных ремней трапецеидального сечения (рис. 4-56). Мощность, потребляемая установкой, — около 2,5 квт. Большая часть подводи-

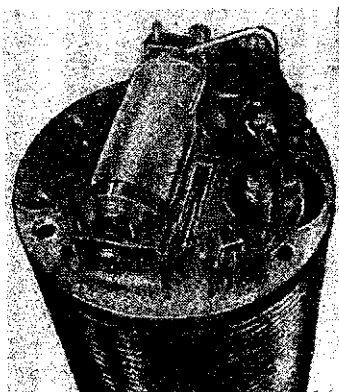


Рис. 4-55. Верхняя часть собранного электростатического рентгеновского аппарата при снятом высоковольтном электроде.

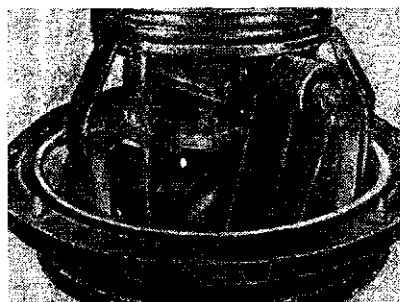


Рис. 4-56. Нижняя часть ЭСГ.

мой мощности расходуется на преодоление сопротивления трения, возникающего от движения ленты в сжатом газе. Была найдена полуэмпирическая формула для вихревых потерь в воздухе:

$$P = 1,41 \cdot 10^{-9} \cdot p S v^3 \text{ [квт]},$$

где

p — абсолютное давление воздуха, кг/см^2 ,

S — поверхность ленты, см^2 и

v — скорость движения, м/сек .

Меньшая мощность расходуется на изгибание ленты, потери в подшипниках шкивов, ток в высокоомных сопротивлениях колонны и потери на истечение.

Для обеспечения нормальной работы ЭСГ лента, переносящая заряды, должна удовлетворять ряду требований. Помимо очевидного требования высокой механической прочности и высокого поверхностного и объемного сопротивления, лента должна иметь высокую диэлектрическую прочность. Она

должна быть также огнебезопасной и иметь высокое сопротивление против скользящих разрядов и искрения. Наконец, материал ленты должен быть негигроскопичным, так как даже незначительная влажность сжатых газов сильно снижает их изолирующие свойства. Оказалось, что наилучшие результаты были получены с обычными приводными ремнями из прорезиненной ткани.

Влажность сжатого газа должна быть очень малой, так чтобы точка росы была около -35°C . Поэтому при наполнении бака газом необходимо просушить как самый генератор, так и вводимый газ. Для этого после сборки бак откачивается длительное время, чтобы удалить влажный воздух и влагу с поверхностей стенок бака и генератора. Затем накачивают газ до рабочего давления, пропуская его через специальные осушители и вымораживающий змеевик. Если во время работы гигрометр показывает, что точка росы поднялась, то включается специальная воздуходувка, которая прогоняет газ через охлаждаемый сухим льдом змеевик, пока точка росы снова опустится до -35°C .

Отпаянная рентгеновская трубка, разделенная на 66 секций коваровыми диафрагмами (см. рис. 2-124), также помещается внутри изоляционной колонны параллельно ленте.

Равномерное распределение потенциала вдоль трубки достигается прямым присоединением промежуточных электродов (коваровых диафрагм) к соответствующим алюминиевым дискам колонны.

Вольфрамовая нить накала питается от маленького генератора переменного тока с постоянными магнитами через небольшой трансформатор с магнитным шунтом. Регулировка накала производится смещением этого шунта, что освобождает от необходимости использования скользящих контактов, сопротивление которых в сжатых газах неустойчиво. Перемещение магнитного шунта производится стеклянным 6-миллиметровым стержнем с пульта управления при помощи маленького моторчика синхронно-следающей системы.

Полый анод трубки проходит через основание стального бака и заканчивается охлаждаемым проточной водой золотым зеркалом толщиной 6 мм.

Анод трубки изолируется от бака и ток на него измеряется микроамперметром, монтированным на пульте управления.

Величина напряжения генератора регулируется в широких пределах путем изменения режима работы выпрямителя, заряжающего ленту, и измеряется роторным вольтметром, монтированным в стенке бака против высоковольтного электрода (см. § 4-28).

На выступающую часть полого анода надет свинцовый блок с осевым коническим отверстием для выхода полезного

излучения; в боковых направлениях интенсивность рабочего пучка лучей ослабляется до 0,01% своего значения.

Аппарат устанавливается обычно в отдельном помещении, стены которого в направлении рабочего пучка имеют толщину 100 см, в том числе 60 см баритобетона. Мощность дозы за стеной при полной нагрузке составляет около 3 мкр/сек.

Наблюдение за облучаемыми объектами ведется посредством системы зеркал, не отходя от пульта управления.

Компактность, простота обслуживания, плавная регулируемость напряжения в широких пределах и его постоянство во времени, обеспечивающее высокой к. п. д. излучения трубки, являются ценными свойствами электростатического генератора.

4-19. Регулирование напряжения трансформаторных рентгеновских аппаратов

Управление аппаратом сосредоточено на передвижном столике (рис. 4-57), в котором размещены автотрансформатор для регулировки высокого напряжения, выключатель первичной

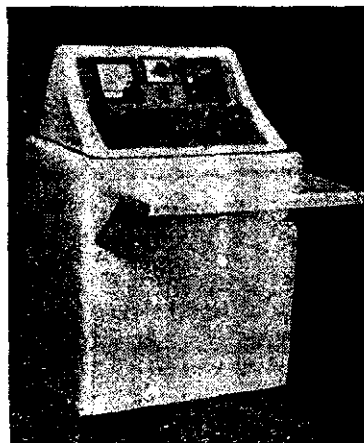


Рис. 4-57. Столик управления.

обмотки главного трансформатора, выключатель накала кенотронов, выключатель накала трубки, реостаты регулировки накала трубки и кенотронов и измерительные приборы низкого напряжения. В некоторых рентгеновских установках столик управления совмещается с трансформатором высокого напряжения. Рассмотрим некоторые из главных органов управления подробнее.

Для регулирования высокого напряжения, подводимого к рентгеновской трубке, обычно применяются реостаты и различные системы трансформаторов и автотрансформаторов с переменными

коэффициентами трансформации, включаемые в первичную цепь главного трансформатора.

Регулирование высокого напряжения реостатом, включенным в первичную цепь высоковольтного трансформатора (рис. 4-58), применяется только при питании ионных трубок.

Для питания электронных трубок этот метод регулировки высокого напряжения мало пригоден, так как не допускает независимого регулирования напряжения и тока, протекающего через трубку.

Действительно, вследствие изменения тока в трубе вызывает изменение тока в первичной обмотке трансформатора и, следовательно, изменяется падение напряжения на реостате, а вследствие этого — и напряжение в первичной и вторичной обмотках трансформатора.

Регулирование высокого напряжения секционированием первичной обмотки главного трансформатора (рис. 4-59), т. е. изменением коэффициента трансформации, применяется только в небольших аппаратах. В этом случае в первичной обмотке трансформатора прибавляют дополнительные витки, от которых делают ответвления к комму-

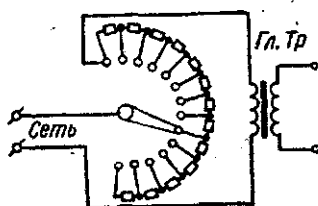


Рис. 4-58. Схема регулирования высокого напряжения аппарата реостатом в первичной цепи.

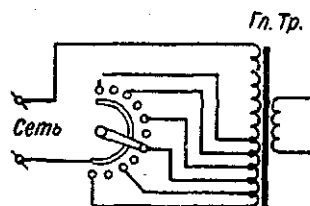


Рис. 4-59. Схема регулирования высокого напряжения секционированием первичной обмотки трансформатора.

татору. Недостатки этого способа регулирования: а) ограниченное число ступеней регулирования напряжения; б) удорожание трансформатора и увеличение его габаритов вследствие необходимости добавления лишних витков первичной обмотки.

Регулирование высокого напряжения автотрансформатором ясно из схемы рис. 4-60.

Регулирование высокого напряжения, осуществляемое по схеме, показанной на рис. 4-61, более совершенно. В этой схеме применен дополнительный автотрансформатор, состоящий из железного разомкнутого сердечника, снабженного обмоткой из толстой медной проволоки; по обмотке скользит подвижная щетка. Концы обмотки этого автотрансформатора присоединяются к сложному коммутатору главного автотрансформатора таким образом, что изменение напряжения производится непрерывно, без скачков.

В этом коммутаторе устроены две системы контактов, по которым скользят две изолированные друг от друга, но механически связанные между собою щетки. К одной системе контактов присоединены четные ответвления от автотрансформатора, к другой — нечетные. Контакты размещены так, что при перемещении щеток из одной позиции в другую одна из

щеток, например, щетка 1, переходит на следующий контакт, а другая 2 скользит по своему контакту; при переходе в следующую позицию щетка 1 скользит по своему контакту, а щетка 2 переходит на следующий контакт и т. д. Благодаря этому между щетками всегда оказы-

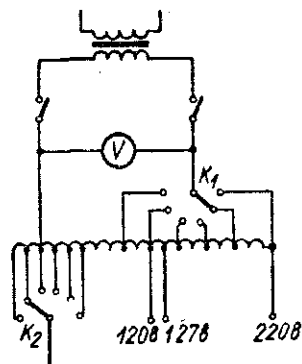


Рис. 4-60. Схема включения регулировочного автотрансформатора:

K_1 — коммутатор регулировки напряжения; K_2 — коммутатор коррекции сети.

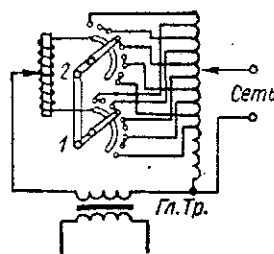


Рис. 4-61. Схема плавной регулировки высокого напряжения.

вается включенной одна секция главного автотрансформатора. Так как к щеткам присоединен дополнительный автотрансформатор, то, перемещая ползунок дополнительного автотрансформатора, можно плавно переходить от одного контакта главного автотрансформатора к другому.

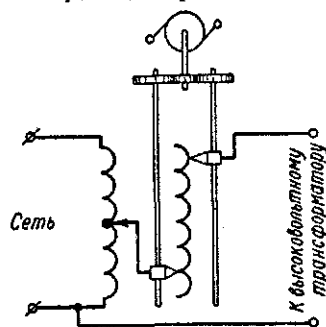


Рис. 4-62. Принципиальная схема включения вольтодобавочного автотрансформатора.

Таким образом, этот метод позволяет производить регулирование высокого напряжения от минимального до максимального значения совершенно плавно, без скачков, перемещая поочередно коммутатор главного автотрансформатора на одну позицию и движок дополнительного автотрансформатора — в одну сторону, затем коммутатор — на следующую позицию и движок — в другую сторону и т. д.

Регулировочный вольтодобавочный автотрансформатор (рис. 4-62) состоит из двух

обмоток: а) первичной автотрансформаторной, расположенной на обоих ядрах магнитопровода стержневого типа; б) вторичной вольтодобавочной обмотки, расположенной над первичной на бакелитовом цилиндре в один ряд. Число витков первичной обмотки вдвое больше числа витков вторичной. По диамет-

рально противоположных, образующим цилиндра в противоположных направлениях скользят угольные щетки по зачищенным от изоляции виткам вольтодобавочной обмотки.

Средняя точка переночной обмотки присоединена к одной щетке, выходное напряжение забирается от второй щетки и сетевого провода.

В начальный момент щетки находятся в крайних своих положениях, напряжение вольтодобавочной обмотки направлено навстречу напряжению автотрансформаторной, и суммарное напряжение равно нулю. По мере движения щеток навстречу друг другу уменьшается число витков вторичной обмотки, включенных навстречу первичной, и, следовательно, возрастает суммарное напряжение. Когда щетки находятся одна против другой, т. е. лежат на одном и том же витке, добавочное напряжение равно нулю и суммарное напряжение равно половине напряжения сети. При дальнейшем движении щеток количество витков в вольтодобавочной обмотке снова возрастает, но индуктирующееся в них напряжение направлено в другую сторону и складывается с напряжением автотрансформатора, и суммарное напряжение возрастает.

Щетки перемешаются винтами, приводимыми во вращение реверсивным мотором, автоматически выключаемым в моменты, когда щетки приходят в крайние положения. Направление вращения мотора изменяется при помощи переключателя.

Достоинством описанного регулятора напряжения является плавность и широкие пределы (от нуля до максимума) регулировки, простота управления (мотор); недостаток его — малая мощность (около 3 *кв*а), обусловленная тем, что с увеличением снимаемых токов сильно повышается нагрев щеток.

4-20. Стабилизация напряжения

При колебаниях напряжения в сети, питающей рентгеновскую установку, излучение трубки изменяется как вследствие изменения подводимого к трубке напряжения, так и вследствие изменения тока накала катода. Наблюдения показывают, что колебания напряжения в сетях даже крупных городов с мощными электростанциями редко бывают ниже 4—6% и доходят до 15—20%. Такие колебания сильно влияют на рентгеновскую отдачу трубки. В самом деле, рентгеновская трубка, как известно, работает на токе насыщения, величина которого может быть определена по формуле:

$$i_s = k P_n^{0.13}, \quad (4-7)$$

где P_n — мощность накала в ваттах на 1 см^2 поверхности катода. Полагая, что напряжение накала в узких пределах пропорционально току $U_n = k_1 I_n$, получаем:

$$i_s = k' U_n^{10.26}. \quad (4-8)$$

Из этой формулы следует, что при понижении напряжения на 6% ток эмиссии падает до 52,9% своей первоначальной величины, а интенсивность излучения уменьшается (так как $I = k' i_s U_0^2$) до

$$I = k_2 0,529 i_s (0,94 U_0)^2 = k_2 0,46 i_s U_0^2,$$

т. е. больше чем вдвое.

Непрерывные колебания напряжения исключают возможность точной дозировки рентгеновского излучения. Поэтому естественно стремление автоматизировать работу рентгеновской установки путем стабилизации напряжения на ее зажимах. В настоящее время существует много различных систем стабилизаторов, которые можно разделить на две группы: а) стабилизаторы работы всей установки и б) стабилизаторы тока накала катода трубки. Мы ограничимся рассмотрением принципа действия только одного типа стабилизатора — феррорезонансного стабилизатора.

4-21. Феррорезонансные стабилизаторы

Из всех известных типов стабилизаторов наиболее удобными, простыми и совершенными являются стабилизаторы феррорезонансные. Они обладают высоким к. п. д. (до 0,9), дают высокую степень стабилизации (до $\pm 0,2\%$) при колебаниях напряжения сети в пределах от -20 до $+10\%$, имеют высокий коэффициент мощности (до 0,98) и мало чувствительны к изменениям нагрузки. В этих стабилизаторах использовано явление резонанса в цепях, состоящих из емкости и самоиндукции с железом, — феррорезонанса.

Для выяснения принципа действия феррорезонансных стабилизаторов рассмотрим цепь, содержащую катушку с железом, и емкость, включенные параллельно (рис. 4-63). Предположим, что напряжение U_1 — синусоидальное, что частота переменного тока постоянна и что в цепи отсутствуют потери. Высшими гармониками пренебрегаем. Тогда токи I_L и I_C будут сдвинуты по фазе на угол π , т. е. направлены в прямо противоположные стороны, и разность их уравнивается током сети:

$$\pm I = I_L - I_C.$$

Знаки «плюс» (+) или «минус» (—) предусматривают преобладание емкостного или индуктивного тока.

Емкостный ток I_C возрастает пропорционально напряжению сети $I_C = U_1 \omega C$ (прямая I_C на рис. 4-64). Ток катушки изменяется с изменением U_C по закону кривой I_L вначале почти пропорционально напряжению U_1 , а потом быстрее. Более быстрый рост тока объясняется уменьшением реактивного со-

противления катушки вследствие уменьшения магнитной проницаемости железа при больших насыщениях. На участке OAB преобладает емкостный ток; в точке B ток $I_L = I_C$, и имеет место резонанс токов; за точкой B преобладает индуктивный ток. Кривая $OABD$ представляет собой вольтамперную характеристику

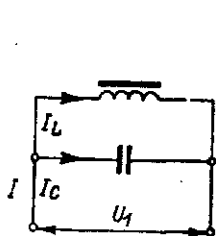


Рис. 4-63. Схема для феррорезонанса токов.

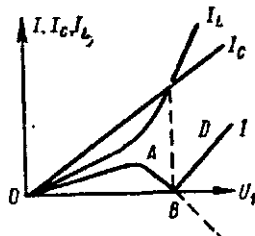


Рис. 4-64. Зависимость общего тока I и токов ветвей I_L и I_C от напряжения на контуре U .

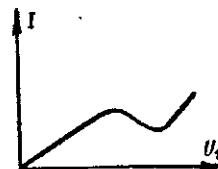


Рис. 4-65. Зависимость общего тока от напряжения с учетом потерь.

стику реактивной катушки с железом при параллельно подключенной емкости $I = f(U_1)$. Если учесть омические потери в цепи, то характеристика $I = f(U_1)$ примет вид кривой, изображенной на рис. 4-65.

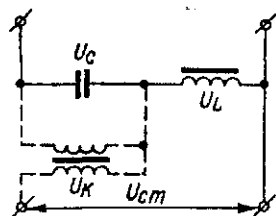


Рис. 4-66. Схема для феррорезонанса напряжений.

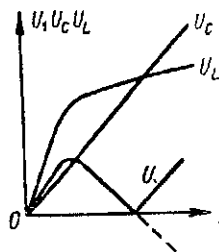


Рис. 4-67. Зависимость общего U_1 и частных напряжений U_C и U_L от тока.

Подобным же образом можно получить резонанс напряжений, если соединить емкость и катушку с железом последовательно (рис. 4-66). В этом случае с увеличением тока напряжение на конденсаторе U_C возрастает линейно (рис. 4-67), а напряжение на индуктивности U_L возрастает вначале быстро, затем, по мере насыщения железа, рост напряжения замедляется. В области насыщения железа напряжение на катушке U_L изменяется незначительно и почти прямолинейно.

т. е. несколько стабилизировано. Закон изменения U_L в области насыщения железа можно приближенно выразить уравнением прямой:

$$U_L = a + bI, \quad (4-9)$$

где a и b — постоянные. Напряжение на емкости пропорционально току:

$$U_C = \frac{1}{\omega C} I = kI, \quad (4-10)$$

где $k = \frac{1}{\omega C} > b$, так как в рассматриваемой области угол наклона прямой U_C больше угла наклона кривой U_L .

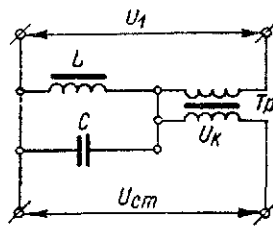


Рис. 4-68. Принципиальная схема феррорезонансного стабилизатора по принципу резонанса токов.

Для того чтобы скомпенсировать изменения напряжения на катушке U_L , при изменениях напряжения сети, навстречу напряжению U_L включается напряжение вторичной обмотки компенсационного трансформатора со слабым насыщением железа, коэффициент трансформации которого выберем равным $\frac{b}{k}$ (пунктир на рис. 4-66). Тогда напряжение U_k будет:

$$U_k = \frac{b}{k} U_C \quad (4-11)$$

и полное напряжение на выходе, учитывая (4-9) — (4-11), будет постоянным и равным:

$$U_{ст} = U_L - U_k = a + bI - \frac{b}{k} U_C = a + bI - bI = a. \quad (4-12)$$

В действительности $U_{ст}$ не будет строго постоянным, так как изменение U_L не строго прямолинейно, а также потому, что подключение компенсационного трансформатора изменяет угол между U_L и U_C и в обмотках стабилизатора имеются потери энергии.

В существующих типах феррорезонансных стабилизаторов используется как резонанс токов, так и резонанс напряжений.

На рис. 4-68 изображена принципиальная схема стабилизатора, собранная по принципу резонанса токов. Здесь L — катушки самоиндукции с большим насыщением железа, Tr — компенсационный трансформатор со слабым насыщением железа.

Параметры стабилизатора выбираются так, чтобы резонанс токов в контуре $L-C$ наступил при напряжении U_0 , равном заданному значению стабилизуемого напряжения. Тогда при увеличении или уменьшении сетевого напряжения ток в пер-

вичной обмотке будет возрастать, так как будет преобладать или емкостной, или индуктивный ток.

При этом изменение величины входного напряжения распределяется между контуром $L-C$ и первичной обмоткой трансформатора Tr непропорционально и будет ложиться, главным образом, на трансформатор, так как при сильном насыщении железа в катушке L сопротивление контура уменьшается. Небольшие колебания напряжения на контуре компенсируются напряжением U_k компенсационного трансформатора. При правильном выборе величины U_k разность напряжений $U_L - U_k = U_{cm}$ будет почти неизменной при изменениях напряжения U_1 в известных пределах.

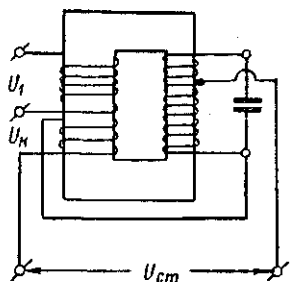


Рис. 4-69. Эскиз феррорезонансного стабилизатора.

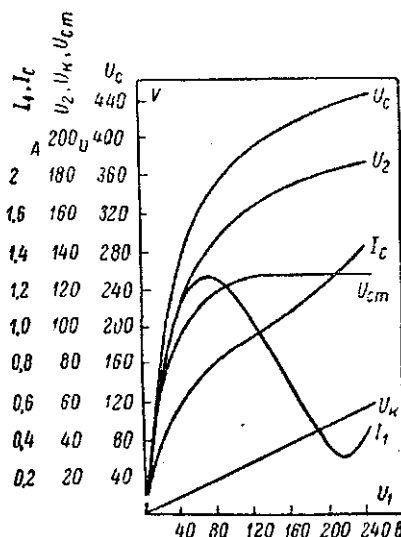


Рис. 4-70. Характеристики феррорезонансного стабилизатора.

На рис. 4-69 дан эскиз конструкции и расположения обмоток феррорезонансного стабилизатора с общей магнитной цепью и электрически несвязанными первичной и вторичной обмотками. Здесь сечение первичного сердечника значительно больше сечения вторичного сердечника, так что при нормальном насыщении первичного сердечника второй сердечник будет сильно насыщенным.

На рис. 4-70 представлены основные характеристики 100-ваттного феррорезонансного стабилизатора при холостом ходе, принципиальная схема которого дана на рис. 4-69.

4-22. Компенсация падения напряжения

Кроме колебаний напряжения в сети, питающей рентгеновскую установку, обусловленных работой электростанции или неравномерной нагрузкой других потребителей, имеет место

компенсационного трансформатора, ток накала еще увеличится и т. д., пока нить накала не сгорит. Поэтому при регулировке компенсатора следует стремиться к получению небольшой «недокомпенсации».

4-23. Сетевой корректор

Автотрансформатор, применяемый для регулировки напряжения, подводимого к высоковольтному трансформатору рентгеновского аппарата, служит также и для питания вспомогательных цепей аппарата (трансформаторов накала трубки и кенотронов, электромагнита выключателей и т. п.). Он позволяет присоединять аппарат к электрическим сетям с различными номинальными напряжениями, для чего предусматриваются соответствующие отпайки. На рис. 4-60 изображена принципиальная схема включения автотрансформатора в сеть 220 в. Для присоединения аппарата к сети с номинальным напряжением 120 или 127 в предусмотрены отпайки в таких точках обмотки, чтобы число витков, включаемых в сеть, было пропорционально сетевому напряжению. Тогда во всех случаях включения напряжение между любыми точками обмотки автотрансформатора будет одним и тем же. Если же напряжение в сети будет отличаться от номинального, то это постоянно напряжений нарушится и потребуются регулировка его во всех цепях аппарата.

Чтобы устранить влияние длительных изменений сетевого напряжения, применяется специальное устройство для «коррекции» сетевого напряжения. Около нулевой точки автотрансформатора делают несколько отпайек и присоединяют их к контактам дополнительного коммутатора («корректора») K_2 , при помощи которого один из подводящих проводов присоединяют к автотрансформатору. При понижении напряжения сеть присоединяется к меньшему числу витков, при повышении — к большему.

При правильном положении сетевого корректора напряжение между крайними или какими-либо другими определенными точками обмотки автотрансформатора имеет одно и то же значение.

4-24. Реле времени

Во всех случаях использования рентгеновского излучения необходимо измерять время, в течение которого облучаемое тело подвергается действию излучения.

Измерение времени облучения при терапии, просвечивании материалов и структурном или химическом анализе не представляет больших трудностей и может быть выполнено с помощью обычных часов, так как в этих случаях выдержки

изчерпаются десятками минут и даже часами. Существенно большее трудности представляет измерение времени при снимках движущихся органов человеческого тела, где применяются выдержки порядка секунд и долей секунды. В этом случае необходимы особые приспособления, так называемые реле времени, которые по истечении определенного, заранее установленного времени срабатывают и выключают главный трансформатор непосредственно или воздействуя на промежуточный электромагнитный выключатель. Непосредственное выключение первичной обмотки высоковольтного трансформатора с помощью реле времени применяется только при маломощных аппаратах, разрывные токи которых не превосходят 10—15 а.

В большинстве же случаев выключение первичной обмотки высоковольтного трансформатора производится при помощи электромагнитного выключателя (контактора), для управления которым требуются значительно меньшие токи.

Введение электромагнитных контакторов облегчает конструкцию реле и повышает их точность, но, с другой стороны, вносит дополнительные ошибки, связанные с запаздыванием включения и выключения контактора.

Прежде чем приводить описание различных типов реле времени, рассмотрим работу электромагнитного рубильника и ошибки, вносимые им в отсчет экспозиции.

4-25. Работа электромагнитного рубильника

Электромагнитный рубильник состоит из П-образного электромагнита и подвижного якоря, к которому прикреплены контактные щетки, касающиеся неподвижных щеток, когда якорь притянут. К подвижным контактам присоединяются провода, питающие трансформатор, неподвижные соединены с первичной обмоткой трансформатора. Якорь оттягивается пружиной, и в это время первичная цепь высоковольтного трансформатора разомкнута. При замыкании цепи возбуждения электромагнита контактора срабатывающим органом реле времени якорь притягивается и включается главный трансформатор.

Замыкание и размыкание электромагнитного рубильника, как указывалось, происходит с запаздыванием, что в диагностике при кратковременных снимках имеет очень большое значение, так как это запаздывание может оказаться порядка времени экспозиции и даже больше.

Исследования показали, что при выдержках меньше 0,1 сек точность в отсчетах времени экспозиции оказывается очень большой и обуславливается не недостатками реле времени, а главным образом, процессами, происходящими в электромагнитном

рубильника. Процессы, происходящие в электромагнитном рубильнике, можно представить диаграммой рис. 4-72.

Пусть время, в течение которого происходит ток через катушки возбуждения электромагнитного рубильника, т. е. время, заданное реле времени, равно t_1 . По причине механической и электромагнитной инерции рубильник замыкает контакты через некоторое время t_2 , после того как подано напряжение на катушки возбуждения.

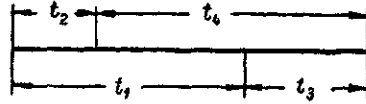


Рис. 4-72. Диаграмма работы электромагнитного контактора.

Размыкание контактов рубильника по той же причине произойдет также с запаздыванием, т. е. через некоторое время t_3 после размыкания цепи возбуждения электромагнитного рубильника. Тогда время соприкосновения щеток t_4 , т. е. время работы высоковольтного трансформатора, может быть найдено из соотношения:

$$t_4 = t_1 + t_3 - t_2 = t_1 - (t_2 - t_3).$$

Таким образом, время замыкания рубильника зависит не от абсолютных значений времен запаздывания замыкания и размыкания, но от их разности $(t_2 - t_3)$. Поэтому если бы эта разность оставалась постоянной, то можно было бы легко вводить определенную поправку в отсчеты времени системой реле — рубильник и получать достаточно точные результаты.

Однако исследования показали, что времена запаздывания замыкания t_2 и размыкания t_3 не постоянны и зависят от многих факторов: 1) от отношения активного сопротивления катушек рубильника R к индуктивности L ; 2) от мгновенного значения напряжения, подводимого к катушкам в момент включения; 3) от частоты и величины подводимого к катушкам напряжения; 4) от конструкции рубильника.

На рис. 4-73 даны кривые зависимости времени замыкания t_2 от фазы напряжения в момент включения для четырех различных значений $\frac{R}{L}$; из фигуры видно, что время замыкания

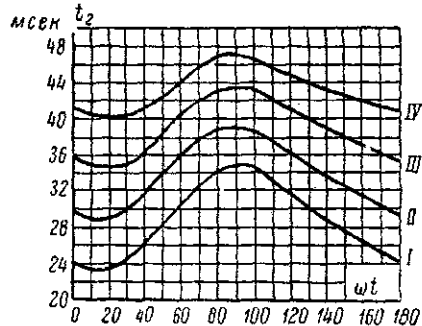


Рис. 4-73. Зависимость времени замыкания t_2 от фазы включения при разных $\frac{R}{L}$

$$\begin{aligned} \text{I} - R = 4\Omega; \frac{R}{L} = 55; \quad \text{II} - R = 8\Omega; \frac{R}{L} = 116; \\ \text{III} - R = 12\Omega; \frac{R}{L} = 176; \quad \text{IV} - R = 152; \frac{R}{L} = 240. \end{aligned}$$

колеблется от 0,023 до 0,035 сек. при $\frac{R}{L} = 55$ и от 0,04 до 0,047 сек. при $\frac{R}{L} = 240$.

Время запаздывания размыкания тоже зависит от нескольких причин, а именно: 1) от $\frac{R}{L}$, 2) от фазы разрываемого тока,

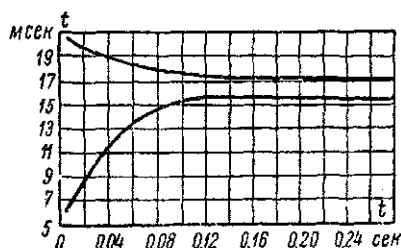


Рис. 4-74. Разброс времени размыкания от длительности включения (выдержки).

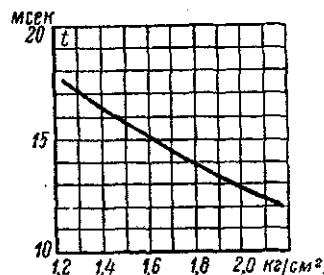


Рис. 4-75. Зависимость времени выключения от удельного давления щеток.

3) от давления контактов и 4) от продолжительности соприкосновения контактов рубильника.

На рис. 4-74 верхняя и нижняя кривые дают разброс измеренных величин времени выключения в миллисекундах в зависимости от длительности соприкосновения контактов. Разброс при кратковременных экспозициях очень большой (до 15 мсек) и доходит до 1,5 мсек при экспозициях больше 0,15 сек, что объясняется собственными колебаниями рубильника.

Большое влияние также оказывает давление щеток (рис. 4-75). Опыт показывает, что для улучшения работы электромагнитных контактов необходимо: 1) увеличить мощность, подводимую к катушкам элект-

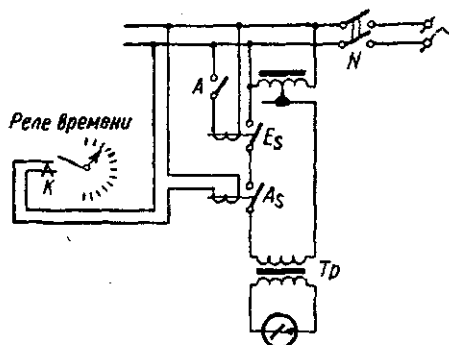


Рис. 4-76. Схема с двумя отдельными электромагнитными рубильниками для включения и выключения аппарата.

ромагнитного контактора, 2) увеличить $\frac{R}{L}$, 3) применять контакты возможно меньшего веса с сильно затянутыми пружинами.

С целью уменьшения разброса времени размыкания при коротких экспозициях применяют схему с двумя электромагнитными рубильниками, соединенными последовательно (рис. 4-76).

из которых один замыкает цепь, второй размыкает и включается раньше.

При замыкании сетевого рубильника M срабатывает выключающий контактор A_s , так как контакт K входит в цепь реле и замкнут. При замыкании рубильника A включается контактор E_s , и по истечении заданного времени реле размыкает контакт K , срабатывает электромагнитный контактор A_s и выключается трансформатор Tr . Так

как выключающий контактор A_s перед размыканием находился в покое, в подготовленном для замыкания состоянии, то якорю его не приходится внезапно менять направление своего движения, как это имело бы место при очень коротких экспозициях в случае включения и выключения одним и тем же контактором. Таким образом, удастся получать экспозиции до нескольких сотых секунды.

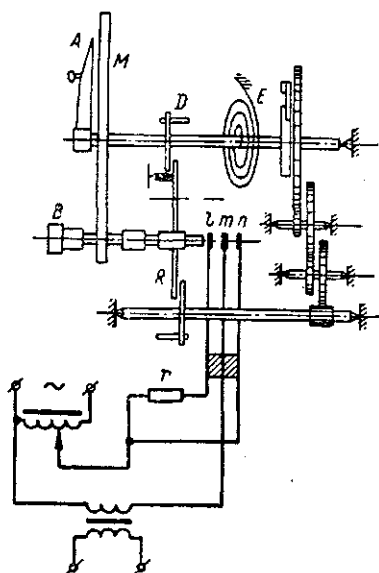


Рис. 4-77. Схема ручного реле времени.

4-26. Типы реле времени

Ручное реле времени. На рис. 4-77 представлена принципиальная схема ручного реле времени, допускающего разрыв тока до 10 а при 220 в. Это реле дает возможность отсчитывать экспозиции от 0,5 до 10 сек.

Принцип действия реле очень прост. При повороте стрелки A до определенного деления шкалы M , градуированной в секундах, заводится пружина E . При этом система зубчатых колес остается неподвижной, так как она связана с осью стрелки храповичком и заторможена рычагом, подпертым толстой частью оси кнопки B . При нажатии кнопки B происходит включение первичной обмотки высоковольтного трансформатора путем замыкания пластин l, m, n . Одновременно с включением трансформатора при нажатии кнопки B рычаг R попадает на тонкую часть оси кнопки, освобождает часовой механизм, и стрелка A начинает вращаться к исходному положению. Когда стрелка A дойдет до нуля, штифт D отклонит рычаг R и тем затормозит часовой механизм и освободит кнопку B , которая придет в первоначальное положение. При этом рычаг снова будет лежать на толстой части

при нажатии кнопки *B*, контакты пластин *l*, *m*, *n* разведываются и цепь первичной обмотки трансформатора разорвется.

В рукоятке реле смонтировано сопротивление *r*, служащее для предохранения контактов пластин *l*, *m*, *n* от обгорания и возникновения перенапряжений в моменты включения и выключения высоковольтного трансформатора.

Достоинства этого реле времени заключаются в простоте устройства и обращении с ним и дешевизне, недостаток — невозможность получения экспозиций меньше 0,5 сек.

Электронное реле времени, применяемое в отечественных аппаратах УРД-110-К4 и АРД-2-110-К-4, действует на

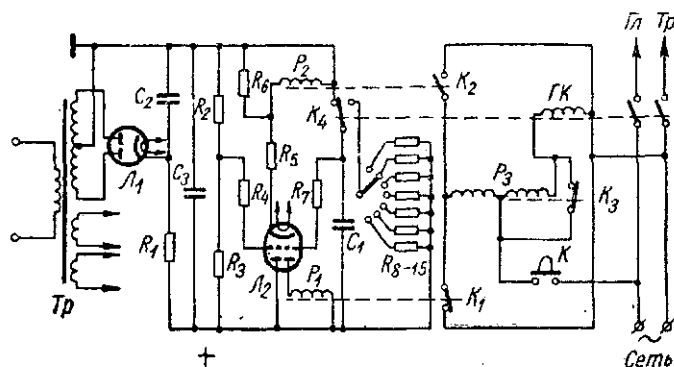


Рис. 4-78. Принципиальная схема электронного реле времени.

принципе разряда емкости. Принципиальная схема его изображена на рис. 4-78. Реле питается от специального трансформатора, на первичную обмотку которого подается напряжение от главного автотрансформатора.

Напряжение вторичной обмотки выпрямляется лампой *Л*₁ (двойной диод), сглаживается фильтром, состоящим из емкостей *C*₂ и *C*₃ и сопротивления *R*₁ и подается на аноды лампы *Л*₂ (двойной триод).

При включении рентгеновского аппарата на режим снимков реле оказывается под напряжением и через левую половину лампы *Л*₂ проходит ток, создающий падение напряжения, на сопротивлениях *R*₅ и *R*₆ и обмотке реле *P*₂. Вследствие этого правая половина лампы *Л*₂ получает отрицательное смещение и запирается.

Одновременно с этим рабочий конденсатор *C*₁ заряжается до полного напряжения выпрямителя.

Высокое напряжение включается пусковой кнопкой *К*. При этом возбуждается катушка главного контактора *ГК*, контактор срабатывает, включает главный трансформатор и одновременно переключает (контактом *К*₄) рабочий конденсатор *C*₁

с цепи заряда на цепь разряда через одно из сопротивлений R_8 (в зависимости от положения его коммутатора).

Разряд конденсатора C_1 приводит к повышению потенциала сетки и через правую половину триода L_2 начинает проходить ток. Когда он достигнет достаточной величины, срабатывает промежуточное реле P_1 (замыкает контакт K_1) и возбуждает левую половину катушки промежуточного реле P_3 . При этом разрывается нормально замкнутый контакт этого реле K_3 , вследствие чего в цепь питания катушки $ГК$ включается большое сопротивление правой катушки реле P_3 и главный контактор выключает высокое напряжение и одновременно приводит реле времени в исходное состояние, т. е. цепь конденсатора C_1 переводится переключателем K_4 на зарядку.

После отпускания пусковой кнопки K цепь питания главного контактора возвращается в исходное состояние (замыкается контакт K_3).

Изменение выдержки производится изменением величины разрядного сопротивления R_8 . В рассматриваемых реле предусмотрено 13 переключений времени: 0,04; 0,06; 0,1; 0,15; 0,25; 0,4; 0,6; 1; 1,5; 2,5; 4; 6 и 10 сек.

Реле защиты P_2 не позволяет включить высокое напряжение, если реле времени не готово к действию (не прогрелись лампы или вышли из строя). Это обусловлено тем, что при отсутствии тока в катодной цепи лампы L_2 реле P_2 не возбуждается и контакт K_2 остается замкнутым, т. е. состояние цепи питания главного контактора оказывается таким же, как и при замыкании контакта K_1 при срабатывании реле P_1 .

4-27. Автомат экспозиции

Реле миллиампер-секунд не может обеспечить получения безукоризненных снимков, так как во время съемки может изменяться напряжение на трубке, что нарушает постоянство почернения фотопленки при неизменных $ма \cdot сек$, потому что доза за объектом изменяется приблизительно пропорционально пятой степени напряжения. Кроме того, при изменении толщины объекта доза у пленки также сильно изменяется. Поэтому возникает необходимость в создании такого устройства, которое обеспечивало бы правильную экспозицию во всех случаях рентгенодиагностики. Эта задача решается с помощью автомата экспозиции.

Автомат экспозиции должен, независимо от свойств объекта, интенсивности и жесткости рентгеновского излучения и выбранного расстояния от рентгеновской трубки, обеспечивать такое экспонирование фотопленки, чтобы после проявления она дала оптимальное почернение.

Существует два основных типа автоматов экспозиции: фотометрический и ионметрический.

В фотометрическом автомате (рис. 4-79) свет, излучаемый находящимся позади объекта 2 флюоресцирующим экраном 3, улавливается фотоэлектронным умножителем 4 и преобразуется в электрический сигнал. С помощью интегрирующей и усилительной схемы выключается рентгеновский аппарат, когда пленка 5 получит экспозицию, соответствующую необходимому почернению.

В ионметрическом автомате (рис. 4-80) измеряется заряд, накопленный в ионизационной камере 3 в резуль-

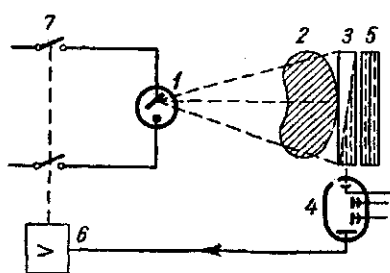


Рис. 4-79. Принципиальная схема фотометрического автомата экспозиции:

1 — рентгеновская трубка; 2 — объект; 3 — индикатор излучения с флюоресцирующим экраном; 4 — фотоэлектронный умножитель; 5 — кассета с пленкой и усиливающими экранами; 6 — электронный усилитель; 7 — коммутаторное устройство.

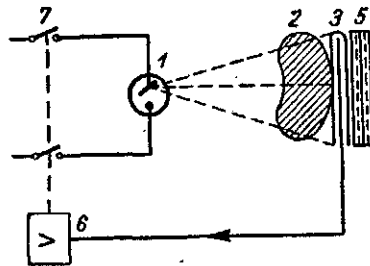


Рис. 4-80. Принципиальная схема ионметрического автомата экспозиции.

1 — рентгеновская трубка; 2 — объект; 3 — ионизационная камера; 5 — кассета с пленкой и усиливающими экранами; 6 — электронный усилитель; 7 — коммутаторное устройство.

тате облучения ее рентгеновскими лучами, причем камера помещается между объектом 2 и кассетой с пленкой 5.

Для получения наилучших средних почернений пленки ($S \approx 1$), при применении ее со стандартными усиливающими экранами, в настоящее время необходима доза у кассеты около 1 мр.

Большинство автоматов экспозиции в настоящее время построено на ионизационном принципе. Поэтому ниже рассматривается только ионметрический автомат экспозиции.

Многолетние испытания автоматов ионметрической системы показали, что с их помощью могут быть получены очень хорошие результаты. Однако при этом должны выполняться определенные требования в отношении техники и условий съемки. Направление пучка лучей, положение объекта, поле облучения и напряжение на трубке выбираются как обычно. При этом важно, чтобы проявление пленки производилось по возможности точно и при неизменных условиях.

Электрическая схема автоматической экспозиции

Принципиальная схема автомата экспозиции приведена на рис. 4-81. В первичную цепь высоковольтного трансформатора включены последовательно два контактора, из которых один управляется автоматом экспозиции, а другой — реле времени аппарата. Аппарат таким образом оказывается включенным, когда контакты обоих контакторов замкнуты.

При подготовке к съемке на сетку лампы L_1 подается с помощью ключа K отрицательное напряжение, снимаемое с по-

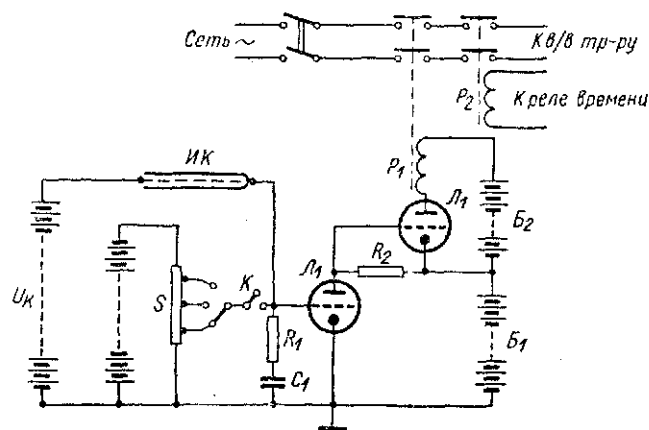


Рис. 4-81. Принципиальная схема автомата экспозиции.
 ИК — ионизационная камера; U_K — напряжение на камере; S —
 выбор почернения снимка; C — измерительный конденсатор;
 P_1 — контактор автомата, P_2 — контактор реле времени.

тенциометра регулятора почернения S . До этого же напряжения заряжается измерительный конденсатор C_1 . Затем через катушку P_1 пропускается ток, так что контакты этого контактора замыкаются. Ток катушки P_1 , удерживающей контакты, проходит через лампу L_2 , напряжение на сетке которой равно нулю (относительно катода). При замыкании контактов P_2 включается аппарат и начинается съемка. Излучение, проходящее через объект, ионизирует воздух в ионизационной камере ИК и ионизационный ток разряжает конденсатор C_1 . Когда напряжение на сетке приблизится к нулю, через лампу L_1 начинает проходить ток, который создает на сопротивлении R_2 падение напряжения, приложенное минусом к сетке лампы L_2 . Ток через лампу L_2 уменьшается и контакты P_1 размыкаются.

Рассмотрим теперь устройство и принцип действия отдельных узлов автомата экспозиции: ионизационную камеру, коммутирующее устройство и регулятор почернения.

Ионизационная камера

Ионизационная камера является измерительным органом автомата экспозиции, располагается между объектом и кассетой и имеет, в соответствии с величиною рентгеновских снимков, большую площадь — около 40×40 см. Толщина ее должна быть не больше 15—16 мм, так как большие расстояния между объектом и пленкой ухудшают резкость изображения. Камера должна давать при малой дозе (порядка 1 мр) достаточно большой выходной сигнал и в то же время она должна сама поглощать рентгеновские лучи как можно меньше. Кроме того, она не должна давать теней, чтобы не исказить рентгеновский снимок.

Наконец, прямые лучи, проходящие мимо объекта непосредственно к камере (например при съемке конечностей) не должны оказывать влияние на измеряемый сигнал.

Всем этим требованиям отвечают современные ионизационные камеры автоматов экспозиции, построенные в соответствии с принципами, установленными в 1929 году Франке на основании исследования большого количества различных рентгеновских снимков [Л. 140]:

1. Среднее почернение снимков самых различных объектов приблизительно одинаково. Отсюда следует, что для получения полноценных снимков нужна примерно одинаковая доза, величина которой определяется только качеством фотоматериалов.

2. Для установления этой дозы нет необходимости принимать во внимание весь снимок в целом, а только часть его, так как «каждый рентгеновский снимок содержит зону, качество которой является решающим для качества всего снимка».

3. Эта зона названа доминантой и является важнейшей областью рентгеновского снимка в диагностическом отношении и независимо от объекта должна иметь одинаковое среднее почернение. Отсюда следует, что надо знать доминанты различных медицинских объектов и регистрировать дозу в соответствующих местах за объектом.

Положение доминант для различных медицинских объектов определено благодаря обширным статистическим исследованиям Штиве [Л. 165].

4. Полноценный, богатый деталями, контрастный снимок получается тогда, когда диапазон почернений рентгеновской картины лежит в пределах от $S = 0,2$ до 1,7, т. е. наибольшая и наименьшая прозрачности относятся как 30:1. При этом в самом светлом и в самом темном местах снимка видны различия в почернении деталей.

В пределах доминанты этот диапазон обычно меньше, поэтому среднее почернение этой части снимка должно быть около $S = 0,9$.

Так как доминанта должна иметь не только определенное положение, но и определенную величину, то только часть ионизационной камеры должна быть активной. Поэтому в этих камерах устраивают несколько активных измерительных полей, из

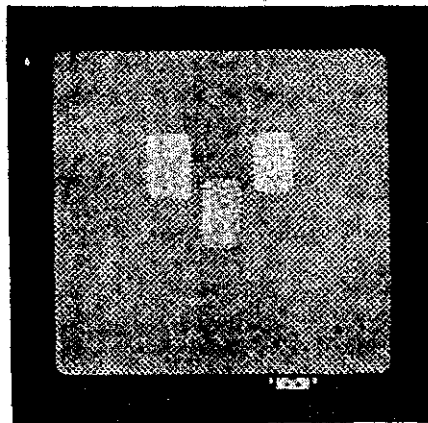


Рис. 4-82. Трехпольная ионизационная камера автомата экспозиции.

которых только одно или несколько находятся в действии. Опыт показал, что почти во всех случаях медицинской диагностики достаточно иметь три круглых или прямоугольных измерительных поля, расположенных в определенном порядке, если отказаться от автомата экспозиции при снимках малых объектов (нога, рука и т. п.).

Одна из камер, удовлетворяющих этим условиям, показана на рис. 4-82. Она состоит из плоского тонкостенного алюминиевого корпуса, внутри которого находится держатель электродов из плексигласа. На внешней поверхности камеры обозначены три избираемые области доминант. Внутри камеры в этих местах нанесены покрытия из тяжелых металлов (Pb, Au, Zn, Cu, Fe) (активные поля), благодаря которым ионизационный ток повышается примерно в 50 раз по сравнению с чистой ионизацией воздуха, так как фотоэлектроны, эмитируемые тяжелым металлом, производят сильную дополнительную ионизацию воздуха. Соответствующим выбором толщины и расстояния между покрытиями из тяжелых металлов, а также приложенного к камере напряжения, можно достичь того, что камера будет работать в режиме насыщения, что ионизационный ток будет пропорциональным мощности дозы и что покрытия из тяжелых металлов не будут заметны в виде тени на рентгеновском снимке.

Исследования показали [Л. 175], что ионизационная камера с медными электродами толщиной 20 мк и толщиной иониза-

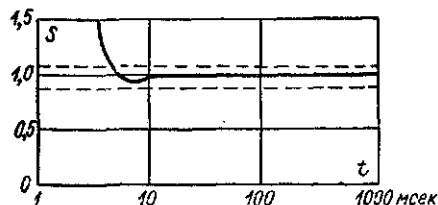


Рис. 4-83. Зависимость почернения снимков от выдержки. При выдержках больших 4—5 мсек почернение, получаемое с помощью автомата экспозиции, практически постоянно.

ционного объема 15 мм (воздух при 760 мм рт. ст. и 20°С) дает хорошие результаты (рис. 4-83). Для получения хорошей изоляции и малой междуэлектродной емкости измерительный электрод помещается в середине камеры, так что по обе стороны остается 7-миллиметровый слой воздуха. Для увеличения пути электронов, вылетающих из медных электродов, средний собирающий электрод делается прозрачным из тонкой проводящей сетки.

Коммутирующее устройство

После того как ионизационная камера выдает сигнал о накоплении наперед заданной дозы, должно сработать устройство, которое возможно более быстро устранил рентгеновское излучение. Время запаздывания этой системы должно быть достаточно малым, чтобы можно было получать малые выдержки (от 10 мсек до 5 сек). Оказалось, что наиболее короткие выдержки, еще дающие требуемые почернения, равны примерно двойному времени запаздывания.

Наиболее малоинерционной является система, которая прекращает ток рентгеновской трубки с помощью сеточного электрода в трубке или в высоковольтном кенотроне, включенном последовательно с трубкой. Однако такое устройство сложно и применялось лишь в специальных устройствах.

Большинство рентгеновских аппаратов содержит коммутирующее устройство для отключения высоковольтного трансформатора от сети на стороне низкого напряжения с помощью тиратронов, игнитронов или контакторов.

Время запаздывания выключающих устройств с тиратронами не является постоянным и зависит от фазы питающего напряжения, при котором поступает сигнал управления, так как тиратрон можно запереть только в момент прохождения напряжения через нуль, и следовательно, при частоте 50 гц время до момента его потухания может достигать до 10 мсек при однофазном и 3,3 мсек при трехфазном включении.

Такое же время запаздывания, вследствие возникновения дуги, имеют и контакторы. Но здесь добавляется еще время запаздывания электромеханической части контактора (см. § 4-25). Однако оказывается, что напряжение горения дуги вскоре после разрыва контактов начинает увеличиваться, а это уменьшает входное напряжение высоковольтного трансформатора и напряжение трубки падает, вследствие чего уменьшаются интенсивность и жесткость излучения. Этот эффект повышается, если вместо одной точки разрыва включить последовательно несколько разрывов. Таким образом, реакция контактора зависит главным образом от мертвого времени электромеханической части контактора.

При очень кратковременных снимках рентгеновское излучение, возбуждающееся в течение мертвого времени, вызывает значительное дополнительное почернение пленки. Поэтому необходимо скомпенсировать это время. Для этого нужно последовательно с накопительным конденсатором C_1 включить сопротивление R_1 (равное T_z/C_1 , где T_z — мертвое время контактора), тогда на нем возникнет напряжение, которое добавляется к напряжению на конденсаторе C_1 и дает требуемую степень компенсации мертвого времени коммутатора.

Регулятор почернения и переключатель

Установленная экспозиция, а значит и почернение пленки, зависят от величины отрицательного напряжения, до которого заряжается измерительный конденсатор C_1 перед началом съемки. Чем более отрицательно это напряжение относительно земли, тем большее количество электричества должен перенести ионизационный ток, пока отключится рентгеновский аппарат. Это напряжение устанавливается так, чтобы при данном фотоматериале (пленка — усиливающие экраны — проявитель) получить необходимое почернение. Так как при трехпольной ионизационной камере могут быть использованы одно, два или все три активных поля одновременно, то в автомате экспозиции предусмотрены переключатель, позволяющий включить то или иное поле и регулятор чувствительности или регулятор почернения, на котором можно установить соответственно три чувствительности.

Кроме того, предусматривается кнопочный переключатель, с помощью которого можно выбрать ту или иную заранее определенную (выбранную) чувствительность и тем учесть различную чувствительность пленки и наличие усиливающих экранов.

Пределы возможностей автоматизации экспозиции

Среди множества диагностических рентгеновских снимков лишь немногие не поддаются автоматизации экспонирования. Поэтому использование автоматов экспозиции в рентгенодиагностике дает облегчение в работе персонала и, благодаря устранению ошибок в установке экспозиции, улучшается качество снимков. Кроме того, сравнительные измерения показали, что при применении автоматов экспозиции облучение больного снижалось на 30—50% по сравнению со снимками, когда выдержки определялись эмпирически.

Однако при неправильном выборе режима съемки можно получить неудовлетворительные результаты. Например, при слишком низком напряжении может случиться, что за время допустимой для данной трубки выдержки не будет достигнута необходимая доза у пленки и аппарат будет выключен при по-

мощи обыкновенного реле времени раньше, чем поступит сигнал от автомата экспозиции и снимок получится недодержанным.

При выборе тока трубки надо также учитывать, что для процесса отключения требуется некоторое минимальное время, которое зависит, как от типа аппарата (4-х- или 6-ти-вентильное выпрямление), так и от автомата экспозиции, и находится в пределах 15—40 мсек. Если выбрать ток слишком большим, то необходимая выдержка может оказаться меньше этой величины и снимок будет передержан.

Поэтому для получения хороших результатов необходимо:

Выбрать правильный режим съемки в соответствии с исследуемым объектом, как и при снимках без автомата.

Решить, какое из измерительных полей камеры отвечает расположению доминанты объекта. В большинстве случаев это — центральное поле (позвоночный столб, череп и т. п.). Однако в некоторых случаях доминанта расположена эксцентрично (сердце и т. п.) или имеются две доминанты (легкие, почки, таз и т. п.).

Выбор поля может зависеть от положения больного органа. Снимки нормальных легких производятся, как правило, с помощью правого поля, так как слева в измерительное поле попадает тень сердца.

В тех случаях, когда высота или ширина объекта довольно точно совпадает с размерами измерительного поля, надо очень точно производить установку, так как иначе неизбежны неправильные выдержки. Особенно опасны случаи, когда на измерительное поле попадают прямые лучи (плечо, колено и т. п.). Достаточно нескольких $см^2$ прямого облучения, чтобы получить полностью непригодные (недодержанные) снимки.

Прицельные снимки, как правило, производятся с помощью центрального измерительного поля, так как во время прицельных снимков важная часть картины помещается непосредственно в центр.

В случае объектов с резкими краями необходимо даже применять специальные ширмы. Но поле облучения, конечно, не должно быть меньше активного измерительного поля, так как это приведет к передержкам. В случае необходимости можно увеличить чувствительность системы с помощью специального переключателя.

4-28. Измерение высокого напряжения, подводимого к трубке

Измерение подводимого к трубке напряжения является одной из наиболее важных задач в рентгентехнике. Несмотря на это, до сих пор нет простого и надежного способа измерения напряжения.

Наиболее распространены следующие способы измерения напряжения, для осуществления которых применяются описанные ниже приборы.

Шаровой разрядник является наиболее простым, удобным и достаточно точным прибором для измерения высоких напряжений. Зависимость пробивного напряжения между двумя шарами от расстояния между ними, диаметра шаров, плотности воздуха и других факторов изучена достаточно полно. Точность измерения напряжений этим способом достигает 2—3%.

В табл. 4-2 указаны пробивные напряжения для шарового разрядника (при 20°С и барометрическом давлении в 760 мм рт. ст.).

Таблица 4-2

Амплитудные значения разрядных напряжений в киловольтах U_a для случая двух одинаковых сфер

Расстояние между шарами, мм	Диаметр шаров 125 мм		Диаметр шаров 250 мм	
	Один шар заземлен	Оба шара изолированы	Один шар заземлен	Оба шара изолированы
1	4,65	4,65	—	—
5	17,46	17,46	17,53	17,53
10	32,07	32,00	32,15	32,15
15	46,62	46,23	46,30	46,20
20	59,96	59,37	60,18	59,90
25	73,40	72,58	73,80	73,45
30	86,22	85,40	87,18	86,70
40	110,1	109,4	113,8	112,5
50	130,8	131,2	139,3	137,7
60	148,5	150,9	163,6	161,8
70	164,0	168,6	187,1	184,7
80	177,2	184,9	208,2	206,7
90	188,0	200,0	228,9	227,7
100	197,7	213,6	242,2	248,0
120	213,6	237,0	281,0	284,8
140	225,0	257,0	309,6	317,7
150	230,3	265,5	322,3	333,7
160	235,0	273,3	333,4	348,8
180	242,8	287,2	353,7	377,5
200	249,6	299,4	370,4	401,8
250	262,0	322,4	405,2	455,4
300	—	—	431,0	498,0
350	—	—	451,0	532,0
400	—	—	464,3	560,7

Так как пробивное напряжение сильно зависит от плотности воздуха, то при измерениях напряжения с помощью шарового разрядника необходимо вводить поправку α на плотность воз-

духа. Относительная плотность воздуха определяется по формуле:

$$\delta = \frac{(273 + 20) \cdot B}{(273 + t) \cdot 76,0} = \frac{3,86B}{273 + t}, \quad (4-13)$$

где B — барометрическое давление в см рт. ст.;
 t — температура °C;

Вычисление истинного напряжения $U_{\text{ист}}$ следует производить по формуле:

$$U_{\text{ист}} = \alpha U,$$

где U — пробивное напряжение, взятое из табл. 4-1;

α — поправка на плотность воздуха, значения которой даны в табл. 4-3.

Таблица 4-3

Поправки α на плотность воздуха для шаровых разрядников

Диаметр шаров, мм	Относительная плотность воздуха, δ												
	0,50	0,55	0,60	0,65	0,70	0,75	0,80	0,85	0,90	0,95	1,00	1,05	1,1
125	0,535	0,583	0,63	0,677	0,724	0,771	0,816	0,862	0,908	0,955	1,0	1,045	1,092
250	0,527	0,575	0,623	0,670	0,718	0,776	0,812	0,859	0,906	0,954	1,0	1,046	1,094

Шары разрядника (рис. 4-84) должны быть сделаны из меди и тщательно полированы (не никелированы), так как шероховатость или отслаивание покрытия искажают поле у поверхности шара. Диаметр шаров и кривизна их не должны отклоняться от величины идеального шара данного диаметра больше чем на $\pm 1\%$. Стержни, на которых укрепляются шары, должны быть диаметром не больше 0,2 диаметра шара.

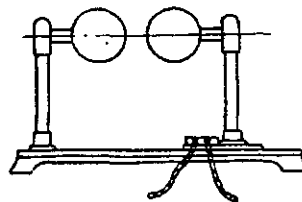


Рис. 4-84. Шаровой разрядник для измерения высокого напряжения.

Так как в момент разряда искра замыкает источник высокого напряжения накоротко, то для ограничения величины тока при разряде необходимо последовательно с шарами включать сопротивление. Обычно включается водяное сопротивление, величина которого подбирается из расчета 1 ом на 1 в измеряемого напряжения.

Так как шаровой разрядник показывает напряжение только в момент разряда, то он не может служить киловольтметром, указывающим напряжение в практической работе рентгеновской установки. Поэтому им пользуются только для градуировки других киловольтметров.

Электростатический киловольтметр на напряжение от 6 до 250 кВ состоит из двух сферических сегментов. Средняя

часть одного из них (рис. 4-85) подвижная и может перемещаться под действием электростатического притяжения второго сегмента. Прибор градуируется, например, шаровым разрядником и имеет квадратичную шкалу.

Вольтметр, включенный параллельно первичной обмотке высоковольтного трансформатора, показывающий эффективное значение напряжения и градуированный, например, шаровым разрядником, может служить также киловольтметром. Ввиду особой простоты и удобства обращения такие «киловольтметры»

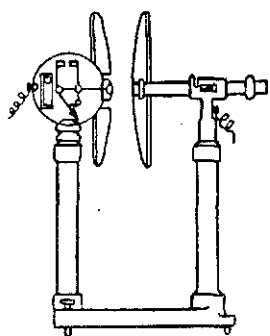


Рис. 4-85. Электростатический киловольтметр.

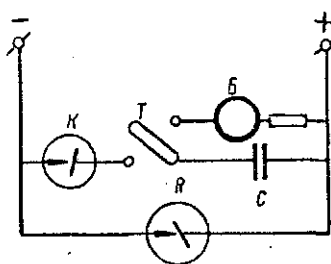


Рис. 4-86. Схема измерения высокого напряжения методом баллистического гальванометра.

являются наиболее распространенными, и все рентгеновские аппараты всегда снабжаются ими.

Спектрограмма тормозного излучения может также служить для оценки напряжения на трубке (в пределах от 30 до 150 кВ). Для этого необходимо определить минимальную длину волны λ_{\min} по спектрограмме, снятой при данном напряжении, и затем, пользуясь известным соотношением:

$$U_{\max} \lambda_{\min} = 12,35 \quad (4-14)$$

вычислить искомую величину U_{\max} .

Точность измерений напряжений в указанных пределах достигает 2—3%. Недостатком этого метода является длительность экспозиции снимка спектрограммы (от 20 мин. до 2 час.).

Измерение напряжения с помощью баллистического гальванометра может быть произведено по схеме рис. 4-86. Параллельно трубке R включается высоковольтный конденсатор C последовательно с высоковольтным кенотроном K . Если к рентгеновской трубке приложено напряжение U , то конденсатор зарядится до максимального значения этого напряжения.

Заряд конденсатора равен произведению напряжения на емкость:

$$Q = UC.$$

После переключения рычага T на баллистический гальванометр B последний отклонится на величину, пропорциональную протекшему через его обмотку количеству электричества $Q = it$. Следовательно, по его отклонению можно определить напряжение:

$$U = \frac{it}{C}. \quad (4-15)$$

Если выражать i в миллиамперах, t — в секундах и C — в микрофарадах, то напряжение U получится в киловольтах. Такой измеритель напряжения может быть применен как при длительных экспозициях, так и при кратковременных. Однако в последнем случае для правильности измерения необходимо, чтобы конденсатор полностью зарядился за время короткой экспозиции. При правильном выборе емкости конденсатора можно получить показания прибора при выдержке в 0,05 сек., отличающиеся от фактического напряжения на 2—3%.

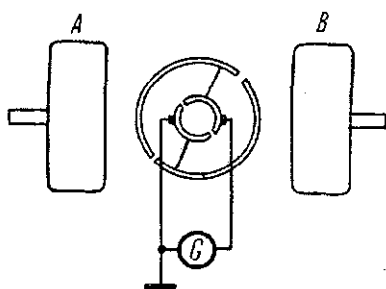


Рис. 4-87. Принцип действия роторного киловольтметра.

Роторный киловольтметр состоит из двух электродов A и B (рис. 4-87), к которым прикладывается измеряемое напряжение, и ротора, вращающегося синхронным моторчиком и состоящего из двух изолированных друг от друга металлических полуцилиндров, присоединенных к простому коммутатору.

Щетки на коммутаторе устанавливаются таким образом, чтобы коммутация тока происходила в тот момент, когда обе половины ротора находятся против полюсных электродов. К щеткам присоединяется микроамперметр.

Если к электродам приложено напряжение U и ротор вращается с числом оборотов n в 1 сек., то через гальванометр будет протекать ток

$$i = 2nC U, \quad (4-16)$$

где C — емкость между половиной ротора и одним из электродов.

Как видно из формулы и как показывает опыт, зависимость между измеряемым напряжением и током гальванометра получается линейной.

Для устранения влияния посторонних электростатических полей прибор заключается в металлический кожух.

Так как вычислить емкость C по геометрическим размерам прибора не представляется возможным, то прибор приходится градуировать.

Достоинства роторного вольтметра: 1) он дает значения измеряемого напряжения непосредственно в каждый данный момент; 2) может быть сделан как для измерения высоких (сотни киловольт), так и низких напряжений (доли вольта) путем изменения величины емкости C ; 3) допускает измерение не только амплитуды приложенного к электродам напряжения, но и мгновенных значений напряжения, отвечающих определенным моментам времени. Это свойство роторного вольтметра обусловлено тем, что ток, протекающий

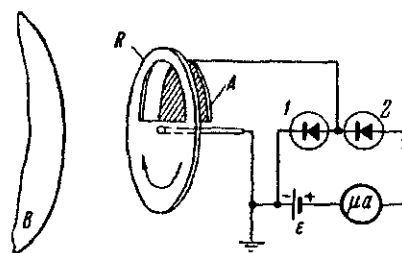


Рис. 4-88. Упрощенная схема роторного киловольтметра с кенотронным выпрямителем.

через гальванометр, определяется величиной напряжения на полюсных электродах в момент коммутации. Поэтому, поворачивая статор синхронного моторчика вокруг его оси на 360° , можно по точкам построить всю кривую измеряемого напряжения.

Очень ценным свойством роторного вольтметра является то, что он не потребляет энергию из источника, напряжение которого измеряется.

К недостаткам его следует отнести наличие вращающейся системы и шум, производимый ею.

Для измерения высокого напряжения в электростатическом генераторе разработан специальный роторный киловольтметр, работающий в сжатом газе. Отличается он от описанного выше отсутствием механического коммутатора, роль которого выполняет кенотронный выпрямитель.

Упрощенная схема прибора приведена на рис. 4-88. Изолированный сектор статора A обращен к высоковольтному электроду B и периодически экранируется вращающимся с постоянной скоростью заземленным металлическим диском с секторным вырезом — ротором R . Емкость C между статором и высоковольтным электродом, таким образом, будет периодически изменяться и индуцированный ток статора, который пропорционален потенциалу U электрода B , измеряется микроамперметром постоянного тока μA . Действительно, в те моменты, когда вырез в роторе находится против статора A , последний заряжается через вентиль 1 под влиянием потенциала U электрода B . При повороте ротора на 180° статор экранируется и находившийся на нем заряд стекает через вентиль 2 и микроамперметр μA . Очевидно, что ток, протекающий через микроамперметр, не зависит от полярности электрода B (так как в данном

случае через него будет протекать зарядный ток, в другом — разрядный) и равен:

$$i = fCU, \quad (4-17)$$

где f — частота изменений емкости.

Чтобы предотвратить прохождение термоэлектронного тока через выпрямительную цепь в непроводящую часть периода, в измерительную цепь включена обратная э. д. с. одного сухого элемента E .

Формула (4-17) показывает, что ток через микроамперметр пропорционален частоте f изменений емкости. Поэтому для увеличения индуцированных токов статор оформляют в виде нескольких секторов (например четырех), сдвинутых один относительно другого на 90° ; в роторе делается соответствующее число вырезов. При этом общая емкость статора относительно высоковольтного электрода почти не изменится, а частота ее изменений увеличится в 4 раза и, следовательно, увеличится и индуцированный ток. Наконец, создавая две группы соединенных между собой статорных секторов, сдвинутых на 180 электрических градусов, с двумя независимыми выпрямительными системами, как показано на рис. 4-89, получим в цепи микроамперметра практически постоянный выпрямленный ток еще вдвое большей величины.

Конструкция прибора показана на рис. 4-90. Статор, состоящий из восьми латунных секторов, прикрепленных к текстолитовому кольцу, смонтирован на корпусе синхронного мотора (3000 об/мин). Латунные секторы соединены через один в две группы. Ротор с четырьмя секторными вырезами расположен перед статором на расстоянии от него $2,5$ мм. Мотор со статором и ротором смонтирован в стальной камере, которая прикрепляется к главному баку электростатического генератора таким образом, что плоскость вращающегося ротора оказывается в плоскости заземленной поверхности бака и обращена к высоковольтному электроду. Провода от двух групп секторов статора и мотора выводятся через запальные автомобильные свечи. Кенотроны и батарея E смонтированы вне бака в стальной камере и легко доступны для наблюдения. Экранированный провод подводится к микроамперметру постоянного тока на пульт управления, находящийся на расстоянии около 15 м.

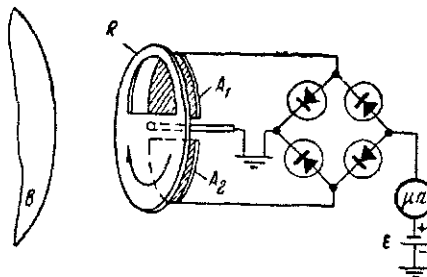


Рис. 4-89. Схема роторного киловольтметра с двумя статорами.

Исследования прибора показали, что зависимость между измеряемым напряжением и током микроамперметра выражается прямой линией, проходящей через начало координат, так что

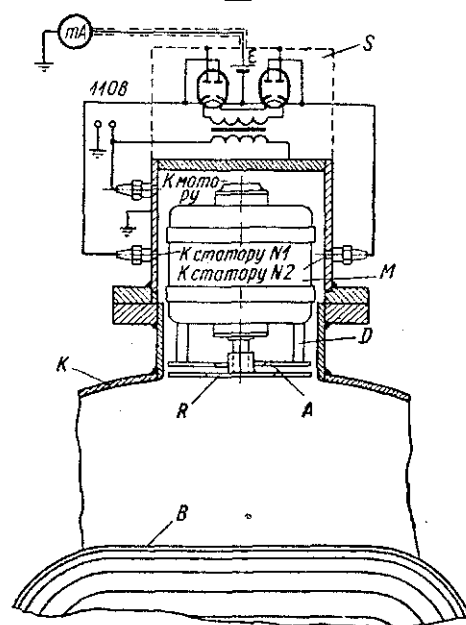
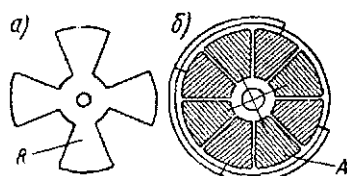


Рис. 4-90. Конструкция роторного киловольтметра, монтированного в стальной камере, прикрепленной к баку электростатического генератора.

R — четырехсекционный ротор; A — двоянный четырехсекционный статор; B — высоковольтный электрод ЭСГ; D — изолирующий держатель статора; M — синхронный электродвигатель; K — стальной бак ЭСГ; S — электростатический экран измерительной схемы.

постоянная прибора может быть определена приложением одного известного потенциала. Чувствительность прибора, пригодного для измерения напряжений до 1500 кВ, оказалась равной 20 кВ/мкА. Чувствительность может быть изменена изменением числа секторов статора и их удалением от высоковольтного электрода.

Измерение напряжения в безопасных аппаратах.

В современных безопасных аппаратах измерение высокого напряжения связано с большими трудностями, а в некоторых случаях практически невыполнимо, так как присоединение измерительного прибора без специальных дополнительных устройств невозможно. В каждом частном случае эту задачу приходится решать особыми приемами.

В аппаратах закрытого типа до 150 кВ можно определить максимальное значение анодного напряжения рентгеновской трубки, как указывалось

выше, путем снятия спектра тормозного излучения трубки и измерения минимальной длины волны.

В высоковольтных аппаратах с газовой изоляцией (резонанс-трансформаторы, электростатические генераторы) напряжение может быть измерено роторным киловольтметром описанной выше конструкции, вмонтированным в бак аппарата.

Измерение напряжения на отдельных секциях трансформаторов высоковольтных аппаратов, предназначенных для питания секционированных рентгеновских трубок.

Присоединение измерительного прибора к отдельным секциям трансформатора таких аппаратов возможно только через пространство, предназначенное для помещения трубки. Однако введение соединительных проводников с высокой изоляцией в это пространство нарушает режим работы аппарата, так как вносит дополнительную емкостную нагрузку. Для устранения этих трудностей можно применить особый метод, который заключается в следующем.

Так как полное напряжение аппарата равно сумме напряжений отдельных секций:

$$U_a = U_1 + U_2 + \dots + U_n,$$

то можно написать равенство:

$$\frac{U_1}{U_a} + \frac{U_2}{U_a} + \dots + \frac{U_n}{U_a} = 1. \quad (4-18)$$

Нетрудно показать, что это равенство имеет место и в том случае, если отношения $\frac{U_1}{U_a}$, $\frac{U_2}{U_a}$ и т. д. будут измеряться при различных значениях полного напряжения U_a , так как отношение напряжения на любой секции к полному напряжению не изменяется при изменении последнего. Поэтому можно подобрать такие значения полного напряжения U_{a_1} , U_{a_2} , ..., U_{a_n} , при которых напряжения на всех секциях будут одинаковыми и равными некоторому наперед заданному значению U_0 . Тогда уравнение (4-18) можно переписать в следующем виде:

$$\frac{U_0}{U_{a_1}} + \frac{U_0}{U_{a_2}} + \dots + \frac{U_0}{U_{a_n}} = 1. \quad (4-19)$$

Вводя коэффициент трансформации k , можно уравнение (4-19) представить в таком виде:

$$\frac{U_0}{kU'_1} + \frac{U_0}{kU'_2} + \dots + \frac{U_0}{kU'_n} = 1$$

или

$$\frac{U_0}{k} \left(\frac{1}{U'_1} + \frac{1}{U'_2} + \dots + \frac{1}{U'_n} \right) = 1. \quad (4-20)$$

Измерения производятся следующим образом. Небольшой шаровой разрядник (диаметр шаров 25 мм), укрепленный внутри стеклянной трубы с постоянным расстоянием между шарами, отвечающим некоторому (известному) напряжению U_0 , вводят в пространство, предназначенное для трубки, и присоединяют по очереди ко всем секциям и каждый раз отмечают

значения напряжений в первичной обмотке U'_1, U'_2, \dots, U'_n , при которых происходит пробой в шаровом разряднике.

Пользуясь уравнением (4-20) (или (4-19)), если возможно измерение полного напряжения аппарата $U_a, U_{a_0}, \dots, U_{a_n}$ и зная пробивное напряжение шарового разрядника U_0 , можно определить коэффициент трансформации k , полное напряжение и его распределение по секциям.

4-29. Измерение тока, протекающего через трубку

В качестве измерителя тока, протекающего через трубку, в рентгенотехнике применяются магнитоэлектрические миллиамперметры, которые, как известно, показывают среднее значение измеряемого тока. Обычно миллиамперметр снабжается шунтами, позволяющими изменять пределы измерения, что необходимо в диагностических аппаратах, где, как известно, работа ведется при сильно отличающихся нагрузках (2—5 ма при просвечиваниях и 50—250—1000 ма при снимках). С целью предохранения прибора от действия электростатических полей миллиамперметр заключают в металлический кожух, а стекло над шкалой покрывают снизу редкой металлической сеткой. Кроме того, во избежание повреждений обмотки рамки прибора высокочастотными токами, часто возникающими в рентгеновской установке, параллельно рамке включают конденсатор емкостью 1—2 мкф.

Измерение тока при очень коротких экспозициях представляет значительные трудности вследствие того, что благодаря инерции отклонение стрелки зависит от времени протекания тока через рамку прибора. Так, например, нормальный миллиамперметр при экспозиции в 0,1 сек показывает около 25% истинной величины тока, протекшего через его обмотку, и дает правильные показания только при выдержках, превышающих 0,7—0,8 сек.

Поэтому при коротких экспозициях пользуются либо миллиамперметром с заранее установленной стрелкой, либо баллистическим гальванометром. В первом случае прибор снабжается рычажком, позволяющим сдвинуть стрелку до определенного деления шкалы (обычно несколько меньшего, чем ожидаемая величина силы тока), причем стрелка имеет возможность смещаться только вперед. Если теперь при снимке стрелка слегка сдвинется с места, то принимают, что ток трубки немного превышает значение, на котором была установлена стрелка. Во втором случае, при использовании баллистического гальванометра, отклонение прибора пропорционально количеству электричества, протекшему через трубку, т. е. произведению тока на время включения, зная которое, легко определить величину тока.

В современных безопасных аппаратах закрытого типа, миллиамперметр включают в заземленную среднюю точку высоковольтной обмотки главного трансформатора, а сам прибор выносят на пульт управления. При этом применяется специальная измерительная схема (рис. 4-91).

Дело в том, что при выпрямлении высокого напряжения четырехвентильной мостовой схемой во вторичной обмотке высоковольтного трансформатора протекает переменный ток. К этому току добавляется емкостной ток, обусловленный наличием в высоковольтной цепи паразитных емкостей. Поэтому для измерения тока, протекающего через трубку, магнитоэлектрическим миллиамперметром необходимо выпрямить переменный ток и скомпенсировать емкостной ток.

Выпрямление переменного тока осуществляется двухполупериодным мостовым купроксным выпрямителем. Одна диагональ мостика включается в разрыв средней точки вторичной обмотки главного трансформатора, в другую диагональ включен миллиамперметр.

Емкостной ток компенсируется следующим образом. Параллельно первичной обмотке главного трансформатора присоединяется специальный компенсационный трансформатор T_p . Ко вторичной его обмотке присоединен потенциометр R_1 , с которого через емкость C напряжение подается к диагонали моста, включенной в разрыв высоковольтной обмотки. Так как первичная обмотка компенсационного трансформатора включена параллельно первичной обмотке главного трансформатора, то напряжение на его вторичной обмотке изменяется пропорционально высокому напряжению, а следовательно, емкостному току.

Компенсация происходит за счет того, что к диагонали мостика, куда подходит ток от средней точки вторичной обмотки главного трансформатора, поступает ток компенсационного устройства, равный по величине и противоположный по фазе емкостному току. Настройка компенсатора производится путем переключения концов первичной обмотки компенсационного трансформатора и регулировкой напряжения, снимаемого с потенциометра R_1 .

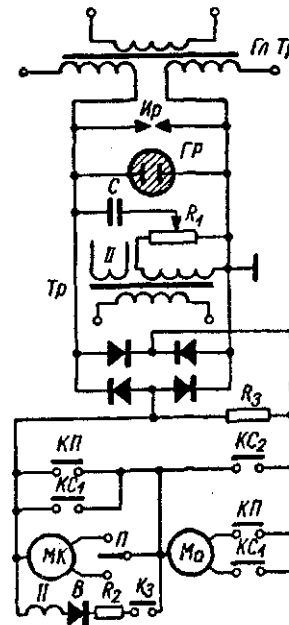


Рис. 4-91. Принципиальная схема для измерения тока и количества электричества, протекающих через рентгеновскую трубку.

При кратковременных выдержках порядка десятых и сотых долей секунды предусматривается измерение количества электричества, проходящего через рентгеновскую трубку при снимке. Для этого служит милликулонометр, включенный последовательно с миллиамперметром, который имеет два предела измерений: 30 и 150 милликулон. Миллиамперметр также имеет два предела измерений: 10 *ма* для работы в режиме просвечивания и 200 *ма* для работы в режиме снимков.

Подвижная система милликулонометра уравновешена при любом положении стрелки. Поэтому после отброса стрелка остается против деления, указывающего количество электричества, протекшего за время снимка. Чтобы вернуть стрелку милликулонометра на нуль, через прибор пропускают ток в обратном направлении, используя напряжение одной из дополнительных обмоток *П* трансформатора *Тр*, через купроксную шайбу *В* и ограничивающее сопротивление *Р₂*. Для этого нажимают кнопку *К₃*.

Переход с одного предела измерений на другой осуществляется следующим образом. При включении контактов просвечивания *КП* милликулонометр закорачивается, а миллиамперметр включается на шкалу 10 *ма* для работы в режиме просвечивания. Замыканием контактов снимков *КС₁* миллиамперметр включается на шкалу 200 *ма*, а милликулонометр закорачивается. Наконец, при замыкании контакта снимков *КС₂* закорачивается миллиамперметр и работает милликулонометр на том или ином пределе измерения, в зависимости от положения переключателя *П*. Деление показания милликулонометра на выдержку дает ток, проходивший через трубку.

Для защиты пульта управления и купроксных шайб от попадания на них высокого напряжения, при обрыве измерительной цепи, предусмотрены газовый разрядник *ГР*, искровой разрядник *ИР* и сопротивление *Р₃*.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ С ВЕЩЕСТВОМ

5-1. Виды взаимодействия

При прохождении рентгеновских лучей через какое-нибудь твердое, жидкое или газообразное тело они взаимодействуют с электронами, а при очень большой жесткости — и ядрами атомов элементов, которые входят в состав вещества этого тела и при этом теряют часть своей энергии вследствие:

1) истинного поглощения, т. е. превращения их энергии в другие виды энергии;

2) рассеяния, т. е. изменения направления распространения лучей без изменения и с изменением длины волны.

Первичными элементарными процессами истинного поглощения рентгеновского излучения, т. е. преобразования его энергии в кинетическую энергию электронов, являются:

1) фотоэлектрический эффект — вырывание электронов из атомов поглощающего вещества и сообщение им кинетической энергии;

2) комптон-эффект — рассеяние с изменением длины волны и передачей части энергии фотона рассеиваемому электрону;

3) образование пар элементарных зарядов — электрона и позитрона — и сообщение им кинетической энергии.

Эти виды взаимодействия схематически показаны на рис. 5-1 и более детально рассматриваются в следующих параграфах.

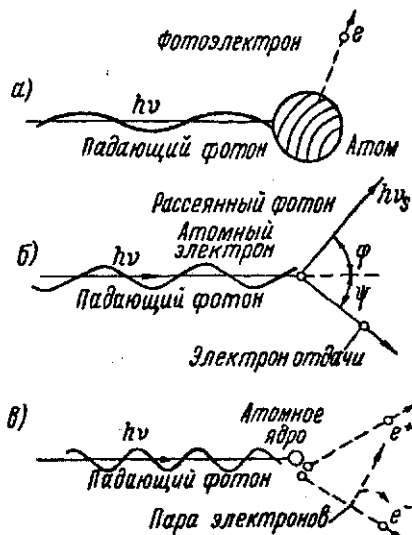


Рис. 5-1. Важнейшие виды взаимодействия фотонов с веществом.

5-2. Фотоэлектрический эффект

Поглощение в результате фотоэффекта заключается в том, что энергия квантов рентгеновского излучения затрачивается на вырывание электронов из атомов поглощающего вещества и сообщение им кинетической энергии.

Число вырываемых электронов, так называемых фотоэлектронов, пропорционально интенсивности рентгеновских лучей, а энергия их зависит от длины волны лучей и определяется уравнением:

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = W_s + W_k,$$

где

$h\nu$ — кванты энергии рентгеновских лучей, имеющих частоту ν ;

W_s — работа вырывания электрона;

$W_k = \frac{1}{2} mv^2$ — кинетическая энергия фотоэлектрона;

при скоростях электронов, сравнимых со скоростью света, выражение для кинетической энергии электронов, вытекающее из принципа относительности, имеет вид (см. § 5-8):

$$W_k = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right),$$

где $\beta = \frac{v}{c}$ — отношение скорости электрона v к скорости света c .

Вообще можно различать следующие три случая вырывания электронов:

1. Вырывание электронов, слабо связанных с атомами (периферические электроны), т. е. ионизация в наружном слое. Эти фотоэлектроны обладают наибольшими энергиями, так как работа удаления их мала (несколько электронвольт).

2. В тех случаях, когда кванты $h\nu$ рентгеновских лучей, падающих на данное тело, настолько велики, что они могут вырывать электроны из внутренних слоев атомов поглощающего вещества, возникают фотоэлектроны, обладающие значительно меньшими энергиями, и одновременно возникает характеристическое рентгеновское излучение. Механизм возникновения характеристического излучения атомами поглощающего тела, с внутренних слоев которых вырваны электроны, изложен в § 1-27.

То, что эти фотоэлектроны обладают относительно малыми энергиями, объясняется тем, что работа вырывания электронов W_s из внутренних слоев атома велика; следовательно, значительная часть энергии кванта $h\nu$ затрачивается на вырывание внутриатомных электронов, и только остаток ее идет на сообщение им кинетической энергии.

Поглощение рентгеновских лучей и вырывание электронов этого рода происходит особенно сильно тогда, когда длина волны первичных лучей немного меньше длины волны характеристического излучения атомов поглощающего тела. С дальнейшим уменьшением длины волны падающих лучей поглощение и интенсивность вторичного характеристического излучения ослабевают. На рис. 5-2 дана зависимость интенсивности вторичного характеристического излучения К-излучения меди от длины волны первичных рентгеновских лучей. При известной длине волны падающих лучей нетрудно вычислить энергии фотоэлектронов, вырывающихся из различных уровней атомов поглощающего тела. Так, если мы будем облучать серебряную пластинку лучами вполне определенной длины волны, например K_{α} -излучением вольфрама, то можно ожидать, что из серебряной пластинки будут вырываться фотоэлектроны, обладающие кинетическими энергиями:

$$W_1 = h\nu_{W K_{\alpha}} - W_{Ag K},$$

$$W_2 = h\nu_{W K_{\alpha}} - W_{Ag L},$$

$$W_3 = h\nu_{W K_{\alpha}} - W_{Ag M} \text{ и т. д.}$$

где $W_{Ag K}$, $W_{Ag L}$, $W_{Ag M}$, ... — работы вырывания электронов из уровней К, L, M, ... атомов серебра.

Кроме того, при вырывании электронов, например из уровня К атомов серебра, возникает характеристическое К-излучение серебра, которое при поглощении в самой пластинке может дать в свою очередь небольшое число электронов, вырванных из уровней L и M атомов серебра. Энергии этих электронов не зависят от частоты подающих на пластинку лучей и определяются очевидными уравнениями:

$$W'_1 = h\nu_{Ag K_{\alpha}} - W_{Ag L},$$

$$W'_2 = h\nu_{Ag K_{\alpha}} - W_{Ag M} \text{ и т. д.}$$

Так как скорости этих электронов зависят только от рода атомов поглощающего тела, то они часто называются фотоэлектронами флюоресценции или фотоэлектронами второго рода.

Измерения скоростей фотоэлектронов, произведенные многими исследователями, подтвердили указанные расчеты,

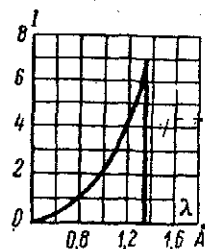


Рис. 5-2. Зависимость интенсивности вторичного характеристического K_{α} -излучения меди от длины волны первичных рентгеновских лучей.

которые нетрудно произвести, так как частота излучения и работа вырывания электронов для различных уровней атомов известны.

3. Анализ распределения (числа) фотоэлектронов по скоростям показал, что относительное число фотоэлектронов второго рода слишком велико, того же порядка, как и число фотоэлектронов первого рода. Дело в том, что если фотоэлектроны второго рода вызваны поглощением вторичного характеристического излучения серебра в соседних атомах, то число их, определенное по коэффициенту поглощения серебра (см. § 5-13), должно быть очень малым как явление третичное.

Это противоречие было разъяснено опытами Оже и др., которые фотографировали пути фотоэлектронов в камере Вильсона (см. рис. 6-22). Они обнаружили, что очень часто из одной точки (на фотографии) выходит несколько (два или четыре) фотоэлектрона, причем траектория (длина пробега) одного из них зависит, а траектории остальных не зависят от частоты падающего излучения и малы по сравнению с длиной пути первичных фотоэлектронов.

Появление парных траекторий Оже объяснил многократной ионизацией атомов, теория которой состоит в следующем. Пусть величина падающих квантов $h\nu$ такова, что они могут совершить работу W_{AgK} вырывания электронов из уровня К атома серебра. Тогда

$$h\nu - W_{AgK}$$

будет равна кинетической энергии выброшенных электронов. Освободившееся место в слое К атома серебра может быть занято электроном, упавшим из слоя L, и при этом испускается квант характеристического излучения серебра $h\nu_{AgK}$. Этот квант может быть поглощен внутри того самого атома, в котором он возник, и при этом произойдет вторичный фотоэффект в слое L. На вырывание этого электрона необходима энергия W_{AgL} ; поэтому он получит энергию, равную

$$W = h\nu_{AgK} - W_{AgL}.$$

Теперь в слое L отсутствуют два электрона. Их места могут быть заполнены двумя электронами, упавшими из слоя M с испусканием атомом двух квантов L-излучения, или же освободившаяся энергия может быть поглощена в том же атоме с испусканием двух фотоэлектронов из слоя M. Таким образом, из одного атома может быть одновременно выброшено четыре фотоэлектрона без лучеиспускания (один из уровня К, один из уровня L и два из уровня M). Указанный процесс иллюстрируется диаграммой рис. 5-3. Теория сложного фотоэффекта подтверждается измерениями Оже и других не только качественно, но и количественно.

Оказывается, что сложный фотоэффект происходит очень часто, причем в атомах с малым атомным номером многократная ионизация наблюдается чаще, и переходы электронов из удаленных уровней на внутренний в большинстве случаев происходят без испускания рентгеновских лучей. Так, у аргона только 7% переходов совершается с лучеиспусканием, у криптона — 40%; соответствующие цифры для молибдена — 67—69%, для селена — 53—56%, для никеля — 33—42% и т. д. В остальных случаях освобождающаяся энергия расходуется на многократную ионизацию без лучеиспускания.

На рис. 5-4 дана средняя кривая процента квантовых выходов характеристического излучения w и характеристической эмиссии фотоэлектронов $1-w$ в зависимости от атомного номера поглощающего вещества.

Явление Оже, очевидно, влияет на интенсивность линий спектров характеристического излучения (первичного и вторичного), именно, уменьшает их интенсивность. Кроме того, оно приводит атом в дважды ионизованное состояние, обуславливающее излучение недиаграммных линий (сателлитов) (см. § 1-29).

5-3. Рассеяние рентгеновских лучей

Процесс рассеяния рентгеновских лучей состоит в том, что первичные лучи при попадании на вещество отклоняются от своего первоначального направления и рассеиваются по всем направлениям. Существуют две теории рассеяния рентгеновских лучей:

1) классическая теория, которая основана на исследованиях рассеяния относительно мягких рентгеновских лучей.



Рис. 5-3. Схема поглощения квантов рентгеновского излучения с испусканием характеристического излучения (слева) и с испусканием электронов второго рода (справа).

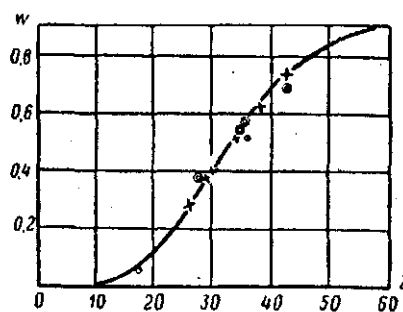


Рис. 5-4. Выход квантов характеристического излучения w в зависимости от атомного номера Z поглощающего тела. Теоретическая кривая по Вентцелю; кружки и крестики — экспериментальные точки.

показавших, что жесткость рассеянного излучения совпадает с жесткостью первичных лучей;

2) квантовая теория, предложенная Комптоном и Дебаем, основана на более поздних исследованиях рассеяния жесткого излучения, показавших, что жесткость рассеянного излучения меньше жесткости первичного излучения.

5-4. Классическая теория рассеяния рентгеновских лучей

По классическим представлениям явление рассеяния заключается в том, что первичные лучи вызывают вынужденные колебания слабо связанных электронов рассеивающего тела, которые сами становятся при этом центрами, излучающими вторичные рассеянные лучи той же длины волны. Исходя из таких представлений можно найти интенсивность лучей, рассеянных одним электроном:

Электрическая составляющая E_p поля падающей электромагнитной волны, которую примем линейно поляризованной, сообщает электрону ускорение

$$a = \frac{e}{m} E_p. \quad (5-1)$$

С другой стороны, известно (см. § 1-10), что общий поток энергии, излучаемый электроном, движущимся с ускорением a , т. е. интенсивность излучения, равен:

$$I_s = \frac{2}{3} \frac{a^2 e^2}{c^3}, \quad (5-2)$$

Подставляя в (5-2) значение a из (5-1), имеем:

$$I_s = \frac{2}{3} \frac{e^4}{c^3 m^2} E_p^2. \quad (5-3)$$

Выражая величину E_p — напряженность электрической составляющей волны падающих лучей — через их интенсивность, исходя из уравнения Умова-Пойнтинга

$$I_p = \frac{c}{4\pi} E_p^2, \quad (5-4)$$

получаем окончательное выражение для интенсивности рассеянного излучения одним электроном:

$$I_s = I_p \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{c^4 m^2}. \quad (5-5)$$

5-5. Коэффициенты рассеяния

а) Из уравнения (5-5) легко определить коэффициент рассеяния одного электрона σ_{el} , т. е. отношение интенсивности рассеянного излучения I_s к интенсивности

падающих лучей I_p :

$$\sigma_{эл} = \frac{I_s}{I_p} = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{c^4 m^2}. \quad (5-6)$$

б) Так как каждый атом рассеивающего тела содержит Z электронов, то, принимая, что рассеяние отдельными электронами происходит независимо друг от друга, можно считать, что общее рассеяние, производимое одним атомом, равно сумме рассеяний отдельных электронов, и атомный коэффициент рассеяния выразится формулой:

$$\sigma_a = \frac{8\pi}{3} Z \frac{e^4}{c^4 m^2}. \quad (5-7)$$

в) Если в 1 см^3 рассеивающего тела содержится n атомов, то на 1 см длины пути первичных лучей интенсивность рассеянного излучения будет:

$$I_s = I_p n \frac{8\pi}{3} Z \frac{e^4}{c^4 m^2}$$

и линейный коэффициент рассеивания равен:

$$\sigma_0 = n \frac{8\pi}{3} Z \frac{e^4}{c^4 m^2}, \quad (5-8)$$

где n — число атомов в единице объема.

г) Наконец, относя рассеяние к единице массы (1 г), получим выражение для массового коэффициента рассеяния, разделив выражение (5-8) на плотность вещества ρ :

$$\sigma_m = \frac{\sigma_0}{\rho} = \frac{n}{\rho} \frac{8\pi}{3} Z \frac{e^4}{c^4 m^2}. \quad (5-9)$$

В этом выражении $\frac{n}{\rho}$ можно выразить через число Авогадро N и атомный вес A , так как число атомов в 1 г $\frac{n}{\rho}$ равно $\frac{N}{A}$:

$$\sigma_m = \frac{\sigma_0}{\rho} = \frac{8\pi}{3} N \frac{e^4}{c^4 m^2} \frac{Z}{A}. \quad (5-10)$$

Подставляя числовые значения для N , e , m и c (см. приложение 1), имеем:

$$\sigma_m = \frac{\sigma_0}{\rho} = 0,402 \frac{Z}{A}, \quad (5-11)$$

т. е. массовый коэффициент рассеяния не зависит ни от длины волны первичных лучей, ни от рода рассеивающего вещества, так как отношение $\frac{Z}{A}$ для всех элементов, кроме водорода, сохраняет почти постоянное значение, равное половине (см. § 5-13).

5-6. Зависимость интенсивности рассеянного излучения от направления

Кроме величины коэффициента рассеяния, можно найти также зависимость интенсивности рассеянного излучения от направления для случаев поляризованного и неполяризованного первичного излучения. Для определения рассеяния в произвольном направлении в случае поляризованного первичного излучения разложим вектор электрического поля падающей электромагнитной волны на две составляющие — параллельную и перпендикулярную данному направлению. Тогда интенсивность рассеянного излучения в этом направлении будет пропорциональна

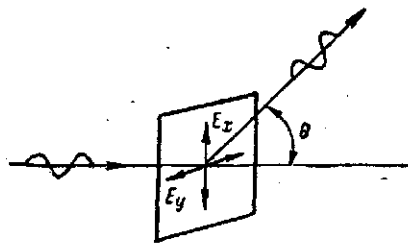


Рис. 5-5. К выводу формулы (5-17).

нальна квадрату перпендикулярной составляющей электрического вектора поля, так как (см. § 1-10) электрон, движущийся с ускорением, не излучает в направлении ускорения.

Если мы имеем неполяризованный луч, то интенсивность рассеянного излучения в определенном направлении может быть определена следующим образом.

Пусть направление неполяризованного излучения и направление рассеянного совпадают с плоскостью рис. 5-5 и образуют между собой угол θ . Известно, что всякое неполяризованное излучение можно разложить на два перпендикулярных друг другу поляризованных компонента. Электрический вектор одного компонента направим так, чтобы он совпадал с плоскостью первичного и рассеянного лучей (с плоскостью рисунка), а вектор другого компонента — перпендикулярно этой плоскости. Если напряженность поля в обоих направлениях E_x и E_y , то

$$E_p^2 = E_x^2 + E_y^2 \quad (5-12)$$

или, так как ввиду полной неполяризованности падающих лучей

$$E_x = E_y,$$

то

$$E_x^2 = E_y^2 = \frac{1}{2} E_p^2. \quad (5-13)$$

Тогда интенсивность рассеянного излучения в направлении θ от колебаний в направлении E_x будет:

$$I_{10} = \frac{2}{3} \frac{e^4}{c^3 m^2} \cdot E_x^2 \cos^2 \theta \quad (5-14)$$

и от колебаний в направлении E_y :

$$I_{2\theta} = \frac{2}{3} \frac{e^4}{c^3 m^2} E_y^2. \quad (5-15)$$

Полное рассеяние в направлении θ равно сумме этих рассеяний, т. е. учитывая (5-13):

$$I_\theta = I_{1\theta} + I_{2\theta} = \frac{2}{3} \frac{e^4}{c^3 m^2} E_p^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \quad (5-16)$$

или, заменяя E_p через I_p (5-4), получаем:

$$I_\theta = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{c^4 m^2} I_p \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} = I_s \frac{1 + \cos^2 \theta}{2}. \quad (5-17)$$

Множитель $\frac{1 + \cos^2 \theta}{2}$, называемый поляризационным множителем, показывает, что наибольшее рассеяние происходит в направлении первичного пучка и в прямо противоположном, а наиболее слабое — в плоскости, перпендикулярной к первичному пучку.

5-7. Квантовая теория рассеяния рентгеновских лучей (эффект Комптона)

Указанные в предыдущем параграфе закономерности рассеяния согласно исследованиям Комптона не подтверждаются в случае рентгеновских лучей с очень короткой длиной волны (начиная с $\lambda = 0,3\text{\AA}$), а именно, с уменьшением длины волны наблюдается уменьшение коэффициента рассеяния и увеличение длины волны рассеянного излучения. Эти факты не могут быть объяснены с точки зрения классической теории. Согласно квантовой теории при рассеянии первичных рентгеновских лучей имеет место следующее явление.

При взаимодействии кванта лучистой энергии $h\nu_1$ со свободным электроном оседающего тела вместо кванта $h\nu_1$ возникает новый квант $h\nu_2 < h\nu_1$ и из тела вылетает электрон с определенной скоростью (зависящей от длины волны падающих лучей и направления вылета), так называемый «электрон отдачи».

Схема такого взаимодействия дана на рис. 5-6, из которой видно, что рассеяние можно трактовать как своего рода упругий удар между падающим квантом $h\nu_1$ и рассеивающим электроном m . При этом квант сообщает электрону импульс и передает ему часть своей энергии, а сам продолжает движение под

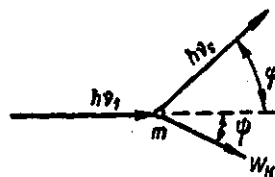


Рис. 5-6. Схема взаимодействия фотона со свободным электроном.

углом φ к направлению первоначального движения, обладая уже меньшей энергией, т. е. с меньшей частотой или большей длиной волны.

Таким образом, «соударение» кванта с неподвижным свободным электроном аналогично соударению частиц. Отличие заключается только в том, что рассеянный квант $h\nu_s$ (фотон) летит со скоростью света, т. е. его скорость после соударения не меняется. Поэтому уменьшение энергии фотона проявляется в уменьшении его «массы». Так как массе электрона передается энергия и импульс, то изменяется не только энергия фотона, но и направление его движения.

5-8. Элементарная теория эффекта Комптона

Для выяснения зависимости между частотой рассеянного луча ν_s , скоростью электрона отдачи v и углами рассеяния φ и ψ (рис. 5-6) рассмотрим случай вполне упругого столкновения фотона с неподвижным свободным электроном m_0 , применяя закон сохранения энергии и закон сохранения количества движения.

Пусть фотон до столкновения имеет энергию $h\nu_1$; тогда, учитывая изменение массы быстро движущихся электронов, должны быть справедливы, согласно закону сохранения количества движения, следующие уравнения:

$$\frac{h\nu_1}{c} = \frac{h\nu_s}{c} \cos \varphi + \frac{m_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}} \cos \psi = \frac{h\nu_s}{c} \cos \varphi + \frac{m_0 \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \cos \psi; \quad (5-18)$$

$$0 = \frac{h\nu_s}{c} \sin \varphi + \frac{m_0 \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \sin \psi, \quad (5-19)$$

или, вводя обозначения

$$\frac{h\nu_1}{m_0 c^2} = \alpha \quad \text{и} \quad \frac{h\nu_s}{m_0 c^2} = \alpha',$$

получаем:

$$\alpha = \alpha' \cos \varphi + \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \cos \psi, \quad (5-18')$$

$$0 = \alpha' \sin \varphi + \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \sin \psi. \quad (5-19')$$

Закон сохранения энергии дает третье уравнение:

$$h\nu_1 - h\nu_s = W_k. \quad (5-20)$$

Для выражения кинетической энергии W_k быстро движущегося электрона воспользуемся принципом эквивалентности массы и энергии, вытекающим из принципа относительности:

для покоящегося электрона

$$m_0 c^2 = \varepsilon,$$

для быстро движущегося электрона

$$mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = \varepsilon'.$$

Очевидно, разность $\varepsilon' - \varepsilon$ равна кинетической энергии движущегося электрона, т. е.

$$W_k = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right). \quad (5-21)$$

Подставляя (5-21) в (5-20), получим третье уравнение:

$$h\nu_1 - h\nu_s = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right)$$

или

$$\alpha - \alpha' = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1. \quad (5-20')$$

В уравнения (5-18'), (5-19') и (5-20') входят три неизвестных величины ν_s , β и ψ , так как ν_1 — задано, а φ — рассматриваемый угол рассеяния. Определим сначала ν_s или λ_s — частоту или длину волны рассеянных лучей в зависимости от угла φ . Для этого исключим β и ψ из уравнений (5-18'), (5-19') и (5-20').

Возведем в квадрат (5-18') и (5-19') и сложим:

$$(\alpha - \alpha' \cos \varphi)^2 = \frac{\beta^2}{1-\beta^2} \cos^2 \psi,$$

$$\alpha'^2 \sin^2 \varphi = \frac{\beta^2}{1-\beta^2} \sin^2 \psi,$$

$$\frac{\beta^2}{1-\beta^2} = \alpha^2 - 2\alpha\alpha' \cos \varphi + \alpha'^2 \cos^2 \varphi + \alpha'^2 \sin^2 \varphi = \alpha^2 + \alpha'^2 - 2\alpha\alpha' \cos \varphi.$$

Прибавив к обеим частям этого выражения по единице, получим:

$$\frac{\beta^2}{1-\beta^2} + 1 = \frac{1}{1-\beta^2} = 1 + \alpha^2 + \alpha'^2 - 2\alpha\alpha' \cos \varphi.$$

Подставляя это выражение в возведенное в квадрат уравнение (5-20'), имеем:

$$(\alpha - \alpha' + 1)^2 = 1 + \alpha^2 + \alpha'^2 - 2\alpha\alpha' \cos \varphi.$$

Открывая скобки и сокращая, получаем:

$$\alpha\alpha' + \alpha' - \alpha = \alpha\alpha' \cos \varphi$$

или

$$\alpha' [1 + \alpha (1 - \cos \varphi)] = \alpha,$$

откуда

$$\alpha' = \frac{\alpha}{1 + \alpha (1 - \cos \varphi)}. \quad (5-22)$$

Подставляя теперь значения α и α' , получаем:

$$\frac{h\nu_s}{m_0 c^2} = \frac{\frac{h\nu_1}{m_0 c^2}}{1 + \frac{h\nu_1}{m_0 c^2} (1 - \cos \varphi)}; \quad h\nu_s = \frac{h\nu_1 m_0 c^2}{m_0 c^2 + h\nu_1 (1 - \cos \varphi)}, \quad (5-23)$$

откуда

$$\nu_s = \frac{\nu_1 m_0 c^2}{m_0 c^2 + h\nu_1 (1 - \cos \varphi)} \quad (5-24)$$

или, так как $\nu = \frac{c}{\lambda}$, то

$$\frac{1}{\lambda_s} = \frac{\frac{m_0 c^2}{\lambda_1}}{m_0 c^2 + \frac{ch}{\lambda_1} (1 - \cos \varphi)} = \frac{m_0 c^2}{m_0 c^2 \lambda_1 + ch (1 - \cos \varphi)},$$

откуда

$$\lambda_s = \lambda_1 + \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \varphi) = \lambda_1 + \frac{2h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\varphi}{2}$$

и

$$\Delta\lambda = \lambda_s - \lambda_1 = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \varphi) = \frac{2h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\varphi}{2}. \quad (5-25)$$

Подставляя числовые значения и выражая $\Delta\lambda$ в \AA , имеем:

$$\begin{aligned} \Delta\lambda &= \frac{6,62 \cdot 10^{-27} \cdot 10^8}{9 \cdot 10^{-28} \cdot 3 \cdot 10^{10}} (1 - \cos \varphi) = 2,43 \cdot 10^{-2} \cdot (1 - \cos \varphi) = \\ &= 4,86 \cdot 10^{-2} \sin^2 \frac{\varphi}{2} \text{\AA}. \end{aligned} \quad (5-26)$$

Эта окончательная формула показывает, что увеличение длины волны рассеянных лучей $\Delta\lambda$ не зависит от длины волны падающих лучей, а зависит только от угла рассеяния.

Изменение (увеличение) длины волны в направлении падающих лучей ($\varphi=0$) равно нулю и достигает максимума в прямо противоположном направлении ($\varphi=\pi$):

$$\Delta\lambda_{\max} = 0,0486 \text{\AA}. \quad (5-27)$$

5-9. Энергия и направление полета электрона отдачи

Вычислим теперь энергию электрона отдачи W_κ , скорость которого образует угол φ с направлением первичного кванта $h\nu_1$. Очевидно, кинетическая энергия электрона отдачи должна равняться разности энергий квантов падающих и рассеянных лучей:

$$W_\kappa = h\nu_1 - h\nu_s.$$

Подставим выражение для $h\nu_s$ из уравнения (5-23):

$$\begin{aligned} W_\kappa &= h\nu_1 - \frac{h\nu_1 m_0 c^2}{m_0 c^2 + h\nu_1 (1 - \cos \varphi)} = h\nu_1 \left[1 - \frac{m_0 c^2}{m_0 c^2 + h\nu_1 (1 - \cos \varphi)} \right] = \\ &= \frac{(h\nu_1)^2 (1 - \cos \varphi)}{m_0 c^2 + h\nu_1 (1 - \cos \varphi)} = \frac{2 (h\nu_1)^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}}{m_0 c^2 + 2h\nu_1 \sin^2 \frac{\varphi}{2}}. \end{aligned} \quad (5-28)$$

Отношение кинетической энергии электрона отдачи к энергии первичного кванта $h\nu_1$:

$$\frac{W_\kappa}{h\nu_1} = \frac{h\nu_1 (1 - \cos \varphi)}{m_0 c^2 + h\nu_1 (1 - \cos \varphi)} = \frac{2h\nu_1 \sin^2 \frac{\varphi}{2}}{m_0 c^2 + 2h\nu_1 \sin^2 \frac{\varphi}{2}}. \quad (5-29)$$

Вводя обозначение $\frac{h\nu_1}{m_0 c^2} = \alpha$, получим часто встречающееся в литературе выражение:

$$\frac{W_\kappa}{h\nu_1} = \frac{\alpha (1 - \cos \varphi)}{1 + \alpha (1 - \cos \varphi)} = \frac{2\alpha \sin^2 \frac{\varphi}{2}}{1 + 2\alpha \sin^2 \frac{\varphi}{2}}. \quad (5-30)$$

Из формул (5-29) и (5-30) следует, что при $\varphi=0$, т. е. если рассеянный луч идет в направлении падения первичного луча, энергия электрона отдачи равна нулю: $W_\kappa=0$ и, следовательно, рассеянный луч не меняет длины волны в этом направлении [см. формулу (5-25)]. Энергия электрона отдачи достигает максимума при $\varphi=180^\circ$, т. е. когда фотон после столкновения с электроном летит в обратном направлении:

$$\frac{W_\kappa}{h\nu_1} = \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha} = \frac{2h\nu_1}{m_0 c^2 + 2h\nu_1}. \quad (5-30')$$

Передача энергии электронам отдачи сильно зависит от длины волны падающих лучей. При мягких лучах ($\lambda \gg \Delta\lambda_{max}$) энергия электронов отдачи ничтожно мала и изменение длины волны рассеянного излучения практически незаметно. Так, например, при длине волны падающих лучей $\lambda=0,2 \text{ \AA}$ электрону передается около 20% энергии фотона. Чем жестче первичные

луч, тем большая часть энергии фотона передается электронам отдачи. При очень жестких лучах ($\lambda \ll \lambda_{\max}$) почти вся энергия кванта может быть передана электрону. Поэтому ослабление интенсивности пучка очень жестких рентгеновских лучей обусловлено, главным образом, эффектом Комптона, а обычное поглощение (фотоэффект) играет малую роль.

Найдем теперь угол ψ , под которым вылетает электрон отдачи при выходе рассеянного кванта под углом φ , т. е. зависимость угла ψ от φ . Для этого разделим (5-19') на (5-18'):

$$\operatorname{tg} \psi = - \frac{\alpha' \sin \varphi}{\alpha - \alpha' \cos \varphi} = - \frac{\sin \varphi}{\frac{\alpha}{\alpha'} - \cos \varphi}.$$

Подставляя выражение для $\frac{\alpha}{\alpha'}$, из уравнения (5-22) имеем:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \psi &= - \frac{\sin \varphi}{1 + \alpha(1 - \cos \varphi) - \cos \varphi} = - \frac{\sin \varphi}{(1 + \alpha)(1 - \cos \varphi)} = \\ &= - \frac{2 \sin \frac{\varphi}{2} \cos \frac{\varphi}{2}}{(1 + \alpha) 2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}} = - \frac{1}{1 + \alpha} \operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2}. \quad (5-31) \end{aligned}$$

Соотношение между энергией электронов отдачи и энергией рассеянных квантов хорошо иллюстрируется диаграммой Дебая (рис. 5-7), изображенной для случая $h\nu_1 = m_0 c^2$, т. е. для лучей, кванты которых обладают такой же «массой», как электрон.

Тогда (5-29):

$$W_k = \frac{2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}}{1 + 2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}} h\nu_1. \quad (5-32)$$

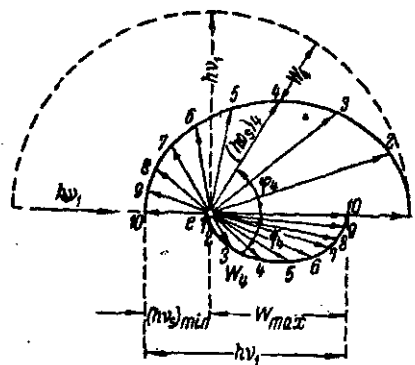


Рис. 5-7. Полярная диаграмма комптон-эффекта.

На диаграмме радиус пунктирной полуокружности равен $h\nu_1$. Стрелки в верхней половине диаграммы дают направления полета рассеянных квантов; нижние стрелки дают направления движения электронов отдачи. Одинаковые цифры при верхних и нижних стрелках соответствуют отдельным случаям взаимодействия фотона $h\nu_1$ с электроном. Верхняя и нижняя кривые концов стрелок — эллипсы. Отрезок продолженной верх-

ней кривой — эллипс. Отрезок продолженной верх-

ней стрелки, заключенный между эллипсом и полуокружностью, дает энергию электрона отдачи (длину нижней стрелки).

Из фигуры, далее, видно, что при изменении угла рассеяния φ от нуля до 360° направления полета электронов отдачи лежат в I и IV квадрантах, т. е. электроны отдачи могут лететь только вперед, рассеянные же кванты $h\nu_s$ могут распространяться во всех направлениях.

5-10. Рассеяние с неизменной длиной волны

Экспериментальная проверка теории эффекта Комптона производилась многими исследователями. На рис. 5-8 приведены результаты исследования рассеяния K_α излучения молибдена графитом. С помощью ионизационного спектрометра Брэгга (§ 1-4) определялся спектральный состав первичного излучения (кривая A). Затем измерялся спектральный состав рассеянного излучения

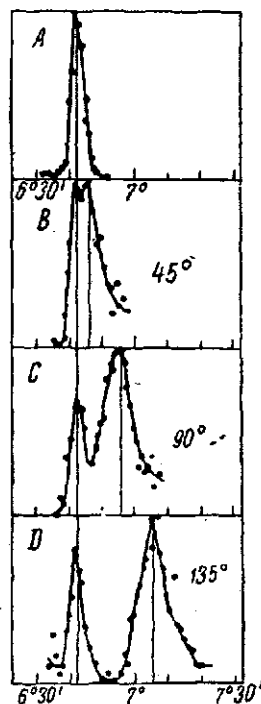


Рис. 5-8. Кривые спектрального состава рассеянного графитом K_α -излучения молибдена.

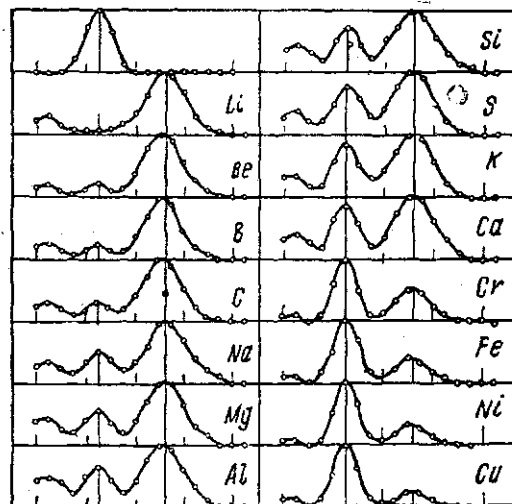


Рис. 5-9. Кривые спектрального состава рассеянного K_α -излучения серебра различными легкотомными элементами под углом 90° .

под различными углами φ к направлению первичного луча (кривые B, C, D — при $\varphi = 45^\circ$, $\varphi = 90^\circ$, $\varphi = 135^\circ$). Из этих кривых видно, что рассеянное излучение состоит из двух компонент: излучения с измененной длиной волны и излучения с длиной

волны, равной длине волны перпендикулярного (падающего) излучения. Для объяснения наличия рассеянных лучей с неизменной длиной волны предложена следующая гипотеза.

Приведенные выше соотношения относятся к случаю, когда падающий квант взаимодействует с неподвижным свободным электроном; при этом предполагалось, что связь электрона столь мала, что можно пренебречь работой отрывания электрона от атома.

Поэтому этот эффект легко наблюдается при жестких лучах, взаимодействующих с низкоатомными веществами (графит, парафин, бумага, легкоатомные газы и т. д.). Если квант взаимодействует с крепко связанным электроном, то электрон может не придти в движение, и тогда квант отклонится без передачи энергии, т. е. без изменения длины волны. Очевидно, неизменное рассеянное излучение будет тем интенсивнее, чем больше длина волны падающего излучения и чем выше атомный номер рассеивающего вещества. Это вполне подтверждается кривыми рис. 5-9, представляющими спектральный состав рассеянного K_α -излучения серебра различными легкоатомными элементами под углом 90° . При рассеянии литием ($Z=3$) неизменное рассеянное излучение почти отсутствует, в то время как рассеянное излучение от меди ($Z=29$) состоит, главным образом, из лучей с неизменной длиной волны.

5-11. Коэффициент рассеяния жестких лучей

Согласно теории Комптона коэффициент рассеяния σ связан с классическим коэффициентом рассеяния σ_0 формулой:

$$\sigma = \sigma_0 \frac{1}{1 + 2\alpha}, \quad (5-33)$$

где

$$\alpha = \frac{h\nu}{m_0 c^2} = \frac{0,0243}{\lambda}.$$

Так как при рассеянии квантов жестких лучей часть их энергии передается электронам отдачи, а остальная часть рассеивается, то коэффициент рассеяния σ следует рассматривать как сумму двух коэффициентов — одного, учитывающего передачу энергии электрону отдачи, так называемого электронного коэффициента отдачи σ_e , и второго, учитывающего рассеяние, коэффициента истинного рассеяния σ_s :

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_s,$$

где

$$\sigma_e = \sigma_0 \frac{1 + \alpha}{(1 + 2\alpha)^2}; \quad \sigma_s = \sigma_0 \frac{\alpha}{(1 + 2\alpha)^2}. \quad (5-34)$$

Эти формулы справедливы для длины волны падающих лучей $\lambda > 0,08 \text{ \AA}$. Для более жестких лучей рекомендуется пользоваться более точной формулой Клейн-Нишина-Тамма:

$$\sigma = \frac{3}{4} \sigma_0 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2\alpha(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \ln(1+2\alpha) \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{2\alpha} \ln(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\}. \quad (5-35)$$

5-12. Вторичные процессы при взаимодействии рентгеновских лучей с веществом

В предыдущих параграфах были рассмотрены первичные процессы, происходящие при взаимодействии рентгеновского излучения с веществом, а именно, возникновение фотоэлектронов и характеристического излучения при поглощении и электронов отдачи и рассеянного излучения — при рассеянии. Очевидно, возникшие быстрые электроны и характеристическое и рассеянное излучения будут также взаимодействовать с веществом облучаемого тела.

Дальнейшее взаимодействие возникающих квантов излучения аналогично уже рассмотренному, т. е. рассеянный или характеристический квант может или вырвать вторичный фотоэлектрон, или снова рассеяться на более или менее удаленном электроны, или может совсем выйти из рассматриваемого объема поглощающего тела. Процесс последовательного рассеяния показан на рис. 5-10.

Первичные фотоэлектроны и электроны отдачи поглощаются веществом поглотителя в области, окружающей место их возникновения. Электроны, влетающие в атом, могут или пройти сквозь него, или поглотиться им.

Прохождение через атом связано с небольшой потерей энергии летящим электроном, которая расходуется на отделение вторичных электронов. Этот процесс может повториться сотни и тысячи раз; при этом отделяется большое число вторичных электронов, а скорость первичного электрона — постепенно уменьшается до тех пор, пока он не соединится с каким-либо атомом и не отдаст ему сохранившуюся к этому моменту свою кинетическую энергию, которая переходит в теплоту.

Резкое торможение первичного фотоэлектрона, сопровождающееся излучением кванта рентгеновского излучения, происходит чрезвычайно редко, так же как и при торможении электронов на аноде трубки.

Вторичные электроны, освобождаемые первичными фотоэлектронами и электронами отдачи, имеют небольшие скорости, быстро затормаживаются и в редких случаях могут вызвать более медленные третичные электроны.

...вторичные и третичные электроны поглощаются облучаемым веществом, и их энергия переходит в теплоту.

Абсорбция фотоэлектронов или электронов отдачи и освобожденных ими вторичных и третичных электронов иллюстрируется схемой (рис. 5-11), где A_1, A_2, A_3, \dots — атомы поглощающего тела, e_1 — первичный фотоэлектрон, e_2, e_3 — вторичные и третичные электроны.

Полная цепь превращений энергии, происходящих при взаимодействии рентгеновских лучей с веществом, может быть представлена в упрощенном виде следующей схемой.



Наибольшая толщина слоя, которую могут пролететь некоторые наиболее быстрые фотоэлектроны, называется «предельной толщиной». Она зависит от начальной скорости первичных

фотоэлектронов и обратно пропорциональна плотности поглощающего вещества.

В табл. 5-1 даны «предельные слои» x в алюминии в зависимости от начальной скорости фотоэлектронов, измеренной в киловольтах и в частях скорости света $\frac{v}{c}$.

По данным для алюминия были вычислены предельные толщины для воды по формуле: $x_{H_2O} = \frac{\rho_{Al}}{\rho} x_{Al} = (2,7; 1) x_{Al}$ и для воздуха по формуле: $x_{возд} = \left(2,7; \frac{1}{1293}\right) \cdot x_{Al}$.

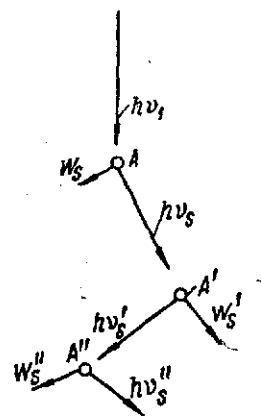


Рис. 5-10. Процессы последовательного рассеяния.



Рис. 5-11. Схема поглощения электронов.

Таблица 5-1

kv	$\beta = \frac{v}{c} \cdot 100\%$	$x_{Al}, \text{ мм}$	$x_{H_2O}, \text{ мм}$	$x_{возд}, \text{ см}$	$y_{Al}, \text{ мм}$	$y_{возд}, \text{ см}$
25	30,0	0,011	0,030	3,6	0,0045	1,5
50	41,4	0,045	0,12	15	0,016	5,3
75	49,0	0,084	0,23	20	0,037	12,2
100	54,8	0,125	0,34	41	0,08	26,0
150	63,5	0,22	0,60	73	0,15	50,0
200	69,5	0,31	0,84	103	0,20	65,0
250	74,2	0,42	1,13	140	0,29	95,0

Эти данные являются максимально возможными, в действительности глубина проникновения фотоэлектронов значительно меньше. Так, практически полное поглощение электронов (до 99% общего числа) происходит в слое толщиной y , значения которой приведены в 6 и 7 столбцах этой же таблицы.

5-13. Ослабление интенсивности пучка однородных рентгеновских лучей вследствие поглощения и рассеяния

Если пропустить узкий параллельный пучок однородных рентгеновских лучей, т. е. обладающих одной длиной волны λ , через слой какого-нибудь вещества толщиной D сантиметров (рис. 5-12), то по мере проникновения лучей в этот слой интенсивность пучка будет уменьшаться вследствие поглощения и рассеяния.

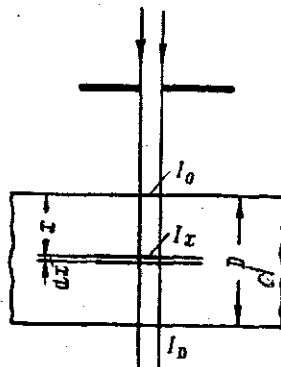


Рис. 5-12. К выводу закона поглощения рентгеновских лучей.

Пусть I_x — интенсивность пучка лучей, проходящих через элементарный слой толщиной dx , отстоящий от поверхности поглощающего тела на x сантиметров; тогда уменьшение интенсивности dI_x внутри этого слоя будет пропорционально интенсивности пучка I_x , входящего в этот элементарный слой, и толщине этого слоя dx :

$$-dI_x = \mu I_x dx, \quad (5-36)$$

где μ (коэффициент пропорциональности) называется линейным коэффициентом ослабления, который зависит от длины волны и рода поглощающего вещества.

Разделяя переменные в (5-36) и интегрируя по x от 0 до D , получаем:

$$\int_{I_0}^{I_D} \frac{dI_x}{I_x} = - \int_0^D \mu dx$$

$$\ln \frac{I_D}{I_0} = -\mu D; \quad \frac{I_D}{I_0} = e^{-\mu D}$$

или

$$I_D = I_0 e^{-\mu D}, \quad (5-37)$$

где I_0 — интенсивность падающих лучей и I_D — интенсивность лучей, прошедших через слой толщиной D .

Так как ослабление первичного пучка лучей обусловлено поглощением и рассеянием, то коэффициент ослабления можно рассматривать как сумму двух коэффициентов — линейного коэффициента поглощения τ и линейного коэффициента рассеяния σ , так что

$$\mu = \tau + \sigma.$$

Следовательно, уравнение (5-37) можно переписать так:

$$I_D = I_0 e^{-(\tau + \sigma)D} = I_0 e^{-\mu D} \quad (5-38)$$

Из приведенных формул видно, что ослабление рентгеновских лучей увеличивается очень быстро с увеличением толщины поглощающего слоя. Ниже приведены экспериментальные данные ослабления интенсивности однородного пучка лучей при длине волны $\lambda = 0,71 \text{ \AA}$ в алюминиевых пластинах разной толщины:

Толщина слоя D , мм . . .	0,1	0,5	1,0	2,0	3,0	4,0
Отношение $I : I_0$	0,87	0,5	0,25	0,06	0,015	0,004

Зависимость коэффициентов ослабления μ , поглощения τ и рассеяния σ от химической природы поглощающего вещества принимает простую форму, если их отнести не к единице длины (пути прохождения через поглощающее вещество), а к единице массы этого вещества, т. е. если значения этих коэффициентов поделить на плотность ρ рассматриваемого вещества. Коэффициенты $\frac{\mu}{\rho}$, $\frac{\tau}{\rho}$ и $\frac{\sigma}{\rho}$ называются массовыми коэффициентами ослабления, поглощения и рассеяния.

Массовый коэффициент рассеяния согласно классической теории [формула (5-11)] не зависит от длины волны лучей и слабо уменьшается с ростом атомного номера рассеивающего элемента. В действительности массовый коэффициент рассеяния увеличивается с увеличением атомного номера рассеивающего вещества следующим образом:

Z . . .	2—15	16—22	22—30	31—35	36—39	40—44	44—54	54—92
$\frac{\sigma}{\rho}$. . .	0,18	0,18—0,2	0,2—0,3	0,3—0,4	0,4—0,5	0,5—0,6	0,6—0,7	0,7

Массовый коэффициент поглощения сильно зависит от длины волны лучей и от атомного номера вещества поглощающего тела. Он определяется экспериментальным следующим образом.

Закон ослабления пучка однородных лучей определяется формулой

$$I_x = I_0 e^{-\mu x} \quad (5-39)$$

Измеряя интенсивность I_x пучка лучей, прошедших через слой какого-либо вещества различной толщины x , можно построить кривую $\frac{I_x}{I_0} = f(x)$, представляющую собою изменение интенсивности пучка лучей I_x в зависимости от глубины x проникновения лучей в поглощающее тело (рис. 5-13, а). Эта зависимость получается более простой, если по оси абсцисс

откладывать не $\frac{I_x}{I_0}$, а $\lg \frac{I_x}{I_0}$, так как в этом случае получим прямую линию (рис. 5-13, б)

В самом деле, логарифмируя (5-39), имеем:

$$\ln I_x = \ln I_0 - \mu x$$

или

$$\ln \frac{I_x}{I_0} = 2,3 \lg \frac{I_x}{I_0} = -\mu x, \text{ и } \lg \frac{I_x}{I_0} = -\frac{\mu}{2,3} x, \quad (5-40)$$

т. е. $\lg \frac{I_x}{I_0}$ пропорционален глубине x проникновения лучей.

Наклон этой прямой дает меру коэффициента ослабления:

$$\mu = \sigma + \tau = 2,3 \operatorname{tg} \varphi.$$

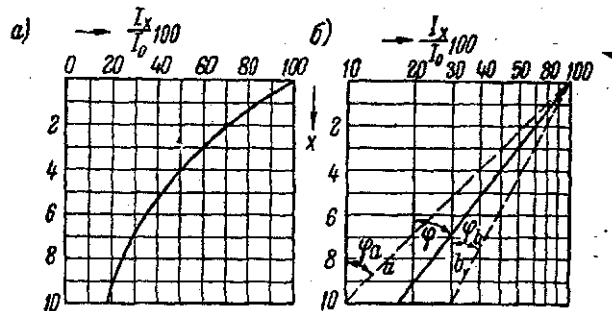


Рис. 5-13. Кривые изменения интенсивности пучка однородных лучей в зависимости от глубины проникновения в поглощающее тело (абсорбционные кривые).

Определив таким образом μ и зная коэффициент рассеяния σ , можно найти коэффициент поглощения:

$$\tau = \mu - \sigma = 2,3 \operatorname{tg} \varphi - \sigma. \quad (5-40')$$

На рис. 5-13, б нанесены две пунктирные линии, из которых линия a отвечает лучам с большей длиной волны, коэффициент ослабления которых больше ($\operatorname{tg} \varphi_a > \operatorname{tg} \varphi$), и кривая b — более жестким лучам, для которых ($\operatorname{tg} \varphi_b < \operatorname{tg} \varphi$) и $\mu_b < \mu$.

Эти кривые носят название абсорбционных кривых и качественно характеризуют проникающую способность лучей. Более наглядную характеристику проникающей способности лучей дает так называемый слой половинного ослабления, представляющий собой толщину Δ слоя облучаемого тела, при прохождении которого интенсивность пучка лучей ослабляется в два раза, т. е.

$$I_{\Delta} = \frac{1}{2} I_0$$

Коэффициент ослабления μ связан с толщиной слоя половинного ослабления Δ , измеренной в сантиметрах, соотношением:

$$\mu = \frac{0,693}{\Delta}, \quad (5-41)$$

которое легко получается из уравнения (5-39). Логарифмируя это уравнение и подставляя $\frac{I_0}{I_\Delta} = 2$, получим:

$$\ln \frac{I_0}{I_\Delta} = \ln 2 = \mu \Delta,$$

откуда

$$\mu = \frac{\ln 2}{\Delta} = \frac{0,693}{\Delta}.$$

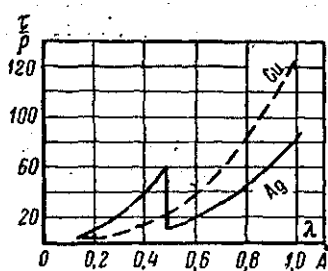


Рис. 5-14. Зависимость массовых коэффициентов поглощения меди и серебра от длины волны лучей.

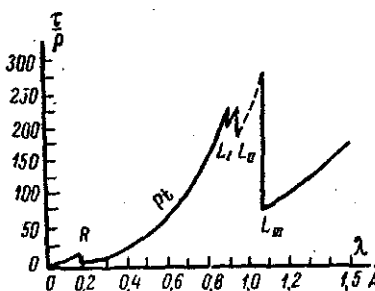


Рис. 5-15. Зависимость массового коэффициента поглощения платины от длины волны лучей.

Толщина Δ слоя половинного ослабления легко определяется из абсорбционных кривых. Так, для лучей трех различных длин волн, абсорбционные кривые которых показаны на рис. 5-13, б, слой половинного ослабления будут 3, 4 и 6 мм.

На рис. 5-14 и 5-15 даны кривые зависимости массовых коэффициентов поглощения для меди, серебра и платины от длины волны лучей (см. также приложение 7).

Для углерода (графита), алюминия и меди (рис. 5-14, 5-15 и приложение 8) массовый коэффициент $\frac{\tau}{\rho}$ при увеличении

длины волны до 1 Å непрерывно возрастает; для серебра, платины и свинца массовый коэффициент поглощения резко уменьшается при вполне определенной длине волны рентгеновских лучей и затем снова возрастает. Скачок в изменении коэффициента поглощения происходит для каждого вещества при вполне определенной длине волны λ_K , характерной для данного

вещества, и обусловлен тем, что при длинах волн, превышающих λ_K , поглощение уменьшается, так как прекращается вырывание электронов из слоя K. Длина волны λ_K , при которой появляется скачок поглощения, называется K-границей поглощения. Величина скачка δ и K-граница поглощения для некоторых элементов приведены в табл. 5-2 и в виде кривой — на рис. 5-16.

Кроме K-границы поглощения у тяжелых элементов наблюдается еще другая граница L, имеющая три скачка, расположенные близко друг к другу, которые возникают при значительно более длинных волнах (рис. 5-15).

Длина волны λ_K , а также λ_{L_I} , $\lambda_{L_{II}}$, $\lambda_{L_{III}}$, λ_{M_I} , ..., при которой появляется граница поглощения, является величиной, характерной для каждого поглощающего вещества, и приблизительно равна (несколько меньше) наименьшей длине волны соответствующей серии характеристического излучения атомов облучаемого вещества. Например, для K-излучения:

$$\lambda_K \approx \lambda_{K\alpha}.$$

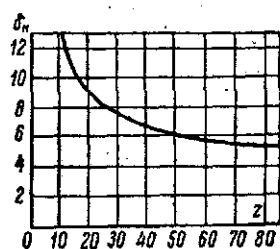


Рис. 5-16. Скачок на K-границе для различных элементов (Z).

Таблица 5-2

	Al	Fe	Ni	Cu	Zn	Kr	Mo	Pd
Z	13	26	28	29	30	36	42	46
δ	13,3	8,5	8,3	8,2	8,2	7,6	6,9	6,8
$\lambda_K \text{ Å}$	7,94	1,74	1,48	1,38	1,28	—	0,618	0,508

Продолжение

	Ag	Sn	Xe	W	Pt	Au	Pb
Z	47	50	54	74	78	79	82
δ	6,7	6,5	6,3	5,7	5,6	5,6	5,5
$\lambda_K \text{ Å}$	0,485	0,424	—	0,178	0,158	0,153	0,14

На основании измерений различными исследователями получены для массового коэффициента поглощения приближенные формулы вида:

$$\frac{\tau}{\rho} = C \frac{Z^n}{A} \lambda^m, \quad (5-42)$$

где

λ — длина волны;
 Z — атомный номер;
 A — атомный вес поглощающего вещества;
 m , n и C — постоянные.

Так, по измерениям Аллена:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\tau}{\rho} &= 0,0132 \frac{Z^4}{A} \lambda^{2,92} \text{ для } \lambda < \lambda_K \\ \frac{\tau}{\rho} &= 0,0018 \frac{Z^4}{A} \lambda^{2,92} \text{ для } \lambda > \lambda_K \end{aligned} \right\} \quad (5-43)$$

По данным Вальтера:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\tau}{\rho} &= 0,0160 \frac{Z^{3,94}}{A} \lambda^3 \text{ для } \lambda < \lambda_K \\ \frac{\tau}{\rho} &= 0,00522 \frac{Z^{4,3}}{A} \lambda^3 \text{ для } \lambda > \lambda_K \end{aligned} \right\} \quad (5-43')$$

Так как поглощение и рассеяние происходят в атомах вещества, то ослабление интенсивности рентгеновских лучей при прохождении через какое-либо сложное тело зависит от рода и количества атомов, входящих в состав этого тела, и почти не зависит от того, образуют ли атомы химическое соединение или механическую смесь. Поэтому коэффициенты ослабления, поглощения и рассеяния для тела, представляющего собой смесь или химическое соединение нескольких элементов, могут быть вычислены из коэффициентов элементов, входящих в состав этого тела. Пусть в данном теле содержится:

ρ_1 — вес. частей первого элемента с массовым коэффициентом поглощения $\frac{\tau_1}{\rho_1}$,

ρ_2 — вес. частей второго элемента с массовым коэффициентом поглощения $\frac{\tau_2}{\rho_2}$ и т. д.

Тогда массовый коэффициент поглощения данного тела находится по формуле:

$$\frac{\tau}{\rho} = \rho_1 \left(\frac{\tau_1}{\rho_1} \right) + \rho_2 \left(\frac{\tau_2}{\rho_2} \right) + \dots \quad (5-44)$$

5-14. Универсальная кривая Ионсона

Эта кривая служит для нахождения коэффициента поглощения любого вещества.

Приведенные выше формулы (5-43) и (5-43') для определения массового коэффициента поглощения удовлетворяют опытным данным лишь для небольшого числа элементов. Ионсон

показал на основании своих измерений и результатов измерений других исследователей, что зависимость $\frac{\tau}{\rho}$ от λ и Z не может быть выражена для всех элементов и длин волн одной общей формулой указанного вида (5-42), потому что показатели степеней m и n для различных элементов различны и зависят от Z и λ . Если же рассматривать не массовый коэффициент поглощения $\frac{\tau}{\rho}$, а величину

$$\tau_e = \left(\frac{\tau}{\rho} \right) \frac{A}{ZN}, \quad (5-45)$$

где

A — атомный вес;

Z — атомный номер поглощающего вещества;

N — число Авогадро,

то зависимость между τ_e и произведением $Z\lambda$ для всех элементов и всех длин волн меньше границы поглощения λ_K выражается одной кривой:

$$\tau_e = \left(\frac{\tau}{\rho} \right) \frac{A}{ZN} = f(Z\lambda). \quad (5-46)$$

Величина τ_e называется электронным коэффициентом поглощения и представляет собой коэффициент поглощения, отнесенный к одному электрону, так как отношение $\frac{ZN}{A}$ равно числу электронов, содержащихся в 1 г вещества.

На рис. 5-17 дана так называемая универсальная кривая Ионсона, начерченная в логарифмической сетке, выражающая зависимость:

$$\ln(\tau_e N)_K = \ln \left(\frac{\tau}{\rho} \frac{A}{Z} \right)_K = f[\ln(Z\lambda)]. \quad (5-47)$$

Эта кривая лишь немного отличается от прямой и может быть выражена эмпирической формулой:

$$(\tau_e N)_K = \left(\frac{\tau}{\rho} \frac{A}{Z} \right)_K = c(Z\lambda)^n, \quad (5-48)$$

где n — функция $(Z\lambda)$ и меняется от значения 3 при $Z\lambda = 8$ до 2,3 при $Z\lambda = 770$. Значок K указывает на то, что эта формула верна до K -границы поглощения, т. е. до длины волны λ_K для рассматриваемого тела. Для длин волн, превышающих λ_K , поглощение уменьшается, и коэффициент поглощения, полученный из кривой Ионсона, необходимо разделить на величину скачка поглощения δ_K .

Для нахождения коэффициента поглощения $\frac{\tau}{\rho}$ надо полученную из кривой Ионсона величину $\tau_e N$ умножить на $\frac{Z}{A}$.

Величину δ_K скачка поглощения К-границы поглощения можно получить из кривой рис. 5-16 или из отношения длин

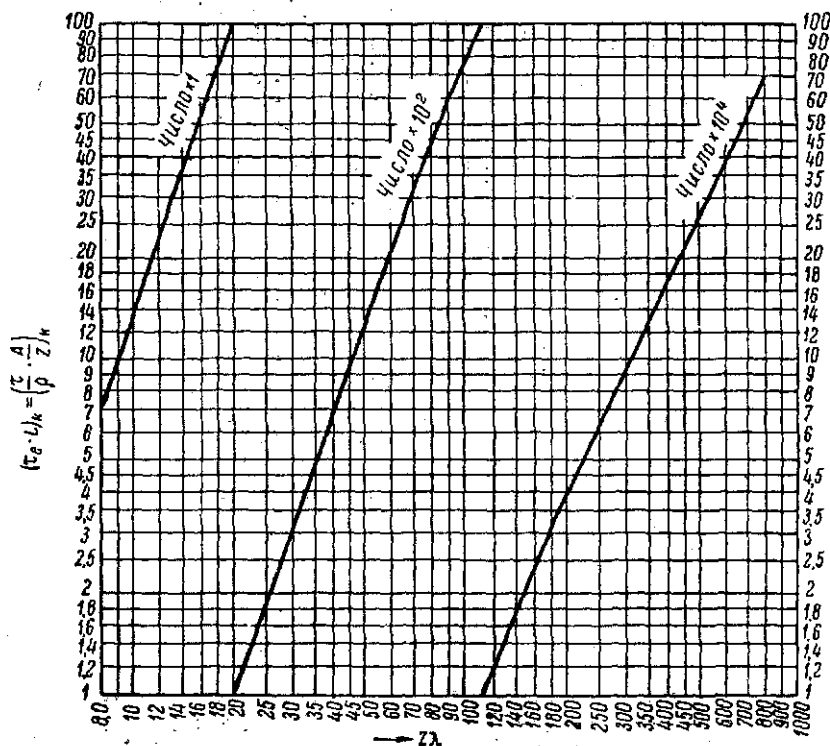


Рис. 5-17. Универсальная кривая Ионсона.

волн, отвечающих двум соседним границам поглощения, между которыми лежит длина волны изучаемого излучения:

$$\delta_K = \frac{\lambda_{E1}}{\lambda_K}; \quad \delta_{L1} = \frac{\lambda_{LII}}{\lambda_{L1}}; \quad \delta_{LII} = \frac{\lambda_{LIII}}{\lambda_{LII}}; \quad \delta_{LIII} = \frac{\lambda_{MI}}{\lambda_{LIII}} \text{ и т. д.}$$

Кривая коэффициента поглощения платины, пересчитанная Ионсоном указанным способом, приведена на рис. 5-18, где ломаная линия дает зависимость коэффициента поглощения от длины волны, полученную опытным путем, а плавная представляет собой фиктивную зависимость $\frac{\tau}{\rho}$ от λ , полученную путем

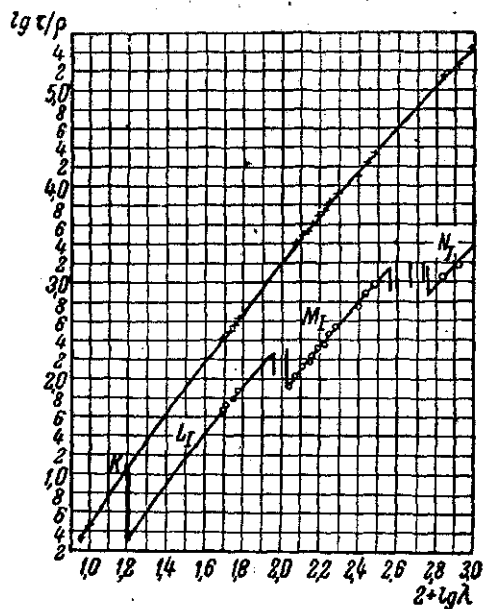


Рис. 5-18. Зависимость массового коэффициента поглощения платины от длины волны лучей (ломаная линия). Плавная кривая даст расчетную зависимость $\frac{\tau}{\rho}$ от λ без учета скачков на границах поглощения.

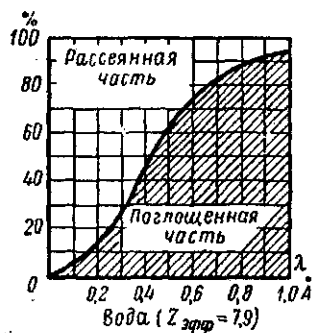


Рис. 5-19. Относительное влияние поглощения и рассеяния в процессе ослабления для воды в зависимости от длины волны лучей.

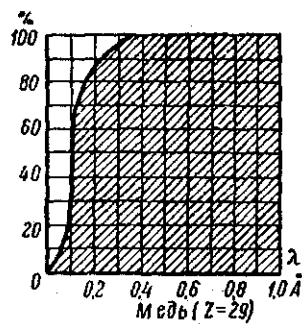


Рис. 5-20. Относительное влияние поглощения и рассеяния в процессе ослабления для меди в зависимости от длины волны лучей.

умножения ординат ломаной кривой на величину скачка поглощения, соответствующего каждому участку, а именно, ординаты первого уступа на δ_K , второго уступа на $\delta_K \delta_{L1}$, третьего на $\delta_K \delta_{L1} \delta_{L2}$ и т. д.

Для определения полного коэффициента ослабления $\frac{\mu}{\rho}$ необходимо к величине $\frac{\tau}{\rho}$ прибавить $\frac{\sigma}{\rho}$.

Так как массовый коэффициент истинного поглощения очень сильно возрастает с увеличением λ и Z , то при лучах средней жесткости и поглощающем веществе, состоящем из тяжелых элементов ($Z > 20$), ослабление пучка лучей происходит, главным образом, вследствие поглощения; рассеяние в этом случае играет незначительную роль. Поэтому при определении коэффициента ослабления можно пренебречь величиной $\frac{\sigma}{\rho}$, поскольку $\frac{\tau}{\rho} \gg \frac{\sigma}{\rho}$.

Напротив, при очень жестких лучах и легкоатомном поглотителе коэффициент поглощения сильно уменьшается и становится сравнимым и даже меньше коэффициента рассеяния, и ослабление интенсивности пучка лучей происходит главным образом за счет рассеяния. В этом случае при определении коэффициента ослабления расчеты необходимо вести отдельно для коэффициента поглощения и рассеяния. На рис. 5-19 и 5-20 даны кривые, показывающие относительное влияние поглощения и рассеяния в процессе ослабления для воды ($Z_{\text{эфф}} = 7,9$) и меди ($Z = 29$) в зависимости от длины волны пучка лучей, проходящих через эти вещества.

5-15. Ослабление пучка неоднородных лучей.

Эффективный коэффициент поглощения и эффективная длина волны

Фильтрация излучения. До сих пор мы рассматривали поглощение однородных лучей, т. е. лучей одной определенной длины волны λ . В большинстве случаев практики используется тормозное излучение, разлагающееся в непрерывный спектр. На рис. 5-21 кривая 0 дает пример состава неослабленного тормозного излучения. Интенсивность неослабленного излучения I_0 выражается формулой:

$$I_0 = \int_{\lambda_0}^{\infty} J_{\lambda} d\lambda,$$

и определяется в некотором масштабе площадью, заключенной между кривой 0 и осью абсцисс.

Если это излучение проникает в тело, вещество которого состоит из элемента с атомным номером Z , то все компоненты его испытывают поглощение и рассеяние, но не в одинаковой степени.

Так как коэффициент ослабления сильно возрастает с увеличением длины волны (кривая $\frac{\mu}{\rho}$), то ослабление длинноволновых компонент неоднородного излучения происходит значительно сильнее, чем коротковолновых, и состав ослабленного излучения изменяется: кривая спектрального распределения

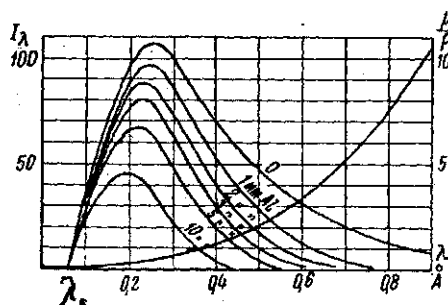


Рис. 5-21. Изменение распределения плотности интенсивности по спектру в зависимости от толщины алюминиевого фильтра.

интенсивности укорачивается со стороны длинных волн, максимум интенсивности смещается влево, только λ_{min} при этом не изменяется. Следовательно, тормозное излучение при прохождении через слой любого вещества делается менее неоднородным и средняя жесткость его увеличивается. Это действие поглощающего слоя на состав неоднородного излучения называется фильтрацией лучей, а поглощающий слой называется фильтром. Влияние

толщины алюминиевого фильтра на изменение распределения плотности интенсивности по спектру показано на рис. 5-21.

Очевидно, фильтрация неоднородного пучка лучей при различных материалах фильтра должна быть различной, потому что при низком атомном номере вещества фильтра и относительно жестком излучении ослабление лучей происходит, главным образом, за счет рассеяния, а так как коэффициент рассеяния мало меняется с длиной волны, то в этом случае относительное ослабление всех компонент спектра неоднородного излучения происходит приблизительно одинаково. При веществе фильтра с большим Z преобладающую роль в ослаблении играет поглощение, которое резко возрастает с увеличением длины волны λ . Следовательно, фильтрация тяжелым фильтром происходит значительно сильнее. Сказанное иллюстрируется кривыми рис. 5-22.

Как видно из этих кривых, излучение, фильтрованное графитом, наиболее богато длинноволновыми компонентами; излучение, фильтрованное медью и серебром, получается более жестким.

Поэтому более выгодно выбирать в качестве фильтров материалы с большим атомным номером. Однако в таких веществах граница полосы поглощения λ_k может оказаться внутри спектра фильтруемых лучей, и фильтрованное излучение может получиться состоящим из двух участков спектра (рис. 5-22, кривая Ag). Поэтому наиболее подходящими материалами для фильтрации неоднородного излучения являются материалы с атомным номером Z не выше 30 (цинк), для которых граница поглощения лежит при $\lambda = 1,3\text{А}$ в области длин волн, редко применяющихся в практике. Обычно применяются фильтры из Zn ($Z = 30$) и Cu ($Z = 20$) при напряжениях на трубке $U > 100\text{ кВ}$ и из Al ($Z = 13$) при $U < 100\text{ кВ}$.

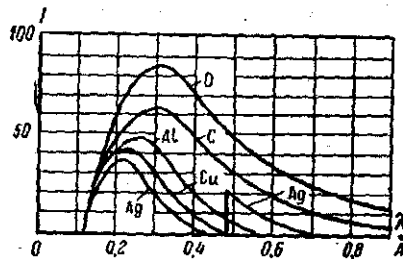


Рис. 5-22. Фильтрация излучения различными фильтрами:

C — графитом 11 мм; Al — алюминием 4,4 мм; Cu — медью 0,25 мм; Ag — серебром 0,075 мм.

Фильтры из материалов, граница поглощения λ_k которых лежит в области используемого спектра, применяются для вы-

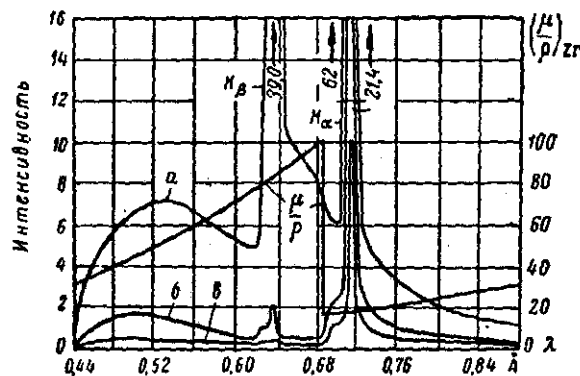


Рис. 5-23. Фильтрация излучения молибденового анода ($Z = 42$) цирконовым фильтром ($Z = 40$, $\lambda_k = 0,687\text{ А}$). Линия K_α ослаблена в 20 раз, а линия K_β в 3 раза:

a — без фильтра; б — с фильтром $180\text{ мг/см}^2\text{ ZrSi}$; в — с фильтром $270\text{ мг/см}^2\text{ ZrSi}$.

деления K_α -линии характеристического излучения из общего спектра излучения при структурном анализе. Если выбрать материал фильтра с атомным номером Z на единицу меньшим, чем атомный номер анода, то граница поглощения фильтра будет

лежать между λ_1 и λ_2 К-излучения анода. Поэтому лучи с длиной волны λ_2 будут сильно ослаблены, в то время как лучи с длиной волны λ_1 слабо (рис. 5-23).

Абсорбционная кривая неоднородного излучения. Так как по мере проникновения пучка неоднородных лучей в поглощающее тело отдельные составляющие его ослабляются в различной степени, то общая интенсивность неоднородного излучения в верхних слоях поглощающей среды уменьшается значительно быстрее, чем в нижних слоях. Поэтому при

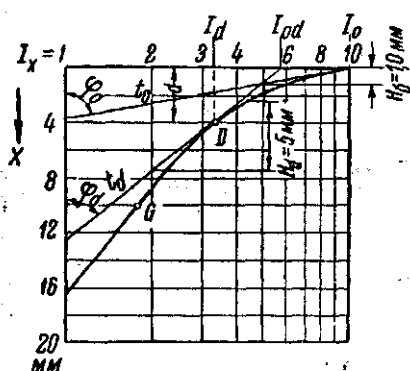


Рис. 5-24. Абсорбционная кривая для неоднородного пучка рентгеновских лучей.

неоднородном излучении зависимость $\lg I_x$ от x выражается кривой линией (рис. 5-24), наклон которой к оси x с увеличением x постепенно уменьшается, и следовательно, коэффициент ослабления, определяемый тангенсом угла наклона касательной ($\lg \phi$) в каждой

точке кривой $\lg \frac{I_x}{I_0} = f(x)$, по мере прохождения лучей в глубь тела, уменьшается. Однако это уменьшение угла постепенно замедляется и, начиная с точки G ($x=10$ мм), кривая идет почти прямолинейно, т. е. как и при однородном

излучении, интенсивность которого на поверхности поглощающего тела равна 0,42 интенсивности рассматриваемого неоднородного пучка. Точку G , в которой кривая $\lg \frac{I_x}{I_0} = f(x)$ переходит

в прямую, называют «точкой однородности», а излучение, отмеченное прямолинейной частью абсорбционной кривой, называют «практически однородным». Это название, конечно, нельзя понимать в том смысле, что излучение, фильтрованное слоем, лежащим выше точки G , однородно, т. е. состоит из лучей одной длины волны; оно может содержать интервал длин волн, простирающихся на одну или больше октав, т. е. отношение крайних длин волн в спектре $\frac{\lambda}{\lambda_0} = 2^n$, где n — число октав.

Эффективная длина волны и эффективный коэффициент поглощения. Как выше указывалось, зависимость $\lg \frac{I_x}{I_0} = f(x)$ для однородного пучка лучей выражается прямой линией, поэтому касательная линия в точке D

связан с неоднородностью пучка лучей, то коэффициент ослабления колесом $\mu_{\text{эфф}} = 2,3 \lg 4$.

Так как фиктивный пучок однородных лучей ослабляется на глубине 4 мм алюминия (в точке D) так же, как и действительный неоднородный пучок, то можно вместо неоднородного излучения рассматривать фиктивный однородный пучок лучей, который ослабляется в данном слое так же как и реальный неоднородный пучок.

Длину волны такого однородного излучения называют «эффективной длиной волны неоднородного пучка лучей $\lambda_{\text{эфф}}$ », а коэффициент ослабления, отвечающий этой длине волны, — «эффективным коэффициентом ослабления $\mu_{\text{эфф}}$ » неоднородного излучения в точке D , т. е. фильтрованного слоем толщины d [мм].

Под эффективной длиной волны неоднородного излучения понимают длину волны такого однородного пучка (монохроматического), излучения, интенсивность которого ослабляется некоторым элементарным слоем облучаемой среды во столько же раз, как и интенсивность данного неоднородного пучка лучей.

Очевидно, эффективная длина волны и эффективный коэффициент ослабления уменьшаются по мере проникновения неоднородного излучения в глубь тела и равны длине волны и коэффициенту ослабления тех фиктивных однородных лучей, которые соответствуют положениям касательных в различных точках абсорбционной кривой. Так, касательная I_0 дает указанные величины фиктивного однородного излучения, которое равнозначно падающему на тело ($x=0$) неоднородному излучению как по интенсивности, так и в отношении проникающей способности.

Скатывая касательную I по кривой $\lg \frac{I_x}{I_0}$, мы получим для каждой точки то однородное излучение, которое эквивалентно неоднородному излучению, фильтрованному слоем, лежащим выше точки касания. Ниже точки G угол φ не меняется, и следовательно, эффективная длина волны и эффективный коэффициент ослабления для практически однородного излучения остаются неизменными:

$$\lambda_{\text{эфф}} = \text{const}; \quad \mu_{\text{эфф}} = \text{const}.$$

Для лучей с достаточной степенью однородности величина эффективного коэффициента поглощения может быть определена измерением наполовину поглощающего слоя Δ . Тогда

$$\mu_{\text{эфф}} = \frac{0,693}{\Delta}, \quad (5-49)$$

где $\mu_{\text{эфф}}$ и Δ относятся к одному и тому же материалу фильтра. Зная $\mu_{\text{эфф}}$ и атомный номер вещества фильтра, нетрудно найти и эффективную длину волны, например по кривой Ионсона.

§-16. Поглощение очень жестких рентгеновских лучей. Образование пар

В случае очень жесткого излучения, когда энергия квантов (фотонов)¹ превышает двойную энергию покоя электрона $2m_0c^2 = 1,022 \cdot 10^6 \text{ эв}$,² кроме фотоэффекта и комптон-эффекта, может возникнуть новый вид взаимодействия фотона с веществом, а именно, вблизи атомного ядра в сильном электрическом поле происходит поглощение фотона с образованием пары заряженных частиц позитрон — электрон (рис. 5-1, в). Суммарная кинетическая энергия электрона и позитрона, образовавшихся при поглощении фотона $h\nu$, равна согласно закону сохранения энергии:

$$W_{\kappa} = h\nu - 2m_0c^2, \quad (5-50)$$

которая может распределяться между ними различным образом. Наиболее вероятен случай, когда их энергии одинаковы, но, как и в случае комптон-эффекта, могут возникнуть электроны и позитроны со всеми возможными значениями энергии. В этом процессе выполняются также и законы сохранения заряда и количества движения. Так как заряды позитрона и электрона равны по величине, но противоположны по знаку, то суммарный заряд равен нулю. Образовавшиеся позитрон и электрон разлетаются в таких направлениях, чтобы геометрическая сумма их количеств движения плюс количество движения частицы, в поле которой произошло образование пары, равнялась количеству движения фотона $\frac{h\nu}{c}$.

Электрон в своем движении теряет кинетическую энергию при столкновениях с атомами на их ионизацию обычным путем.

¹ Обычно рентгеновские кванты (фотоны) характеризуются длиной волны λ , измеренной в ангстремах и в X-единицах ($1 \text{ X} = 10^{-8} \text{ \AA}$). В случае очень жесткого излучения более удобной характеристикой фотонов является их энергия, выраженная в электронвольтах (эв) или килоэлектронвольтах (кэв) и мегаэлектронвольтах (мэв). Длина волны и энергия фотона связаны известным соотношением:

$$\lambda = \frac{12,34}{U_{\text{кэ}}} = \frac{0,01234}{U_{\text{мэв}}} \text{ \AA}$$

² Согласно принципу относительности энергия покоя электрона, выраженная в электронвольтах, определяется из уравнения:

$$e = m_0c^2 = eU,$$

откуда:

$$U = \frac{m_0c^2}{e} = \frac{9 \cdot 10^{-28} \cdot 9 \cdot 10^{20}}{1,6 \cdot 10^{-20}} \cdot 10^{-8} = 0,511 \cdot 10^6 \text{ эв}.$$

Позитрон, обладающий большой энергией, также производит ионизацию, но при потере скорости медленно движущийся позитрон при встрече с электроном соединяется с ним, их заряды нейтрализуются и частицы преобразуются в два фотона, разлетающихся в противоположные стороны. Если соединение позитрона с электроном происходит в полете с большой скоростью, то иногда возникает только один фотон, но чаще и в этом случае образуются два фотона. Сумма энергий их $h\nu_1 + h\nu_2$ равна энергии покоя соединяющихся частиц $2m_0c^2$ плюс сумма кинетических энергий обеих частиц.

Вновь возникшие фотоны в свою очередь взаимодействуют с веществом приблизительно по вышеприведенной схеме (§ 5-12).

В отличие от фотоэффекта и комптон-эффекта, вероятность которых сильно уменьшается с увеличением энергии фотонов, эффект образования пар происходит тем чаще, чем выше энергия фотонов.

Относительная роль этих трех процессов, схематически показанных на рис. 5-1, зависит от энергии квантов (фотонов) и атомного номера поглощающего атома. Для данного вещества каждый из этих видов взаимодействия фотона с веществом преобладает в определенном интервале энергий. Так, в случае фотонов малых энергий (мягких рентгеновских лучей) основную роль при поглощении играет фотоэффект. При лучах средней жесткости наряду с фотоэффектом все большее значение приобретает комптон-эффект, который начинает играть преобладающую роль при жестких лучах. Наконец, при очень жестких лучах наибольшее значение имеет эффект образования пар.

Если по оси абсцисс отложить энергию фотонов, а по оси ординат — атомный номер, то можно провести линии, разделяющие эти процессы, как это сделано на рис. 5-25. Разделяющие линии проведены так, что вдоль этих линий коэффициенты поглощения одинаковы для соседних процессов.

В табл. 5-3 приведены приблизительные данные, указывающие, при каких значениях энергии фотонов главную роль в поглощении играет тот или иной вид взаимодействия для алюминия, меди и свинца.

Коэффициент поглощения для процесса образования пар сильно растет с увеличением энергии фотонов. Кроме того, он возрастает приблизительно пропорционально квадрату атомного

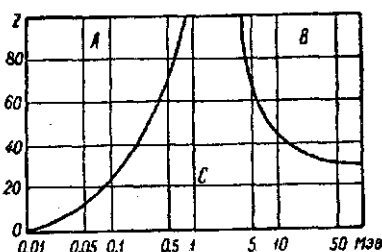


Рис. 5-25. Диаграмма, показывающая области энергии, в которых преобладают различные основные процессы при взаимодействии γ -лучей с веществом (по Эвансу).

A — преобладает фотоэффект; B — преобладает образование пар; C — преобладает комптон-эффект.

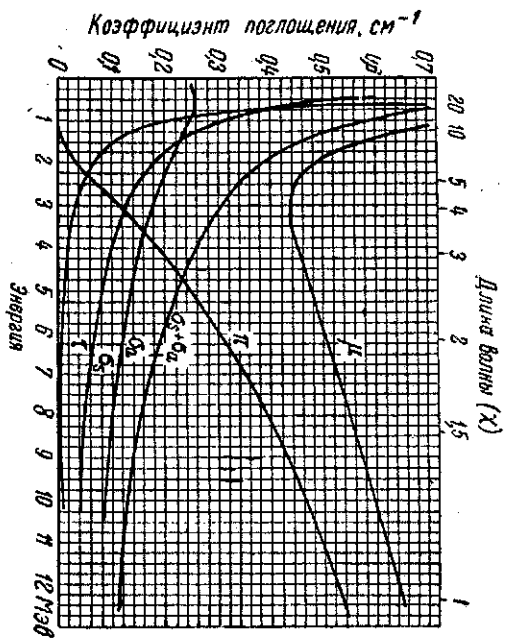


Рис. 5-26. Коэффициенты поглощения жестких лучей в свинце.
 μ — полное поглощение; σ_a — клейн-нишинское поглощение; σ_s — клейн-нишинское рассеяние; τ — фотоэлектрическое поглощение; π — образование пар.

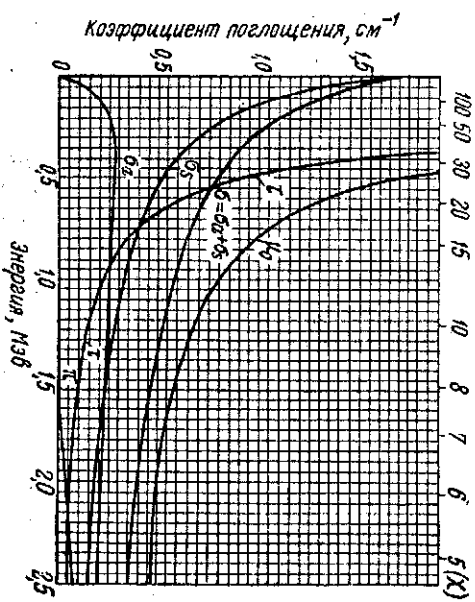


Рис. 5-27. Коэффициенты поглощения жестких лучей в свинце. Значения букв μ , σ_a , σ_s , τ и π — те же, что и на рис. 5-26.

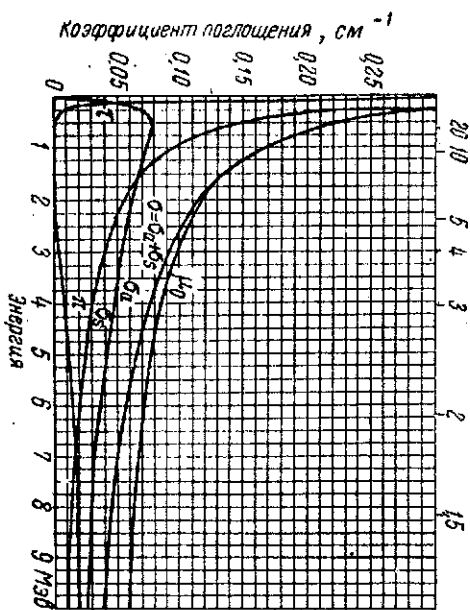


Рис. 5-28. Коэффициенты поглощения жестких лучей в алюминии. Значения букв μ , σ_a , σ_s , τ и π — те же, что и на рис. 5-26.

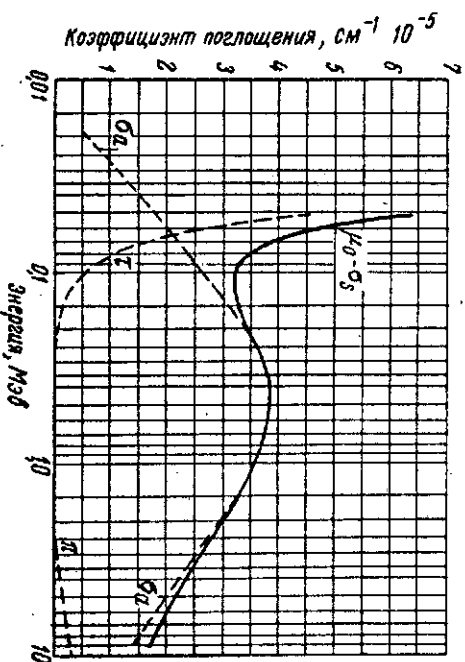


Рис. 5-29. Коэффициенты поглощения жестких лучей в воздухе. Значения букв μ , σ_a , σ_s , τ и π — те же, что и на рис. 5-26.

Таблица 5-3

Вещество	Фотоэффект	Комптон-эффект	Эффект образования пар
13Al	До 50 кэв	От 50 кэв до 15 Мэв	Выше 15 Мэв
29Cu	» 150 »	» 150 » » 10 »	» 10 »
82Pb	» 500 »	» 500 » » 5 »	» 5 »

номера (Z^2) поглощающего вещества и может быть выражен приближенным уравнением:

$$\pi = knZ^2(h\nu - 1,022), \quad (5-51)$$

где π — линейный коэффициент поглощения эффекта образования пар;

k — коэффициент пропорциональности;

n — число атомов в 1 см³;

Z — атомный номер и

$h\nu$ — энергия фотона в Мэв.

На рис. 5-26, 5-27, 5-28 и 5-29 приведены кривые линейных коэффициентов поглощения, рассеяния, образования пар и полного коэффициента поглощения:

$$\mu = \tau + \sigma + \pi \quad (5-52)$$

для свинца, алюминия и воздуха. О коэффициентах σ_0 и σ , см. § 6-3.

Так как фотоэффект и комптон-эффект уменьшаются, а эффект образования пар увеличивается с увеличением энергии фотонов, то, как видно из рис. 5-26, суммарный коэффициент поглощения μ сначала уменьшается, при некоторой энергии фотонов достигает минимума, а затем снова и непрерывно возрастает с увеличением жесткости излучения. Энергия фотонов, при которой полный коэффициент поглощения достигает минимума, зависит от атомного номера поглощающего вещества. Так, минимум коэффициента поглощения в свинце соответствует приблизительно фотонам с энергией около 3 Мэв, для алюминия минимум лежит около 20 Мэв (см. рис. 7-30).

Для вычисления коэффициентов поглощения других веществ можно использовать эти кривые. Из значений коэффициентов для свинца можно вычислить коэффициенты для другого вещества с помощью следующих формул:

$$\tau = \tau_{Pb} \cdot \frac{\rho}{11,3} \cdot \frac{207}{A} \cdot \left(\frac{Z}{82}\right)^4; \quad (5-53)$$

$$\sigma = \sigma_{Pb} \cdot \frac{\rho}{11,3} \cdot \frac{207}{A} \cdot \frac{Z}{82}; \quad (5-54)$$

$$\pi = \pi_{Pb} \cdot \frac{\rho}{11,3} \cdot \frac{207}{A} \cdot \left(\frac{Z}{82}\right)^2. \quad (5-55)$$

ГЛАВА ШЕСТАЯ

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

6-1. Общие соображения об измерении рентгеновского излучения

Для правильного использования рентгеновских лучей необходимо уметь оценивать излучение с качественной и количественной сторон. Такую оценку можно производить прямыми и косвенными методами.

К косвенным относятся те методы измерений, которые основаны на зависимости между условиями питания трубки и эмиттируемым ею излучением, т. е. на зависимости интенсивности и качества излучения от величины и формы кривой напряжения, приложенного к трубке, тока, протекающего через трубку, вольтамперной характеристики трубки и т. д. Однако, так как эта зависимость сложна и не остается постоянной, то косвенные методы измерений являются относительными методами, которые могут дать более или менее удовлетворительные указания о качестве и интенсивности излучения только при вполне определенных неизменяемых условиях работы трубки.

Все существующие непосредственные методы измерения рентгеновского излучения основаны на измерении тех изменений, которые вызываются ими в облучаемом теле. Следовательно, для того чтобы измерить энергию рентгеновских лучей, необходимо заставить их поглотиться в какой-либо среде, служащей реактивом, и затем измерить величину реакции. При этом, если реакция строго пропорциональна количеству поглощенной энергии, то величина реакции может служить мерой поглощенной в реактиве энергии.

Таким образом, непосредственные методы измерения энергии рентгеновских лучей сводятся к измерению энергии, поглощенной в реагирующем элементе измерительного устройства (прибора). Определение других величин, характеризующих излучение, производится на основании зависимости их от величины поглощенной энергии.

Для оценки рентгеновского излучения, очевидно, необходимо: 1) установить основные величины, характеризующие излучение и связь между ними; 2) уметь находить, какая часть поглощенной энергии исследуемого излучения превращается в другие виды энергии и вызывает измеряемую реакцию в поглотителе; 3) рассмотреть те действия рентгеновских лучей, величина которых может служить мерой поглощенной энергии.

6-2. Основные понятия и величины, характеризующие излучение

Качество, т. е. жесткость или проникающая способность однородного излучения, определяется однозначно и точно длиной волны λ . Для однозначного определения качества неоднородного излучения, строго говоря, необходимо найти распределение плотности интенсивности в спектре. Такие измерения можно произвести с помощью спектрометра и получить таким образом однозначную и абсолютную качественную характеристику излучения. Однако спектроскопическое измерение слишком сложно в повседневной работе; поэтому в большинстве случаев неоднородное излучение характеризуют эффективной длиной волны, которая определяется из абсорбционной кривой (см. § 5-15) или слоем половинного ослабления.

Для количественной оценки излучения служат следующие величины.

1. Энергия излучения W , под которой понимается энергия рентгеновских лучей, проходящих через данную поверхность за данное время. Различают также энергию рентгеновских лучей, падающих на данную поверхность облучаемой среды W_0 , и энергию, поглощенную облучаемой средой W_a .

2. Мощность излучения P — энергия рентгеновских лучей, проходящих через данную поверхность в единицу времени:

$$P = \frac{dW}{dt}.$$

3. Интенсивность излучения I — энергия рентгеновских лучей, проходящих в единицу времени через единицу поверхности, перпендикулярной к направлению лучей:

$$I = \frac{dP}{ds} = \frac{d^2W}{dsdt}.$$

Откуда,

$$W = \int_s \int_t I ds dt.$$

4. Плотность интенсивности в спектре J — отношение интенсивности лучей dI , заключенных в узком интервале длин волн $d\lambda$ спектра, к этому интервалу

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

5. Так как действие рентгеновских лучей на облучаемое тело определяется поглощенной энергией, то в рентгенометрии вводятся также величины, характеризующие поглощенную энергию.

Энергия рентгеновских лучей, поглощенная в единице массы¹ облучаемого тела, называется дозой D :

$$D = \frac{dW_a}{dm} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dW_a}{dV},$$

где dV — элемент объема, ρ — плотность облучаемого тела.

6. Кроме дозы, отпущенной в течение всего времени облучения, представляет интерес также доза, отнесенная к единице времени, так называемая мощность дозы:

$$P_D = \frac{dD}{dt}.$$

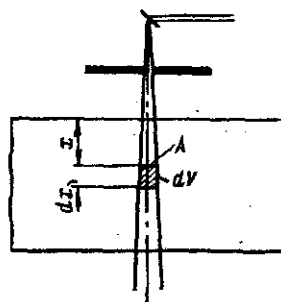


Рис. 6-1. К выводу зависимости между интенсивностью излучения I и мощностью дозы P_D .

7. Так как по мере проникновения рентгеновских лучей в какое-либо тело, интенсивность их, а следовательно, и поглощаемая энергия, уменьшаются, то, очевидно, мощность дозы на различных глубинах будет различной. Поэтому различаются:

- а) поверхностная доза и
- б) глубинная доза.

Для выяснения зависимости между интенсивностью излучения I и мощностью дозы P_D рассмотрим элемент объема dV усеченного конуса узкого пучка однородных лучей высотой dx и сечением s (рис. 6-1). Пусть P_{Dx} — мощность дозы в точке A ; т. е. количество энергии излучения, которое поглощается в единицу времени в единице массы вблизи точки A ; тогда количество энергии лучей, поглощенное в одну секунду в объеме dV , равно $P_{Dx}dV\rho$. Оно должно быть равно разности входящей и выходящей мощности, уменьшенной на величину рассеянной мощности в объеме dV , которую примем равной $S_x dV \cdot \rho$.

¹ Заметим, что до 1958 г. под дозой понималась энергия, поглощенная в единице объема

$$D = \frac{dW_a}{dV}.$$

Если I_0 — интенсивность лучей на поверхности тела, то мощность излучения, входящего в объем dV в секунду:

$$P_x = I_0 s e^{-\mu x}, \quad (6-1)$$

где s — поперечное сечение пучка лучей.

Мощность излучения, выходящего в то же время из объема dV , равна

$$P_{x+dx} = P_x + \frac{dP_x}{dx} dx = I_0 s e^{-\mu x} (1 - \mu dx). \quad (6-2)$$

Следовательно, учитывая (6-1) и (6-2), имеем:

$$(P_{Dx} + S_x) dV \cdot \rho = P_x - P_{x+dx} = I_0 s e^{-\mu x} \mu dx = I_x s (\tau + \sigma) dx.$$

Так как $dV = s dx$, то

$$(P_{Dx} + S_x) \cdot \rho = I_x \tau + I_x \sigma,$$

откуда

$$S_x = I_x \frac{\sigma}{\rho}$$

и

$$P_{Dx} = I_x \frac{\tau}{\rho}. \quad (6-3)$$

где I_x — интенсивность лучей в точке А, расположенной на глубине x сантиметров от поверхности облучаемого тела;

$\frac{\tau}{\rho}$ — массовый коэффициент поглощения.

В случае практически однородного излучения, эффективный коэффициент поглощения которого $\tau_{\text{эфф}}$ и интенсивность в точке А — I_x ,

$$P_{Dx} = I_x \left(\frac{\tau}{\rho} \right)_{\text{эфф}} \left[\frac{\text{эрг}}{\text{г} \cdot \text{сек}} \right]. \quad (6-4)$$

В следующем параграфе будет показано, что в формулы (6-3) и (6-4) вместо коэффициента поглощения τ необходимо ввести другой коэффициент: γ — коэффициент электронного преобразования, так что эти формулы примут вид:

$$P_{Dx} = I_x \frac{\gamma}{\rho} \quad (6-5)$$

$$P_{Dx} = I_x \left(\frac{\gamma}{\rho} \right)_{\text{эфф}} \quad (6-6)$$

Таким образом мощность дозы P_D , выраженная в эрг/г·сек, равна произведению интенсивности излучения I [эрг/см²·сек] на массовый коэффициент электронного преобразования $\frac{\gamma}{\rho}$ [см²/г].

Если мощность дозы относить к см³, то получим формулу:

$$P_D = I \gamma \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{сек.} \quad (6-5')$$

6-3. Определение энергии рентгеновских лучей, переходящей в другие виды энергии

В пятой главе было показано, что при взаимодействии рентгеновских лучей с веществом часть их энергии задерживается в поглощающем слое. В результате ряда превращений задержанная в слое энергия превращается частично в кинетическую энергию фотоэлектронов и электронов отдачи, частью же переходит снова в лучистую энергию.

Электроны, возникающие в облучаемом веществе, при взаимодействии с атомами этого вещества отдают им свою энергию, которая превращается в другие виды энергии (в зависимости от свойств поглощающего тела — тепловую, химическую, лучистую другого качества, энергию ионизации или биологическую).

Вторичное излучение (рассеянное и характеристическое) распространяется во все стороны и выходит из рассматриваемого объема тела.

Таким образом, все химические и физические действия рентгеновских лучей в поглощающем слое вызываются той частью поглощенной энергии первичного излучения, которая преобразовалась в энергию электронов.

Пусть I_0 — интенсивность падающего на тело пучка лучей и I_d — интенсивность его после прохождения слоя толщиной d , тогда:

$$I_d = I_0 e^{-\mu d} = I_0 e^{-(\tau + \sigma) d} \quad (6-7)$$

Следовательно, в рассматриваемом слое задерживается энергия

$$W_a = I_0 s t - I_d s t = I_0 s t (1 - e^{-\mu d}) = W_0 [1 - e^{-(\tau + \sigma) d}] \quad (6-8)$$

которая, как указывалось, частью превращается в энергию электронов, частью в лучистую энергию.

Оба коэффициента τ и σ могут быть представлены в виде суммы двух коэффициентов:

$$\tau = \tau_e + \tau_s; \quad (6-9)$$

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_s. \quad (6-10)$$

Здесь σ_e учитывает энергию, преобразованную в кинетическую энергию электронов отдачи, и σ_s — энергию рассеянного

излучения, τ_e — энергию, преобразованную в энергию фотоэлектронов, и τ_s — энергию характеристического излучения.

Поэтому та часть поглощенной энергии рентгеновских лучей, которая преобразовалась в энергию электронов, характеризуется коэффициентом:

$$\gamma = \tau_e + \tau_s, \quad (6-11)$$

называемым линейным коэффициентом электронного преобразования, и выражается формулой:

$$W_e = W_0 [1 - e^{-(\tau_e + \tau_s)d}] = W_0 (1 - e^{-\gamma d}). \quad (6-12)$$

Коэффициент σ_e определяется формулой (5-34) Комптона:

$$\sigma_e = \sigma_0 \frac{\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \quad (6-13)$$

и тем меньше, чем короче длина волны λ первичного излучения и чем ниже атомный номер Z поглощающего вещества.

Коэффициент τ_e вообще меньше, чем τ :

$$\tau_e = k\tau. \quad (6-14)$$

Здесь $k = 1 - u_s \frac{\lambda}{\lambda_s}$,

где

λ — длина волны первичных лучей;

λ_s — длина волны характеристического излучения атомов поглощающего вещества (очевидно, $\lambda < \lambda_s$);

u_s — отношение числа возбужденных первичным излучением атомов, которые отдают воспринятую энергию в виде характеристического излучения, к общему числу возбужденных атомов (см. § 5-2), равное по

$$\text{Вентцелю: } u_s = \frac{10^{-6}Z^4}{1 + 10^{-6}Z^4}.$$

Подставляя значение для σ_e и τ_e из (6-13) и (6-14) в (6-11), имеем:

$$\gamma = \sigma_0 \frac{\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} + \tau \left(1 - \frac{\lambda}{\lambda_s} \frac{10^{-6}Z^4}{1 + 10^{-6}Z^4} \right). \quad (6-11')$$

Если γd мало ($< 0,06$), то, разлагая $e^{-\gamma d}$ в ряд и ограничиваясь двумя членами разложения, имеем вместо (6-12):

$$W_e = W_0 \cdot \gamma d. \quad (6-12')$$

Если γd — велико, то $e^{-\gamma d}$ стремится к нулю и

$$W_e = W_0. \quad (6-12'')$$

В дальнейшем мы рассмотрим те действия, которые вызывает поглощенная энергия, и исследуем, измеримы ли эти действия и как они зависят от качества и интенсивности излучения.

Изображая действия рентгеновских лучей можно разделить на следующие:

- 1) тепловое,
- 2) фотографическое,
- 3) световозбуждающее,
- 4) электрические (фотоэффект внутренний и внешний и ионизационное),
- 5) химическое,
- 6) биологическое.

Фотографическое действие рентгеновских лучей является одним из видов их химического действия. Однако, так как методы регистрации и измерения ионизирующих излучений, основанные на их фотографическом действии, обладают рядом специфических особенностей и имеют большое значение при решении различных задач, то они обычно рассматриваются отдельно.

6-4. Тепловое действие рентгеновских лучей

Во всяком химически инертном теле поглощенная энергия рентгеновских лучей переходит после ряда превращений в теплоту, которая проявляется в повышении температуры этого тела. Если в рассматриваемом теле излучение поглощается полностью или если точно известно, какая часть энергии в нем поглотилась, то количество выделившейся теплоты может служить мерой падающей на это тело энергии.

Количество выделившейся теплоты может быть определено измерением повышения температуры или же измерением увеличения объема поглощающего тела. При этом должны быть выполнены следующие условия:

- 1) абсорбированная энергия должна целиком превращаться в теплоту;
- 2) потеря теплоты теплоизлучением, теплопроводностью и конвекцией должна быть исключена.

Первое условие почти никогда не выполняется, потому что часть воспринятой поглощающим телом энергии теряется в виде вторичного излучения. Вторичное излучение складывается из излучения (характеристического и рассеянного) и фотоэлектронов (главным образом с поверхности) и зависит от природы поглощающего тела и жесткости первичных лучей.

Второе условие также не выполняется, но потери теплоты на теплоизлучение и теплопроводность могут быть компенсированы применением нулевого метода, который заключается в следующем. Сначала измеряют изменение температуры поглотителя под действием рентгеновских лучей, затем проводят к тому же поглотителю такое количество теплоты, которое вызывает то же изменение температуры. Тогда подведенное, точно

измеренное количество теплоты дает меру поглощенной энергии излучения.

Измерение очень малых количеств теплоты требует очень чувствительных и точных приборов и тщательной экспериментальной работы. Поэтому тепловые методы измерения энергии рентгеновских лучей применяются только при лабораторных исследованиях. Тем не менее значение этих методов очень велико, так как только по тепловому эффекту возможно непосредственное экспериментальное измерение энергии рентгеновского излучения. Именно тепловые методы позволили экспериментально определить к. п. д. трубки, а также обосновать и оценить пригодность других более удобных и простых методов измерения.

Для измерения теплового действия рентгеновских лучей различными исследователями применялись:

- а) воздушный термометр,
- б) плоский болометр,
- в) термостолбик,
- г) радиомикрометр,
- д) калориметр.

6-5. Воздушный термометр

Этим прибором Дорн (1897 г.) впервые измерил к. п. д. трубки.

Две одинаковые стеклянные колбочки, из которых одна содержит поглощающую рентгеновские лучи пластинку, соединены узкой стеклянной трубкой с жидкой пробочкой. При нагревании пластинки под действием поглощенной энергии давление воздуха в этой колбочке повышается и отклоняет жидкую пробочку из положения равновесия на некоторое расстояние. Нагревая ту же пластинку постоянным током до той же температуры (того же отклонения пробочки), можно определить количество поглощенной энергии. В этих опытах температура воздуха в колбочке, содержащей пластинку, при облучении в течение 30 сек., повышалась на 10^{-3}°C . Этот метод не отличается большой чувствительностью и точностью.

6-6. Плоский болометр

Действие его основано на том, что электрическое сопротивление металлической ленты увеличивается с повышением температуры. Болометр включается в одну ветвь электрического моста и помещается на пути исследуемого пучка рентгеновских лучей. При повышении температуры болометра его сопротивление увеличивается и стрелка гальванометра отклоняется на некоторый угол, величина которого служит мерой изменения со-

противления болометра, т. е. мерой его нагревания и, следовательно, той энергии рентгеновских лучей, которая в нем поглощалась.

Болометр обычных размеров (рис. 6-2), применявшийся в физике для измерения лучеиспускания нагретых тел, впервые был применен Шепсом для измерения рентгеновских лучей в 1896 г.

В 1923 г. Боуэрс применил вакуумный болометр, в котором полностью исключена теплоотдача конвекцией. В качестве поглощающего элемента служила платиновая лента шириной 4 мм и толщиной 0,3 мм, которая прикреплялась к стеклянной рамке с помощью тонких платиновых полосок и запаивалась в стеклянный баллон, из которого выкачивался воздух. В схему мостика постоянного тока

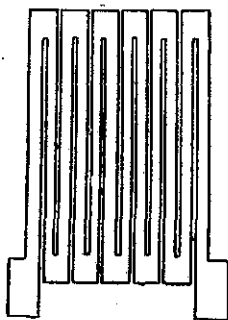


Рис. 6-2. Болометр.

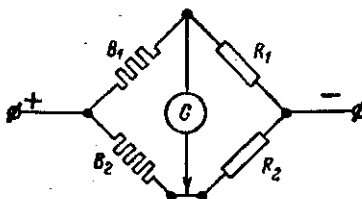


Рис. 6-3. Схема включения болометра.

включались два платиновых сопротивления совершенно одинаковой конструкции (рис. 6-3). Баллон облучаемого сопротивления B_1 снабжался тонким алюминиевым окном для уменьшения поглощения рентгеновских лучей в стенках баллона.

Так как сопротивления ветвей B_1 и B_2 практически равны, то и R_1 должно быть равно R_2 . Значения R_1 и R_2 выбираются из соображений максимальной чувствительности болометра. Для этого надо найти, какое будет отклонение гальванометра G при бесконечно малом изменении сопротивления болометра dB . Полагая $R_1 = R_2 = R$, $B_2 = r$ и $B_1 = r + dr$ и сопротивление гальванометра R_g и обозначая ток, протекающий по ленте болометра, через i , можно вычислить ток гальванометра i_g по формуле

$$i_g = \frac{1}{2} \frac{i}{R_g + r \left(1 + \frac{R_g}{R}\right)} dr. \quad (6-15)$$

Из формулы видно, что для того чтобы отклонение гальванометра было большим, сопротивления R_1 и R_2 должны быть большими, а сопротивления гальванометра R_g и болометра r должны быть малыми. Наконец отклонение гальванометра i_g пропорционально току болометра i , большое увеличение (выше

0,5 а) которого нежелательно так как могут появиться термотоки в схеме. Калибровка болометра производилась постоянным током, причем оказалось, что отклонению стрелки гальванометра на 100 делений отвечало $1,24 \cdot 10^{-3}$ джоулей. Облучение болометра производилось в течение 10—30 сек, и по показанию гальванометра вычислялась энергия, поглощенная лентой болометра.

Для определения телесного угла пучка лучей, прошедших через активную часть болометра под платиновой лентой помещалась кассета с фотопленкой, на которой получалась тень ленты. Площадь этой тени, деленная на расстояние между фокусом трубки и пленкой, дает величину телесного угла активного пучка лучей.

Так как в ленте болометра поглощается не вся энергия падающего пучка лучей, необходимо сделать поправку на неполное поглощение. Для этого, отметив показания болометра, помещают над ним платиновую пластинку (фильтр) такой же толщины, как толщина ленты болометра. Теперь на болометр падает такое излучение, какое прошло через ленту болометра в первом случае. Накладывая затем вторую и третью платиновые пластинки, можно построить график зависимости показаний болометра от толщины фильтра. Пользуясь этим графиком можно найти энергию рентгеновских лучей, заключенных в телесном угле, измеренном по фотопленке, а отсюда полное излучение (рис. 1-24) и к. п. д. трубки (приложение 10).

6-7. Термоэлектрический столбик

Термоэлектрический столбик был применен Вином (1905 г.) для измерения энергии рентгеновских лучей, при этом получились результаты, совпадающие с измерениями посредством болометра.

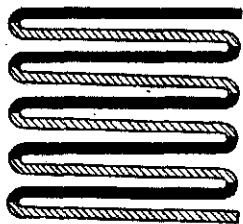


Рис. 6-4. Термостолбик.

Чувствительность термостолбика, состоящего из 30 термоэлементов «висмут-сурьма» с общей поверхностью $1,4 \text{ см}^2$ (рис. 6-4), достигает чувствительности болометра с поверхностью в 225 см^2 . Градуировка термостолбика производится теплоизлучением черного тела, нагретого до 100°C . Преимуществом термостолбика является то, что лучи поглощаются в нем полностью, так что нет необходимости вводить поправку на неполное поглощение. Однако приток тепла к спаю изнутри столбика, где лучи поглощаются, протекает иначе, чем это происходит при градуировке теплоизлучением нагретого тела, когда тепло поглощается непосредственно спаем с поверхности, и поэтому градуировка термостолбика не безупречна.

6-8. Радиомикрометр

Радиомикрометр является видоизменением термостолбика и был применен для измерения энергии рентгеновских лучей Адамсом в 1907 г. Замкнутая термопара медь — константан, подвешенная на тонкой кварцевой нити, помещена в поле сильного электромагнита (рис. 6-5). К одному месту спая припаян платиновый диск, в котором поглощаются падающие рентгеновские лучи. Другой спай тщательно защищен от воздействия рентгеновских лучей. Рамка снабжена маленьким зеркальцем m , которое позволяет измерять угол поворота рамки. Термоток, возникающий под действием поглощенной энергии рентгеновских лучей, вызывает вращение рамки в магнитном поле.

Чувствительность этого прибора очень велика: может быть измерена разность температур обоих спаев в 10^{-8}°C ; одно деление шкалы равно $6 \cdot 10^{-8} \text{ кал/см}^2\text{сек}$.

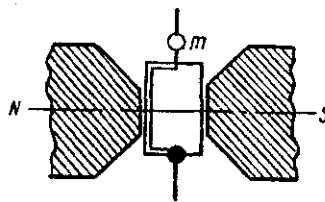


Рис. 6-5. Радиомикрометр.

6-9. Калориметр

Калориметр для измерения энергии рентгеновских лучей (рис. 6-6) был построен Румпом (1927) по принципу «абсолютно черного тела» и представляет собой стеклянный сосуд A диаметром 5 см и глубиной 12 см, имеющий две стенки, промежуток между которыми (толщиной по окружности 1 см, а на дне 2,7 см) заполняется поглощающим веществом (например ртутью). Пучок лучей, попадающий через диафрагму B внутрь калориметра, почти полностью поглощается слоем ртути, и энергия его переходит в тепло, повышающее температуру ртути. При увеличении объема ртути вследствие нагрева часть ее выталкивается в капиллярный отросток подобно столбику ртути в термометре, по длине которого можно вычислить количество поглощенной энергии в абсолютной мере. Для повышения точности измерений калориметр помещен в другой стеклянный сосуд V , в котором создан высокий вакуум, вследствие чего устраняется потеря теплоты через конвекцию окружающему воздуху.

Калориметр является наиболее безупречным прибором, служащим для измерения полной энергии пучка рентгеновских лучей. В толстом слое наполнителя прямые лучи поглощаются практически полностью. Отверстие сосуда настолько мало, что вторичное излучение и фотоэлектроны почти не выходят из сосуда, поэтому вся энергия измеряемого пучка лучей после ряда превращений переходит в конце концов в теплоту. Измерение полученной теплоты и дает меру энергии измеряемого пучка.

Однако так как количество теплоты, выделяющееся при полном поглощении энергии пучка лучей, чрезвычайно мало (порядка 10^{-7} ккал/см²сек), то повышение температуры большой массы поглощающего вещества наполнителя оказывается столь малым, что не может быть измерено.

Поэтому в качестве измеряемого проявления нагревания выбрано не повышение температуры, а тепловое расширение, ко-

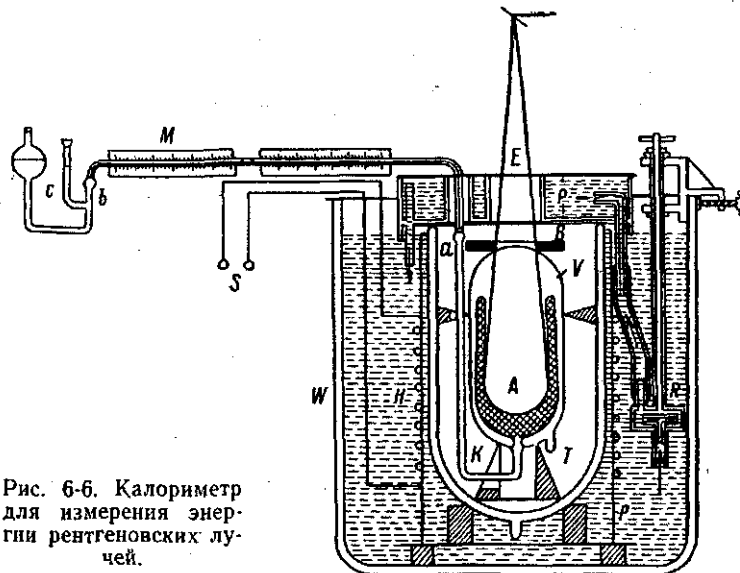


Рис. 6-6. Калориметр для измерения энергии рентгеновских лучей.

торое, как нетрудно показать, не зависит от массы и объема вещества и в то же время пропорционально подведенному количеству теплоты.

Можно показать, что два тела одинакового материала, но разных объемов, при равных подведенных количествах теплоты, получают одинаковые приращения объема. Пусть V — объем, β — коэффициент объемного расширения, Δt — повышение температуры; тогда приращение объема

$$\Delta V = V\beta\Delta t. \quad (6-16)$$

Далее пусть c — объемная теплоемкость; тогда повышение температуры объема V при подведении q калорий будет:

$$\Delta t = \frac{q}{cV}. \quad (6-17)$$

Подставляя Δt из (6-17) в (6-16), получим приращение объема тела при подведении q калорий:

$$\Delta V = \frac{V\beta q}{cV} = \frac{\beta}{c} \cdot q, \quad (6-18)$$

т. е. увеличение объема тела зависит только от отношения объемного коэффициента расширения к объемной теплоемкости и не зависит от объема, так как V не входит в формулу (6-18). Отсюда следует, что приращение объема ΔV есть непосредственная мера подводимого количества тепла.

Изменение объема жидкости измеряется путем наблюдения смещения столбика жидкости в капилляре, прикрепленном к сосуду. В качестве поглощающего вещества можно применить также и твердое тело, но в этом случае нужно добавить жидкость в качестве расширяющегося вещества, а поглощающее твердое тело с целью улучшения теплопередачи ввести в размельченном виде. При шаровой форме крупинок твердого тела отношение объемов твердого тела и жидкости будет 3:2. Конечно, между жидкостью, твердым телом и стеклянными стенками не должно происходить химического взаимодействия.

Для увеличения чувствительности прибора необходимо выбрать в качестве поглотителя тело с большим коэффициентом объемного расширения и малой теплоемкостью. Кроме того, твердое тело калориметра должно сильно поглощать рентгеновские лучи, а жидкость должна быть несжимаемой и иметь малую вязкость. С этой точки зрения пригодными являются поглотители, приведенные в табл. 6-1.

Таблица 6-1

Вещества	β	c		$\frac{\Delta V}{q}, \text{см}^3/\text{кал}$
	жидкости	твердого тела	жидкости	
Hg	0,000181	—	0,45	0,00040
Br	0,00112	—	0,34	0,00326
Pb + эфир $(\text{C}_2\text{H}_5)_2\text{O}$	0,00163	0,35	0,40	0,00191
Pb + C_6H_{12}	0,00160	0,35	0,33	0,00203
Bi + $(\text{C}_2\text{H}_5)_2\text{O}$	0,00163	0,28	0,40	0,00204
Bi + C_6H_{12}	0,00160	0,28	0,33	0,00221

Чувствительность прибора с ртутью оказалась невысокой. Бром мало пригоден ввиду малой поглощающей способности. Поэтому все измерения были выполнены с наполнителем № 3 [100 см^3 Pb (1130 г) и 67 см^3 эфира + 65 см^3 стекла сосуда]. При этих данных по расчету и наблюдениям 1 кал тепла вызывала смещение столбика в капилляре, равное 168 мм. Чувствительность калориметра оказалась 10^{-6} кал/см²сек, т. е. не очень высокой, но устойчивость его работы была столь велика, что можно было вводить большие количества энергии (до 10 мин облучения).

Калибровка прибора производилась введением заданного количества тепла путем нагревания током известного сопротивления, помещенного в сосуд калориметра, наполненного определенным количеством воды или толуола.

С помощью этого прибора были измерены (в 1927 г.) полная энергия и к. п. д. рентгеновской трубки (см. § 1-21), а также установлена очень важная для ионизационных методов измерений связь между энергией рентгеновских лучей и их ионизационным действием (§ 6-18).

6-10. Фотографическое действие рентгеновских лучей

Под действием рентгеновских лучей на фотографическую пластинку или пленку из слоя бромосеребряной эмульсии выделяется серебро, которое после проявления создает почернение пленки. Для количественной оценки степени почернения фотопленки вводят понятие плотность почернения, которая определяется по формуле:

$$S = \lg \frac{L_0}{L}, \quad (6-19)$$

где

L_0 — интенсивность **видимого** света, падавшего на проявленную, фиксированную и просушенную пленку;

L — интенсивность света, прошедшего через пленку;

L_0 и L — измеряются фотометром.

При практическом использовании фотографического действия рентгеновских лучей необходимо знать зависимость плотности почернения фотопленки S от энергии и от длины волны рентгеновского излучения.

Зависимость почернения фотопленки от энергии рентгеновских лучей. Светочувствительная эмульсия фотопленки состоит из большого числа мелких кристаллических зерен бромистого серебра, взвешенных в желатине. При поглощении кванта лучистой энергии молекула AgBr , входящая в состав зерна, разлагается с выделением атома чистого серебра, который, по видимому, является центром начала восстановления всего зерна под действием проявителя. При фиксировании фотопленки непроявленные зерна бромистого серебра растворяются, а непрозрачные зерна чистого серебра остаются в эмульсии и обуславливают ее почернение.

Согласно закону фотохимического эквивалента Эйнштейна число разложившихся молекул AgBr равно числу поглощенных квантов. Однако не все разложившиеся молекулы могут дать начало восстановлению зерна проявителем, а только те, которые находятся на поверхности зерна. Разложившаяся молекула, находящаяся внутри зерна, не подвергается действию проявителя, и потому такое зерно не проявляется (скрытое фотографическое изображение).

Далее, можно полагать, что зерно, у которого разложено две или больше поверхностных молекул, проявляется так же, как и

зерно с одной разложившейся молекулой. Поэтому в начале число разложившихся зерен фотоземльсии, т. е. ее почернение, происходит сначала пропорционально числу поглощенных квантов, а затем медленнее, и при большом количестве поглощенных квантов наступает насыщение.

Так как при небольших степенях почернения фотопленки число проявившихся зерен (почернение) пропорционально поглощенной энергии, то измерение степени почернения фотопленки может служить мерой поглощенной в эмульсии энергии рентгеновских лучей.

То, что плотность почернения фотопленки, определяемая формулой (6-19), является мерой поглощенной энергии, устанавливается из исследований, которые показывают, что зависимость плотности почернения

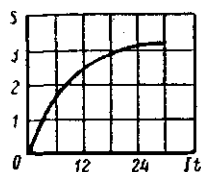


Рис. 6-7. Зависимость плотности почернения фотопленки от энергии рентгеновского излучения.

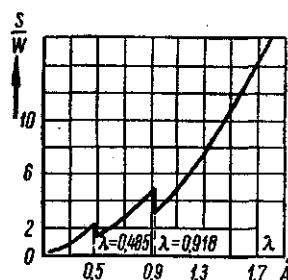


Рис. 6-8. Зависимость плотности почернения фотопленки от длины волны лучей.

фотоземльсии S от энергии рентгеновского излучения при неизменном качестве его выражается формулой:

$$S = CIt^p, \quad (6-20)$$

где p — показатель почернения и C — постоянная, причем значение величины p для почернений $S < 1,4$ находится в пределах $0,98 \pm 0,01$, т. е. очень близко к единице. Следовательно, почернение S возрастает до значения около 1,4 пропорционально энергии излучения (рис. 6-7):

$$S = CIt, \quad (6-21)$$

т. е. при неизменном качестве излучения и $S < 1,4$ почернение пропорционально падающей энергии рентгеновских лучей.

Зависимость плотности почернения фотопленки от длины волны. Почернение фотопленки в высокой степени зависит от длины волны падающего на нее рентгеновского излучения. На рис. 6-8 дана зависимость почернения фотопленки от длины волны рентгеновских лучей при одинаковой их энергии $\frac{S}{W} = f(\lambda)$. На кривой видны два скачкообразных

уменьшения почернения фотопленки, отвечающие границам поглощения серебра ($\lambda_K=0,185\text{\AA}$) и брома ($\lambda_K=0,918\text{\AA}$). Такой закон изменения почернения фотослоя от длины волны объясняется тем, что с увеличением длины волны рентгеновских лучей увеличивается коэффициент поглощения их (пропорционально λ^3), а следовательно, увеличивается число разложившихся бромосеребряных зерен. Скачкообразное увеличение почернения на границах поглощения серебра и брома вызвано тем, что при длине волны $\lambda < \lambda_K$ имеет место дополнительное поглощение, возникающее при вырывании электронов из уровней K атомов серебра и брома, вследствие чего фотографический эффект резко увеличивается.

6-11. Измерение энергии рентгеновского излучения фотографическим методом

Наличие границ поглощения в фотослое и зависимость почернения от длины волны, а также от качества фотопленок и техники проявления, вносят большие трудности при количественной оценке энергии рентгеновского излучения фотографическим методом. Однако несмотря на все эти трудности, при соблюдении необходимых предосторожностей этот метод может дать удовлетворительные результаты при количественных измерениях; для качественных же измерений фотопленка является простым и универсальным средством. Главнейшими преимуществами фотографического метода измерений являются:

- 1) интегрирующее действие фотопленки, допускающее измерение очень слабых излучений;
- 2) документальность метода, так как почернение фотопленки сохраняется и легко доступно контролю.

В качестве примера применения фотографического метода рассмотрим случай получения непрерывного спектра тормозного излучения при помощи спектрографа, описанного в § 1-4.

Очевидно при фотометрировании полученной спектрограммы мы будем иметь кривую распределения почернения фотопленки в функции от длины волны, совершенно не похожую на кривую истинного распределения плотности интенсивности в спектре, так как коротковолновая часть излучения поглощается в эмульсии значительно слабее, чем длинноволновая ее часть. Кроме того, при длинах волн $\lambda_{KAg}=0,485\text{\AA}$ и $\lambda_{KBr}=0,918\text{\AA}$ происходят скачкообразные изменения в почернении.

Для того чтобы иметь правильное распределение плотности интенсивности в спектре, необходимо полученное почернение фотопленки при разных длинах волн привести путем расчета к полному поглощению, т. е. определить, какая часть энергии

каждой данной длины волны поглотилась в пленке (или найти коэффициент поглощения фотослоя для разных длин волн).

Для этой цели в камеру спектрографа был помещен пакет из пяти фотопленок. Плотность почернения этих фотопленок постепенно понижается. На рис. 6-9 приведены фотометрические кривые спектров, измеренных микрофотометром, где кривая *I* относится к первой пленке, а кривая *V* — к пятой. Из этих двух кривых можно определить относительное поглощение в каждой пленке для любой длины волны. В самом деле, первые четыре пленки ослабили интенсивность лучей, например для длины волны $\lambda = 0,5\text{Å}$, в такой мере, что интенсивность лучей, которые достигли пятой пленки, была не больше 0,76 интенсивности лучей, падающих на первую пленку. Корень четвертой степени из этой величины даст интенсивность лучей, прошедших через одну первую пленку:

$$\sqrt[4]{0,76} = 0,935, \quad (6-22)$$

откуда следует, что одна пленка поглощает около 6,5% падающей энергии лучей длины волны, равной 0,5Å.

Таким путем можно определить относительное поглощение одной пленки для различных длин волн. С помощью этих величин (см. цифры над осью абсцисс на рис. 6-9) распределение почернения в первой пленке (кривая *I*) приведено к полному поглощению (кривая *R*).

На рисунке масштаб кривой *R* уменьшен в десять раз.

Таким образом, систематическая ошибка, вносимая зависимостью почернения фотопленки от длины волны, устранена. Однако кривая *R* не дает еще правильного распределения плотности интенсивности в спектре излучения, падающего на кристалл спектрографа, так как отражательная способность кристалла, поглощение в отражающем слое кристалла, рассеяние и фотоэффект зависят от длины волны падающих лучей. Кроме того, имеет место наложение спектров второго и третьего

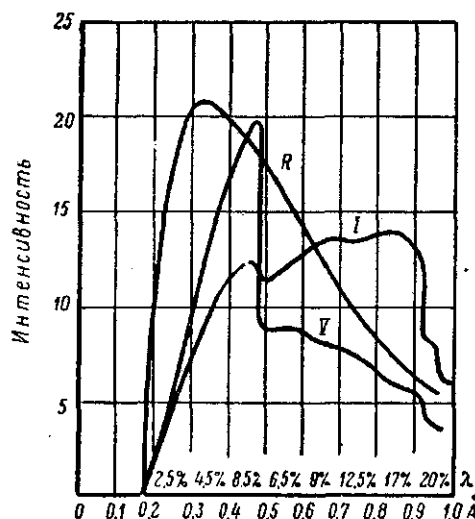


Рис. 6-9. Кривые спектрального распределения почернения фотопленки, измеренные микрофотометром (*I* и *V*).

R — кривая почернения, пересчитанная на полное поглощение, масштаб кривой *R* уменьшен в 10 раз.

порядка на основной спектр. Но все эти причины, искажающие правильное распределение плотности интенсивности в спектре, не зависят от метода измерения, и при точных измерениях необходимо вводить указанные дополнительные поправки (см. § 1-24).

6-12. Фотометрирование почернения фотопленки

Для определения плотности почернения фотопленки служат фотометры и микрофотометры. Устройство их (рис. 6-10) основано на следующем принципе. Исследуемая пленка 3 помещается на пути узкого пучка света от электрической лампы

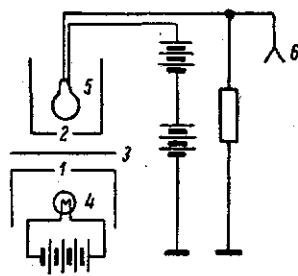


Рис. 6-10. Принципиальная схема фотометра.

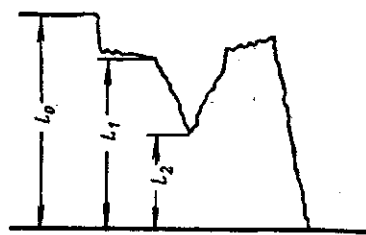


Рис. 6-11. Схема микрофотометрической кривой спектральной линии.

почки 4, питаемой от аккумуляторной батареи (пучок вырезается узкой щелью 1). Прошедший через пленку луч света будет тем ярче, чем меньше плотность почернения соответствующего участка пленки. Этот луч, пройдя пленку и вторую щель 2, попадает на фотоэлемент 5 или термоэлемент, помещенный внутри защитного футляра. К элементу присоединяется чувствительный гальванометр или электрометр 6, показания которого могут регистрироваться автоматически. Так как ток фотоэлемента в известных пределах пропорционален силе света, то величина этого тока будет пропорциональна прозрачности фотопленки или обратно пропорциональна ее почернению.

При фотометрировании сперва определяют отклонения гальванометра при прямом освещении фотоэлемента, т. е. в отсутствии фотопленки и при выключенной лампе, и получают таким образом две точки: точку абсолютной прозрачности и точку абсолютной непрозрачности, являющиеся исходными при определении относительного почернения пленки.

Так как необлученная часть фотослоя покрывается под действием проявителя небольшим почернением S_0 , так называемой вуалью, то для получения того почернения S_x , которое вызвано действием рентгеновских лучей, необходимо вычесть из

почернения S валь S_0 . Следовательно, почернение S_2 в точке L_2 фотограммы (рис. 6-11) будет:

$$S_2 = S - S_0 = \lg \frac{L_0}{L_2} - \lg \frac{L_0}{L_1} = \lg \frac{L_1}{L_2}. \quad (6-23)$$

6-13. Радиометр

Методы измерений, основанные на свойствах рентгеновских лучей вызывать изменение окраски некоторых кристаллических тел, ввиду их неточности в настоящее время не применяются и имеют лишь исторический интерес.

Из различных приборов, построенных на этом свойстве рентгеновских лучей, наибольшее распространение имел в медицинской практике так называемый радиометр. В нем использовано свойство таблеток (диаметром 5 мм) из платиносинеродистого бария $[\text{BaPt}(\text{CN})_4 \cdot 4\text{H}_2\text{O}]$ изменять под действием рентгеновских лучей свой первоначальный светлозеленый цвет в желтый и желто-коричневый. Таблетка помещалась между фокусом трубки и поверхностью тела больного и, таким образом, облучалась одновременно с облучением больного; по цвету таблетки, сравниваемому со шкалой цветов, судили об отпущенной больной дозе.

Так как поглощающая способность этой соли меняется скачкообразно при длинах волн $\lambda_{\text{KPt}} \approx 0,16 \text{ \AA}$ и $\lambda_{\text{KBa}} \approx 0,33 \text{ \AA}$ (селективное поглощение платины и бария), то в этой области длин волны доза, поглощенная в таблетке, не является однозначной функцией дозы, поглощенной в тканях человека. Поэтому радиометр может давать практически удовлетворительные результаты только при поверхностной терапии, где применяются лучи небольшой жесткости. Недостаток прибора заключается в том, что на степень окраски таблеток влияет влажность воздуха, дневной свет, тепловые лучи и т. д. Кроме того, оценка окраски таблеток производилась сравнением со шкалой, что также вносит ошибки.

6-14. Световозбуждающее действие рентгеновских лучей

Рентгеновские лучи при воздействии на некоторые кристаллические тела, содержащие тяжелые элементы, вызывают флюоресценцию (свечение) этих тел. Благодаря этому свойству рентгеновских лучей, не воспринимаемых глазом, действие их может наблюдаться на флюоресцирующем экране. Последний состоит из нанесенного на картон слоя флюоресцирующего вещества, в качестве которого в настоящее время применяется платиносинеродистый барий $\text{BaPt}(\text{CN})_4 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$, силикат цинка ZnSiO_3 , кремнистый цинк Zn_2SiO_4 , сернистый цинк ZnS и др.

Спектральный состав света флюоресценции этих веществ лежит в области чувствительности глаза ($4500\text{--}7000\text{ \AA}$) (см. табл. 6-2). Зависимость отношения яркости свечения экрана из платиносиеродистого бария H к мощности падающего излучения W от длины волны лучей дана на рис. 6-12.

Очень часто флюоресцирующие экраны применяются для усиления фотографического действия рентгеновских лучей (в четыре-десять раз). В этом случае в качестве флюоресцирующего вещества применяются вольфрамвоокислый кальций CaWO_4 или вольфрамвоокислый кадмий CdWO_4 , спек-

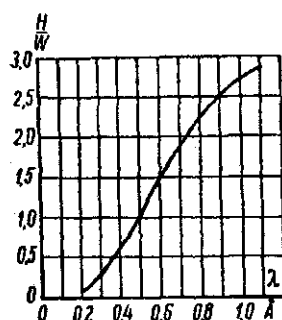


Рис. 6-12. Зависимость $\frac{H}{W}$ от длины волны лучей.

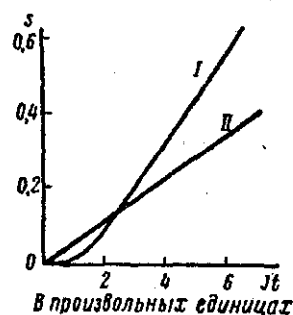


Рис. 6-13. Кривые почернения фотопленки под действием рентгеновских лучей (II) и лучей флюоресценции экрана (I).

тральный состав флюоресценции которых лежит в области чувствительности бромистого серебра ($3000\text{--}5500\text{ \AA}$). Такой экран плотно прижимается к светочувствительной эмульсии фотопленки той стороной, на которую нанесен слой флюоресцирующего вещества. При освещении рентгеновскими лучами фото-

Таблица 6-2

Длины волн света флюоресценции, возбуждаемого рентгеновскими лучами

Флюоресцирующее вещество	Область $\lambda_1 - \lambda_2$ \AA	Максимум при λ \AA
Плавиковый шпат	3640—2400	2840
Шселит (вольфрамвоокислый кальций)	4800—3750	4330
Сернистый цинк	5090—4120	4500
Платиносиеродистый калий	4900—4120	4500
» барий	5090—4420	4800
» кальций	5090—4550	4800
Фтористо-урановый аммоний	1400—3800	4100
Плавиковый шпат с железным витамином	3900—2310	2840

пленка находится под влиянием как рентгеновских лучей, так и света флюоресценции, возникающего в веществе усиливающего экрана, и потому почернение фотопленки усиливается.

Зависимость почернения фотопленки от интенсивности излучения с усиливающим экраном иная, чем при отсутствии экрана. На рис. 6-13 даны кривые почернения фотослоя от света флюоресценции *I* и от рентгеновских лучей *II*. Первая кривая поднимается гораздо круче и имеет порог чувствительности, т. е. для получения минимального почернения необходима определенная минимальная энергия.

Коэффициент усиления k сильно зависит от длины волны рентгеновских лучей (рис. 6-14). Скачок кривой при длине волны $0,485\text{\AA}$ появляется вследствие того, что почернение фотослоя резко увеличивается при длинах волн меньших, чем $0,485\text{\AA}$, благодаря селективному поглощению серебра. Из рис. 6-14 видно, что применение усиливающего экрана для длин волн больших, чем $0,7\text{\AA}$, не оправдывается.

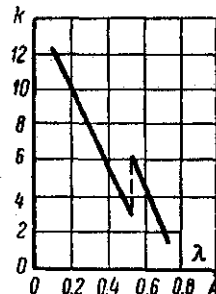


Рис. 6-14. Зависимость усиливающего действия экрана от длины волны.

6-15. Рентгенофотометр

Рентгенофотометр является одним из приборов, предлагавшихся для измерения рентгеновского излучения, основанных на

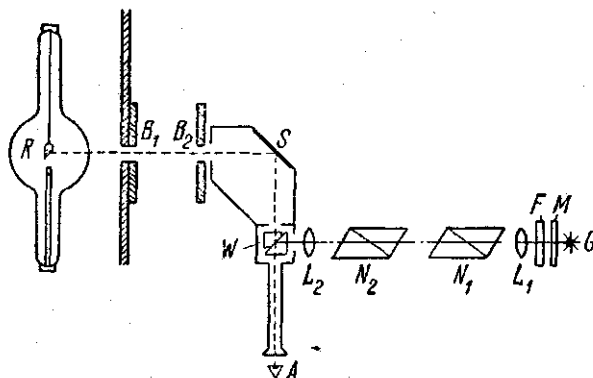


Рис. 6-15. Рентгенофотометр.

применении флюоресцирующих экранов. В этом приборе яркость экрана сравнивается со светом лампы накаливания с помощью куба Люммера. Рентгеновские лучи проходящие через

две диафрагмы B_1 и B_2 , вызывают свечение экрана S , которое проходит через среднее поле куба Люммера и наблюдается из точки A (рис. 6-15). Свет лампы G , рассеянный матовым стеклом M , проходит через светофильтр F , собирается линзой L_1 в параллельный пучок и проходит через два николя N_1 и N_2 . Поворотом N_2 регулируют силу света, падающего на куб Люммера слегка сходящимся лучком (линза L_2), который проходит через среднюю часть куба без отражения. Отраженный свет лампы сравнивается со светом экрана и по положению николя N_2 оценивается яркость свечения экрана. Для ослабления влияния селективного поглощения в экране в этом приборе был применен экран, флюоресцирующим веществом которого является силикат цинка $ZnSiO_3$. Атомные номера составных элементов его не высоки, и, следовательно, границы поглощения их находятся в области длинных волн.

Показания рентгенофотометра в известных пределах пропорциональны показаниям ионизационных приборов, однако этот прибор имеет ряд присущих ему недостатков: значительное послесвечение, утомляемость флюоресцирующего вещества, зависимость яркости свечения от длины волны.

6-16. Электрические действия рентгеновских лучей

Из различных электрических действий рентгеновских лучей для измерительных целей применяются: 1) фотоэффект внешний и внутренний и 2) ионизационное действие.

Внешний фотоэффект, т. е. явление испускания твердыми телами электронов под действием рентгеновских лучей, может быть использован для измерения их интенсивности.

Оказывается, что если поместить в эвакуированный стеклянный сосуд две металлические пластинки, к которым приложено постоянное напряжение, и подвергнуть их действию рентгеновских лучей, то во внешней цепи возникает электрический ток, пропорциональный мощности излучения.

Разработанный на этом принципе прибор [Л. 115]), который оказался пригодным для измерения очень мощных излучений, описан в § 6-28 «Вакуумные камеры для измерения больших мощностей дозы рентгеновского и γ -излучений».

Внутренний фотоэффект. В настоящее время часто применяют для измерения рентгеновского излучения фотоспротивления, т. е. полупроводниковые приборы с внутренним фотоэффектом.

При облучении полупроводников рентгеновскими лучами поглощенная в них энергия излучения переходит в работу перевода электронов из заполненной зоны в зону проводимости, в результате чего увеличивается электропроводность облучаемого материала.

Исследования показали, что увеличение электропроводности некоторых облучаемых полупроводников пропорционально мощности падающего на них излучения.

Из изученных полупроводников наиболее пригодными для практического использования оказались сернистый кадмий CdS и селенистый кадмий CdSe.

Чувствительность фотосопротивлений CdS и CdSe зависит от приложенного напряжения, т. е. при неизменной интенсивности облучения фототок растет приблизительно пропорционально напряжению (рис. 6-16).

Существенным недостатком фотосопротивления CdS является его большая инерционность (достигающая десятков-секунд), нестабильность показаний и изменение чувствительности при длительном хранении, особенно, в условиях

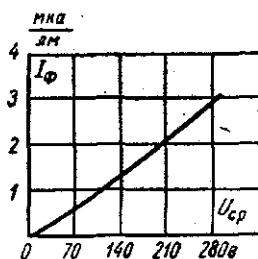


Рис. 6-16. Зависимость фототока CdS — элемента от приложенного напряжения при постоянном излучении.

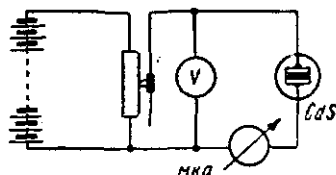


Рис. 6-17. Схема для измерения фототока.

повышенной влажности воздуха. Инерционность фотосопротивления CdSe значительно меньше, чем инерционность фотосопротивления CdS.

Значительное уменьшение инерционности и повышение стабильности и чувствительности достигается помещением CdS в вакуум.

В собранном виде такой прибор имеет форму радиолампы высотой 30 мм и диаметром 6 или 15 мм в зависимости от назначения.

Баллон должен быть сделан из материала (стекла), содержащего только легкоатомные элементы и иметь стенки малой толщины.

Прибор имеет хорошо воспроизводимые характеристики. Инерционность их значительно ниже — срабатывают практически моментально. Обладает высокой стабильностью, малыми габаритами, большой чувствительностью и большим током при облучении, измерение которого может производиться (без усиления) обычными измерительными приборами (микроамперметром), пользуясь простейшей электрической схемой (рис. 6-17) и слабым источником постоянного напряжения.

Зависимость фототока от напряжения на рентгеновской трубке при неизменном анодном токе 3 ма, снятая для одного

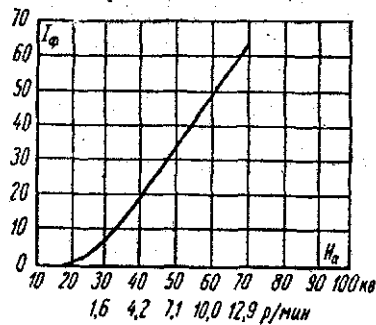


Рис. 6-18. Зависимость фототока I_ϕ от напряжения на рентгеновской трубке U_a .

из фотосопротивлений, изображена на рис. 6-18. На оси абсцисс этого графика приведены также соответствующие мощности дозы в p/min .

На рис. 6-19 приведены графики зависимости фототока от интенсивности рентгеновского излучения для нескольких элементов, снятые при различных напряжениях на рентгеновской трубке [Л. 105]. Из рис. 6-19 видно, что фототок строго пропорционален интенсивности излучения. Параллельные прямые при 26,5; 33,3 и 40 кВ отстоят друг от друга на некотором расстоянии, что указывает на зависимость фототока от жесткости излучения, т. е. на наличие «хода с жесткостью».

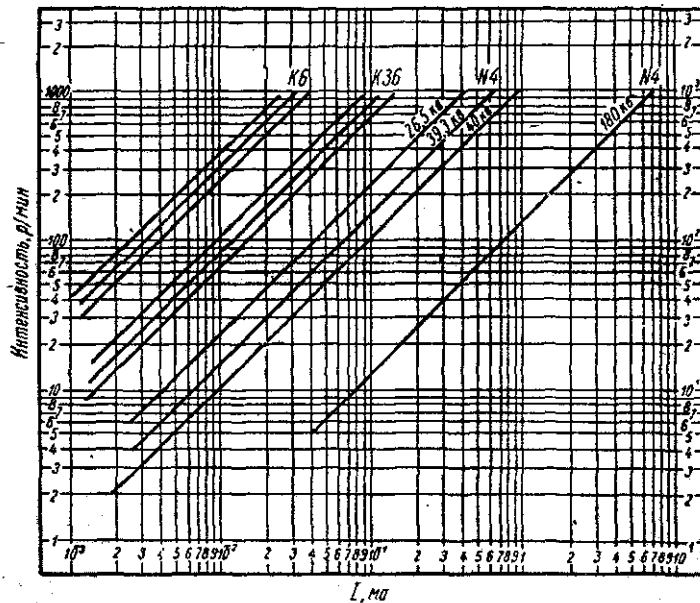


Рис. 6-19. Зависимость фототока от интенсивности рентгеновского излучения для нескольких элементов при различных напряжениях на трубке.

Очевидно, что с помощью CdS -элементов можно производить относительные измерения мощности дозы рентгеновского излучения при постоянном напряжении на рентгеновской трубке. Стабильность чувствительности этих кристаллов очень высока, однако для каждого кристалла необходима своя специфическая градуировочная кривая.

Кроме монокристаллов могут применяться также поликристаллические пластинки CdS и CdSe , которые обладают несколько большей чувствительностью к излучению, чем монокристаллы. Инерционность таких фотоспротивлений приблизительно такая же, как и у монокристаллов.

Так как фотоспротивления CdS имеют высокую чувствительность к видимому свету и значительно меньшую к жесткому излучению, то для измерения жесткого излучения целесообразно использовать сочетание его с фосфором. Исследования [Л. 22] показали, что чувствительность CdS к γ -излучению Co^{60} при сочетании с фосфором увеличивается в несколько сот раз.

6-17. Ионизационное действие рентгеновских лучей

Рентгеновские лучи, проходя через воздух (или другой газ), ионизируют молекулы воздуха, благодаря чему возникают электрически заряженные частицы — ионы и электроны. Образование этих заряженных частиц происходит за счет поглощенной в газе энергии рентгеновских лучей, которая расходуется на освобождение фотоэлектронов и электронов отдачи. Эти электроны в свою очередь освобождают при столкновениях с молекулами газа вторичные и третичные электроны (рис. 5-11). Атом или молекула газа, от которого отделен электрон, становится положительным ионом. Каждый первичный или вторичный электрон после ряда столкновений с молекулами газа и потери энергии на отделение других электронов присоединяется к какому-нибудь атому или молекуле и образует отрицательный ион.

Так как отделение каждого (первичного, вторичного или третичного) электрона ведет к образованию положительного иона, а его поглощение — отрицательного иона, то число N ионов каждого знака и, следовательно, пар ионов равны друг другу.

Положительные и отрицательные ионы находятся в беспорядочном движении и при столкновениях нейтрализуются; поэтому при неизменной интенсивности рентгеновских лучей число пар ионов N_i , образующихся в секунду, равно числу пар рекомбинирующих N_r ($N_i = N_r$). Наступает стационарное состояние.

Если же ионизованный газ находится в электрическом поле (рис. 6-20), то положительные ионы направляются к катоду, а отрицательные — к аноду. Ионы, достигшие электродов, на них нейтрализуются, и во внешней цепи появляется ток. Таким

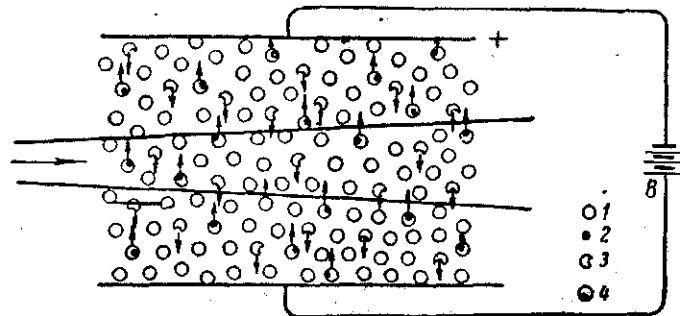


Рис. 6-20. Ионизация газа в поле плоского конденсатора.
1 — нейтральные частицы; 2 — электроны; 3 — положительные ионы;
4 — отрицательные ионы.

образом, ионизационный ток определяется суммой зарядов, отдаваемых положительной пластине:

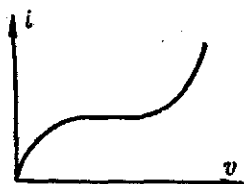
$$i = e(N_i - N_r), \quad (6-24)$$

где e — заряд электрона;
($N_i - N_r$) — число ионов, приходящих на электрод в одну секунду.

При увеличении напряженности поля скорости ионов увеличиваются, число столкновений и рекомбинаций уменьшается и, следовательно, ионизационный ток возрастает. При достаточно большом напряжении, приложенном к электродам, рекомбинация становится ничтожной вследствие малой концентрации ионов, и ионизационный ток достигает насыщения. Ток насыщения определяется полным числом ионов, образующихся в секунду:

$$i_s = eN_i. \quad (6-25)$$

Рис. 6-21. Зависимость ионизационного тока от напряжения на обкладках конденсатора.



Дальнейшее увеличение напряжения в известных пределах не вызывает увеличения тока ионизации, а лишь увеличивает скорости ионов. При очень больших напряжениях энергии ионов и электронов могут оказаться достаточными для ионизации нейтральных молекул через столкновение; тогда ионизационный ток снова начинает возрастать. Ход зависимости ионизационного тока от напряжения, приложенного к электродам конденсатора,

показан на рис. 6-21. Величина напряжения насыщения зависит от формы электродов, расстояния между ними и интенсивности рентгеновских лучей. Очевидно, величина ионизационного тока насыщения может служить мерой поглощенной в газе энергии рентгеновских лучей.

6-18. Измерение энергии рентгеновских лучей ионизационным методом

Измерение энергии рентгеновских лучей, основанное на их ионизационном действии, является наиболее точным, удобным и распространенным. Однако для правильного применения иони-

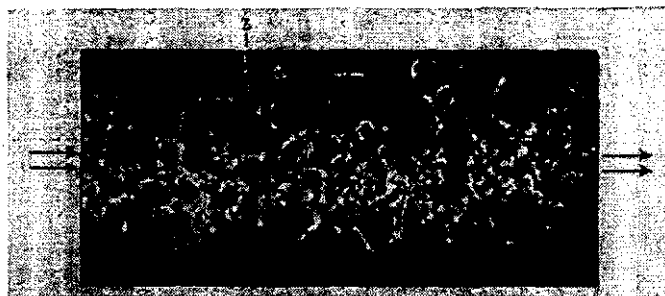


Рис. 6-22. Фотография траекторий электронов, возникающих в газе при узком пучке рентгеновских лучей, снятая в камере Вильсона.

зационного действия рентгеновских лучей для измерительных целей необходимо иметь ясное представление о механизме ионизации газа, зависимости ионизационного тока насыщения i_s от интенсивности и качества излучения, а также от рода газа и его физического состояния (давление, температура). Кроме того, необходимо точно определить объем ионизуемого газа и устранить влияние посторонних факторов на величину ионизации.

Сущность механизма ионизации наглядно выясняется из рассмотрения фотографии траекторий электронов, возникающих в газе, пронизываемом пучком рентгеновских лучей, снятой в камере Вильсона (рис. 6-22). Фотография показывает, что пути электронов возникают в пучке лучей и отходят от него в виде извилистых линий во все стороны на некоторое расстояние.

Отсюда можно сделать заключение, что поглощение рентгеновских лучей состоит из отдельных элементарных процессов взаимодействия фотонов с молекулами газа, происходящих в различных точках их пути. Каждый такой элементарный процесс сопровождается отделением быстрого фотоэлектрона или

электрона отдачи (эффект Комптона). Эти электроны на своем пути создают очень большое количество (сотни и тысячи) ионов, на которых в камере Вильсона осаждаются переохлажденный водяной пар в виде капелек, и поэтому извилистые траектории этих быстрых электронов становятся видимыми. Количество этих траекторий, а следовательно, число первичных фотоэлектронов и электронов отдачи, образованных непосредственно рентгеновскими лучами, исчезающе мало по сравнению с числом вторичных ионов, образованных фотоэлектронами.

Таким образом, поглощенная в газе энергия рентгеновских лучей сначала преобразуется в энергию относительно небольшого числа первичных электронов (фотоэлектронов и электронов отдачи), возникающих в объеме газа, непосредственно пронизываемом рентгеновскими лучами, и обладающих большими энергиями, и затем энергия этих быстрых электронов переходит в работу образования очень большого количества пар ионов, возникающих уже в гораздо большем объеме газа.

Зависимость ионизации газа от интенсивности излучения можно установить из следующих соображений.

Пусть пучок однородных рентгеновских лучей интенсивности I_0 входит в рассматриваемый объем газа; тогда мощность P_0 входящего в газ пучка лучей сечением s [см²] по определению равна:

$$P_0 = I_0 s.$$

Далее, пусть γ — коэффициент электронного преобразования в воздухе для данной длины волны, l — длина воздушного столба, пронизываемого пучком лучей. Тогда энергия рентгеновских лучей, которая преобразуется в энергию электронов в единицу времени при прохождении столба воздуха длиной l сантиметров, будет (§ 6-3):

$$P_e = P_0(1 - e^{-\gamma l}) = I_0 s(1 - e^{-\gamma l}). \quad (6-26)$$

Так как ионизация газа при поглощении рентгеновских лучей осуществляется в основном электронами (фотоэлектронами и электронами отдачи), то можно принять, что работа образования пары ионов не зависит от длины волны лучей. Поэтому, обозначая среднюю энергию, необходимую для образования пары ионов, через ϵ , можно найти полное число пар ионов, образующихся в 1 сек в данном объеме:

$$N_i = \frac{P_e}{\epsilon} = I_0 s \frac{1 - e^{-\gamma l}}{\epsilon}, \quad (6-27)$$

и измеряемый ионизационный ток насыщения i_s :

$$I_s = e N_i = \frac{I_0 s e}{\epsilon} (1 - e^{-\gamma l}), \quad (6-28)$$

где I_0 выражен в эрг/сек · см² и ϵ — в эргах.

Если ϵ выразить в электронвольтах, то так как $1 \text{ эв} = 1,602 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$, и заряд электрона $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ кулона}$

$$i_s = \frac{I_0 s}{e} (1 - e^{-\gamma l}) \cdot 10^{-7} [\text{а}]. \quad (6-29)$$

Если γl меньше 0,06, то, разлагая $e^{-\gamma l}$ в ряд и ограничиваясь двумя членами разложения, имеем:

$$i_s = \frac{I_0 s \gamma l}{e} \cdot 10^{-7} [\text{а}], \quad (6-30)$$

откуда

$$I_0 = \frac{i_s e}{\gamma V} \cdot 10^7 [\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек}], \quad (6-31)$$

где

ϵ в эв, i_s , а;

$V = sl$ — объем газа, пронизываемого пучком лучей, см^3 .

Мощность дозы, по определению, (см. § 6-1) равна:

$$P_D = I_0 \cdot \frac{\gamma}{\rho} = \frac{i_s \cdot e}{V \cdot \rho} \cdot 10^7 [\text{эрг/г} \cdot \text{сек}]. \quad (6-32)$$

Если мощность дозы относить к см^3 , то

$$\dot{P}_D = I_0 \gamma = \frac{i_s e}{V} \cdot 10^7 [\text{эрг/см}^3 \cdot \text{сек}] \quad (6-33)$$

или, так как механический эквивалент рентгена равен $0,114 \text{ эрг/см}^3$ (см. § 6-20):

$$P_D = \frac{i_s \cdot e}{0,114 V} \cdot 10^7 [\text{р/сек}]. \quad (6-34)$$

Зависимость ионизации от качества излучения, очевидно, связана с зависимостью величин ϵ и γ от длины волны лучей.

Измерение величины работы образования пары ионов ϵ и зависимости ее от длины волны излучения производились многими исследователями путем сравнения ионизационного и тепловых действий рентгеновских лучей при различных длинах волн. Оказалось, что эта величина практически не зависит от длины волны и наиболее вероятное ее значение для воздуха

$$\epsilon \approx 34 \text{ эв}.$$

Коэффициент электронного преобразования $\gamma = \tau + \sigma_e$, как мы видели (§ 5-13), в сильной степени зависит от длины волны лучей, а именно: коэффициент поглощения по формуле Аллена (§ 5-13):

$$\frac{\tau}{\rho} = 1,32 \lambda^{2,92} \frac{Z^4}{A} \cdot 10^{-2}, \quad (6-35)$$

и коэффициент электронного преобразования при рассеянии по Комптону:

$$\sigma_e = \sigma_0 \frac{\alpha}{(1 + 2\alpha)^2}, \quad (6-36)$$

где σ_0 — классический коэффициент рассеяния и $\alpha = \frac{0,0243}{\lambda}$.

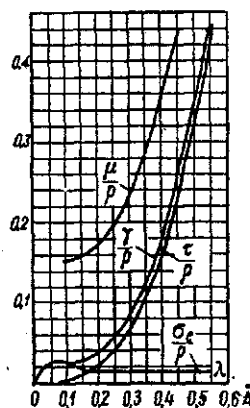


Рис. 6-23. Коэффициенты ослабления $\frac{\mu}{\rho}$, поглощения $\frac{\tau}{\rho}$, комптоновского поглощения $\frac{\sigma_e}{\rho} = \frac{\sigma_0}{\rho} \cdot \frac{\alpha}{(1+2\alpha)^2}$ и электронного преобразования $\frac{\gamma}{\rho}$ в воздухе в зависимости от длины волны.

Влияние электронов отдачи на ионизацию ничтожно при больших длинах волн и делается преобладающим при коротких волнах, как видно из следующей таблицы:

$\lambda \text{ Å}$	1,0	0,5	0,3	0,2	0,1	0,02
$\frac{\sigma_e}{\tau}$	0,002	0,024	0,18	0,8	9	1000

На рис. 6-23 даны кривые зависимости от длины волны: массового коэффициента ослабления $\frac{\mu}{\rho}$, истинного поглощения $\frac{\tau}{\rho}$, комптоновского поглощения $\frac{\sigma_e}{\rho}$ и электронного преобразования $\frac{\gamma}{\rho}$ для воздуха.

Зависимость ионизации от рода газа и его физического состояния. В качестве ионизуемого газа обычно применяют атмосферный воздух. Это объясняется тем, что эффективный атомный номер воздуха ($Z_{\text{возд}}=7,64$) близок к эффективному атомному номеру биологической ткани ($Z_{\text{ткань}}=7,42$), т. е. эти материалы эквивалентны друг другу. Поэтому поглощение рентгеновских и γ -лучей в одинаковых массах ткани и воздуха приблизительно одинаково. Для увеличения ионизационного действия рентгеновских лучей иногда в качестве ионизуемой среды применяют более тяжелые газы, чем воздух.

В этом случае надо знать выход электронов при поглощении рентгеновских лучей. В табл. 6-3 приведена относительная ионизация i , т. е. отношение тока ионизации различных газов к току ионизации воздуха (2-й столбец), отношение относительной ионизации i к коэффициенту поглощения τ (3-й столбец) и работа образования пары ионов $\epsilon = \frac{\tau}{i}$ для K_α -излучения меди ($\lambda=1,54 \text{ Å}$).

Таблица 6-3

Ионизационное действие рентгеновских лучей в различных газах

Газ	l	$\frac{l}{\tau}$	ϵ	Газ	l	$\frac{l}{\tau}$	ϵ
Воздух	1	1	1	C_2H_{14}	1,65	1,50	0,667
N_2	0,743	0,993	1,007	C_2H_5Cl	18,74	1,31	0,763
O_2	1,438	1,103	0,906	$CHCl_3$	52,7	1,285	0,778
CO_2	1,535	1,035	0,966	CCl_4	73,8	1,33	0,752
H_2S	14,96	1,41	0,709	$Zn(CH_3)_2$	18,9	1,37	0,740
Ar	21,80	1,320	0,757	C_2H_5Br	35,3	1,31	0,763
C_2H_{12}	1,32	1,45	0,690	CH_3J	187,3	1,36	0,735

Применение некоторых из этих газов сопряжено с экспериментальными трудностями, связанными с химическим действием их на изоляцию и материалы ионизационной камеры. Поэтому иногда для увеличения ионизации повышают давление воздуха в ионизационной камере, так как ток ионизации пропорционален массе газа и, следовательно, его давлению (при постоянной температуре); коэффициент истинного поглощения

$$\tau = \left(\frac{\tau}{\rho} \right) \rho \quad (6-37)$$

изменяется в зависимости от давления p и температуры воздуха t по закону:

$$\tau = \tau_n \frac{p}{p_n} = \frac{\tau_n p}{p_n} \frac{273}{273 + t}, \quad (6-38)$$

где значок n указывает, что данная величина относится к нормальным условиям ($p=760$ мм рт. ст. и $t=0^\circ C$).

Определение ионизируемого рентгеновскими лучами объема газа представляет значительные трудности. Очевидно, объем ионизируемого газа определяется сечением пучка лучей и длиной воздушного столба, пронизываемого этим пучком лучей. Так как исследуемый пучок лучей производит ионизацию воздуха на всем пути своего распространения от оболочки трубки, то при измерении ионизационного действия лучей необходимо каким-либо образом точно ограничить тот объем воздуха, ионизация которого измеряется. Для этой цели служат специальные приборы — ионизационные камеры плоские и цилиндрические.

Ионизационная камера, изображенная на рис. 6-24, состоит из плоского конденсатора, образованного двумя алюминиевыми пластинками P_1 и P_2 толщиной 1 мм, расстояние между которыми равно 20 мм. Конденсатор находится внутри латунного

измерительного электрода P_2 окружен рамой P_3 («экраным кольцом») для создания однородного поля между пластинками конденсатора. При этом измеряется ток ионизации, возникающий в области измерительного электрода — пластины P_2 . Свинцовый диск D толщиной 10 мм с отверстием диаметром 8 мм выделяет измеряемый пучок лучей. Измерение тока ионизации осуществляется наблюдением времени разряда струнного электрометра известной емкости, соединенного с пластинкой P_2 . Таким образом, в этой камере измеряется только та ионизация, которая происходит за счет энергии рентгеновских лучей, поглощенных в объеме

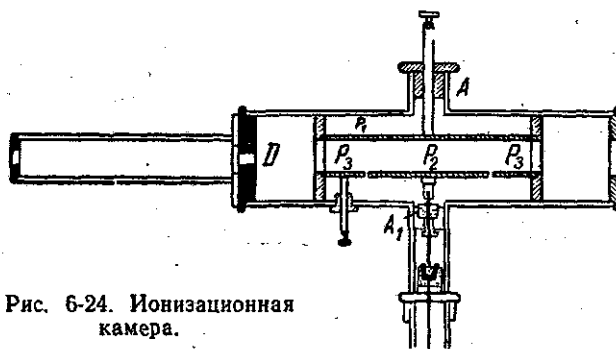


Рис. 6-24. Ионизационная камера.

столба воздуха, сечение которого определяется входным отверстием в диске D и длиной измерительного электрода P_2 .

Влияние посторонних факторов на величину измеряемого ионизационного тока. При рассмотрении фотографии Вильсона (рис. 6-22) можно видеть, что процесс ионизации газа рентгеновскими лучами осуществляется в основном фотоэлектронами и электронами отдачи, которые, обладая большими скоростями, описывают длинные траектории и на своем пути в газе создают большое число ионов. Поэтому пространство, необходимое для того, чтобы использовать всю ионизационную способность фотоэлектронов, простирается далеко от объема газа, непосредственно пронизываемого рентгеновскими лучами; так при длине волны $\lambda = 1,5\text{Å}$ ширина области, в которую достигают фотоэлектроны, равна 209 мм. Поэтому быстрые фотоэлектроны не могут израсходовать всю свою кинетическую энергию на ионизацию молекул воздуха в малой камере (рис. 6-24), так как они очень скоро попадают на пластинки конденсатора или стенки камеры. Следовательно, ток ионизации, измеряемый в такой камере, не учитывает всех ионов, которые могут возникнуть при тех же условиях в большой камере.

Таким образом, для точного измерения ионизации действия рентгеновских лучей необходимо обеспечить полное использование энергии первичных электронов для ионизации газа, раньше чем они достигнут стенок камеры или пластинок конденсатора.

Кроме того, для получения чистого эффекта ионизации газа необходимо исключить возможность попадания рентгеновских лучей на электроды или стенки камеры, так как возникающие при этом фотоэлектроны из этих материалов будут производить дополнительную ионизацию газа и тем искажать результаты измерений.

Края окна в диафрагме, ограничивающей измеряемый пучок лучей, и алюминиевые листочки, закрывающие окно, всегда являются источником рассеянных лучей и добавочных фотоэлектронов. Очевидно, влияние окна должно быть при точных измерениях также исключено. Это достигается отдалением входного окна на большое расстояние от измерительного объема (рис. 6-24).

6-19. Ионизационные камеры

Измерение ионизационного тока, возникающего под действием рентгеновских лучей, как выяснено в предыдущем параграфе, необходимо производить:

- 1) при токе насыщения;
- 2) при отсутствии влияния стенок и окон камеры;
- 3) при полном использовании ионизирующей способности электронов, освобождаемых из газа излучением.

Первое требование выполняется выбором напряжения на электродах камеры, обеспечивающего ток насыщения.

Второе условие — отсутствие влияния стенок — достигается тем, что внутренняя поверхность их покрывается веществами, эффективный атомный номер которых равен или близок эффективному номеру примененного газа (для воздуха можно покрыть стенки графитом с примесью 3% кремния). Влияние рассеянного излучения и фотоэлектронной эмиссии из вещества входного и выходного окон камеры устраняется размещением их на большом расстоянии от измерительного электрода, а также введением дополнительных охранных электродов, которые отводят к земле заряды, приносимые ионами, возникающими вследствие влияния окон. Другое назначение этих охранных электродов будет указано ниже.

Наконец использование полной ионизирующей способности быстрых фотоэлектронов и электронов отдачи в различных типах камер достигается различным образом.

Ниже дается описание устройства и принципа действия некоторых нормальных и практических ионизационных камер.

Нормальные ионизационные камеры

При абсолютных и точных измерениях дозы или мощности дозы рентгеновского или γ -излучений пользуются, так называемыми нормальными ионизационными камерами цилиндрического или плоского типа, конструкции которых удовлетворяют всем указанным выше требованиям.

1. На рис. 6-25 представлен схематический чертеж цилиндрической нормальной камеры для измерения излучений средней жесткости (от 50 до 250 кэ).

Диаметр камеры делается таких размеров, чтобы все (или почти все) фотоэлектроны и электроны отдачи, возникающие

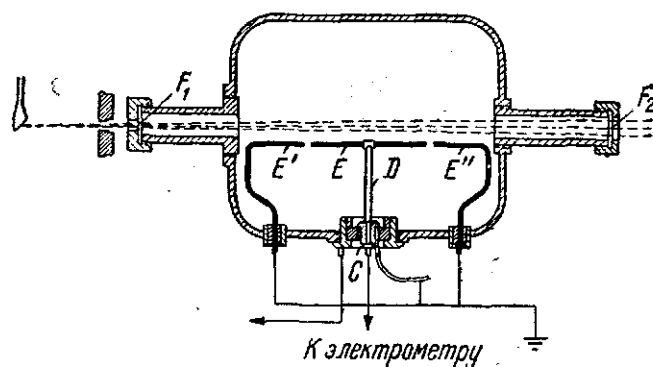


Рис. 6-25. Нормальная ионизационная камера.

в измерительном объеме воздуха, и разлетающиеся во все стороны, могли израсходовать всю свою кинетическую энергию на ионизацию молекул воздуха, не достигнув ее стенок. Однако в этом случае (см. табл. 5-1, столбец 7) размеры камеры получаются чрезмерно большими. Так, для напряжения 200 кэ диаметр камеры должен быть 1300 мм. Практически оказывается, что такие размеры не нужны, так как при жестких лучах ионизация производится, главным образом, электронами отдачи, скорости которых значительно меньше, и следовательно, можно уменьшить и размеры камеры. Исследования показывают, что влияние диаметра камеры на величину ионизационного тока становится очень малым (около 5%) при диаметре камеры больше 100 мм (рис. 6-26). Поэтому достаточно точные результаты измерений можно получить, приняв диаметр камеры в 250—350 мм; при этом ошибка не превышает 2%.

Внутренние поверхности стенок камеры покрываются веществом с эффективным атомным номером $Z_{\text{эфф}}$, близким к эффективному атомному номеру воздуха $Z_{\text{взд}} = 7,64$, чтобы эмиссия

электронов из стенок под действием квантов рассеянного излучения была такой же, как и в воздухе.

Отверстия входного F_1 и выходного F_2 отростков закрыты тонкими целлулоидными пластинками и удалены от рабочей части камеры, чтобы рассеянные окнами лучи не проникали в последнюю.

Параллельно оси камеры расположено три электрода (алюминиевые стержни диаметром 5—8 мм) — измерительный электрод E , укрепленный в стенке камеры с помощью держателя D и янтарного изолятора C , и два вспомогательных электрода E' и E'' , изолированных эбонитовыми втулками. Назначение этих электродов, во-первых, точно ограничивать «действующий» объем газа (на рис. 6-27 заштрихован), так как благодаря им силовые линии поля получают форму прямых, перпендикулярных пучку лучей (рис. 6-27), и, во-вторых, отводить к земле заряды ионов, образующихся в прилегающем к ним объеме газа.

Измерения с помощью нормальных камер производятся только в крупных рентгенометрических лабораториях и служат для градуировки практических дозиметров.

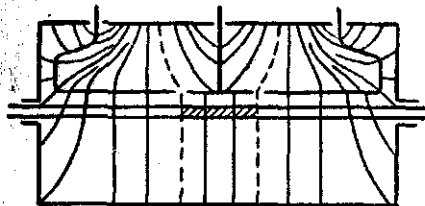


Рис. 6-27. Распределение силовых линий поля в камере с экранными электродами.

Интенсивность излучения изменяются на пути между входной диафрагмой и собирающим (измерительным) электродом. Поэтому камера должна позволять свести до минимума поглощение в воздухе и определять соответствующие поправки. На рис. 6-28 показана схема нормальной ионизационной камеры для мягких рентгеновских лучей американского бюро стандартов, а на рис. 6-28 камера ВНИИМ [Л 118].

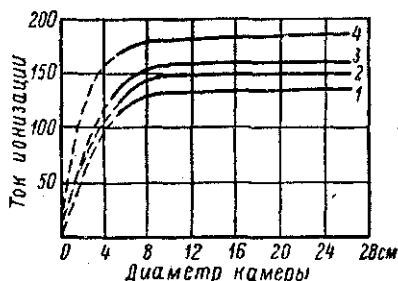


Рис. 6-26. Зависимость тока ионизации от диаметра камеры при лучах различного качества.

1 — 100 кВ, фильтр 2 мм Al; 2 — 150 кВ, 0,5 мм Cu+1 мм Al; 3 — 165 кВ, 0,75 мм Cu+1 мм Al; 4 — 190 кВ, 2 мм Cu+1 мм Al.

2. Нормальные ионизационные камеры для мягких рентгеновских лучей (от 10 до 50 кВ) обычно делаются с плоскими электродами и по конструкции несколько отличаются от выше описанной камеры.

Так как мягкое излучение заметно поглощается в воздухе, то спектральный состав и

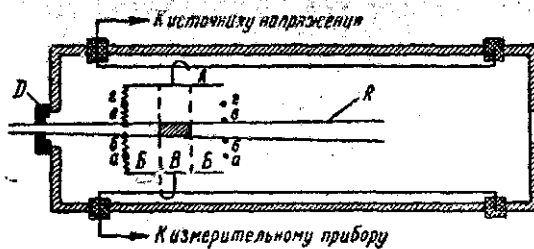


Рис. 6-28. Нормальная ионизационная камера для мягких рентгеновских лучей с плоскими электродами.

D — диафрагма; *R* — пучок рентгеновских лучей; *а, б, в, г* — алюминиевые охранные проволоочки.

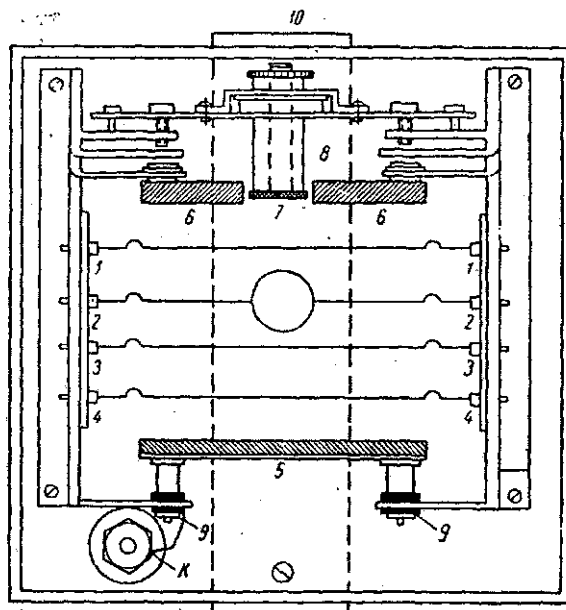


Рис. 6-29. Схема нормальной мягколучевой ионизационной камеры ВНИИМ.

1, 2, 3, 4 — алюминиевые охранные проволоочки; *К* — зажим для подачи потенциала на электрод; *5* — высокопотенциальный электрод; *6* — охранный электрод; *7* — измерительный электрод; *8* — янтарный изолятор; *9* — эбонитовый изолятор; *10* — провод, соединяющий измерительный электрод с нитью электрометра.

Для создания равномерного поля между электродами камеры предусмотрены четыре алюминиевые рамки, сделанные из проволочек диаметром 0,2 мм, которые укреплены на изоляционных пластинках и соединены между собою и с электродами камеры пятью последовательно включенными сопротивлениями в 10—12 Мом каждое. Эти охранные проволочки позволяют использовать более узкие охранные пластины *Б* и таким образом уменьшить расстояние между диафрагмой и собирающим электродом *В*.

Расстояние между электродами камеры должно быть достаточным, чтобы траектории фотоэлектронов заканчивались в воздухе не доходя до электродов. На рис. 6-30 даны кривые зависимости минимального расстояния между электродами камеры от возбуждающего напряжения на трубке.

Вся система электродов может смещаться вдоль оси камеры, что позволяет определить поправки на поглощение в воздухе, которые, например, при 15 кВ на трубке могут достигать 3% на 1 см. С той же целью камера ВНИИМ укрепляется на измерительной скамье в специальном штативе, обеспечивающем ее перемещение по трем взаимноперпендикулярным направлениям, а также вращение вокруг вертикальной оси.

3. Образцовая ионизационная камера для жестких рентгеновских лучей (250—3000 кВ) ВНИИМ [Л. 81].

С ростом жесткости рентгеновского излучения возникают все большие трудности при конструировании ионизационных камер. Основная трудность обусловлена высокой проникающей способностью жесткого излучения и большими длинами пробегов электронов, возникающих при поглощении этого излучения. На рис. 6-31 приведена диаграмма пробегов электронов в см, вылетающих под разными углами при энергиях фотонов $h\nu = 3 \text{ Мэв}$ в воздухе при атмосферном давлении. Из диаграммы видно, что электроны уходят в сторону от оси пучка лучей на 2,70 м, и в направлении пучка на 13 м.

Для обеспечения основного условия работы эталонной ионизационной камеры — полного использования ионизационной способности электронов — в рассматриваемой камере давление воздуха было повышено до 20 ат с целью снижения ее габаритов. При этом длина пробега электронов сокращается в 20 раз и

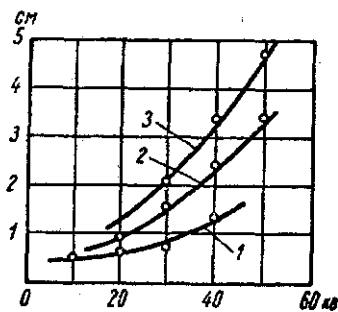


Рис. 6-30. Зависимость минимального расстояния между пластинами камеры от постоянного возбуждающего напряжения трубки с 0,5 мм Ве — окном

1 — без фильтра; 2 — фильтр 0,1 мм Al; 3 — фильтр 1 мм Al.

камера получает практически приемлемые размеры (рис. 6-32). Ионизационная камера с плоскими электродами помещается в стальном цилиндре, диаметром 75 см и длиной 210 см, в днищах которого сделаны входная и выходная диафрагмы, закры-

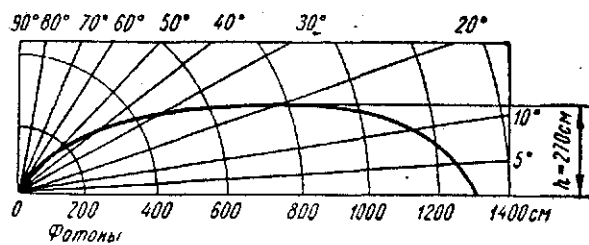


Рис. 6-31. Пробег электронов (в см), вылетающих под различными углами ($h\nu=3$ Мэв).

тые алюминиевыми пластинами толщиной 2,5 мм. Длина высоковольтного электрода 750 мм, длина измерительного электрода

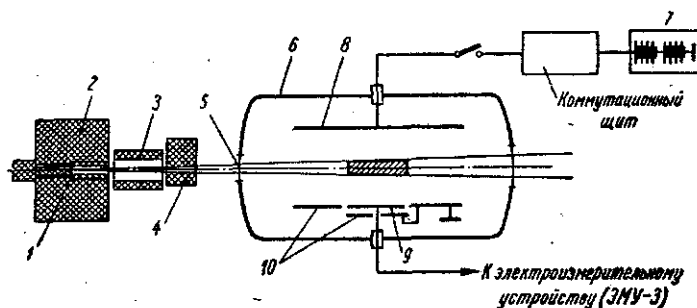


Рис. 6-32. Схема образцовой ионизационной камеры для жестких лучей ($h\nu=0,25-3$ Мэв).

1 — исследуемый радиоактивный препарат; 2 — защитный блок; 3 — неподвижная диафрагма; 4 — поворотная калиброванная диафрагма; 5 — окно для входа лучей; 6 — бак камеры; 7 — потенциальная батарея 15 кВ; 8 — потенциальный электрод; 9 — измерительный электрод; 10 — защитные электроды.

250 мм и каждого из защитных электродов 300 мм. Расстояние между электродами и ширина их 400 мм.

Для выравнивания поля применены, проволочные алюминиевые рамки, расположенные на расстоянии 2 см друг от друга и соединенные между собою и с электродами сопротивлениями в 1 Мом каждая. Напряжение на электродах около 20 кВ.

Для диафрагмирования пучка лучей, входящих в камеру, применена сложная система свинцовых блоков. На рис. 6-32

показана такая система блоков, применяющаяся при измерениях излучения радиоактивных препаратов, которые помещаются в свинцовый цилиндр 2 диаметром 350 мм и высотой 500 мм. Защитная диафрагма 2 и поворотная диафрагма 4 сделаны также из свинца и служат для закрывания входной диафрагмы камер.

Практические ионизационные камеры

При практических измерениях обычно пользуются так называемыми стеночными камерами, которые облучаются не через диафрагмы, а непосредственно через стенки.

Заметим, что чем больше ионизуемый объем воздуха в стеночной камере, тем больше образуется в ней ионов. Поэтому для измерения малых мощностей дозы используют большие камеры (от 0,5 до 5 литров), для измерения больших доз используются малые камеры, так называемые, наперстковые камеры, объемом в несколько $см^3$, а иногда долей $см^3$. В этом случае к материалам стенок камеры и измерительного электрода предъявляются специальные требования, так как стенки камеры, с одной стороны, ослабляют интенсивность лучей и, с другой, являются источником дополнительных фотоэлектронов. Первый эффект уменьшает, а второй увеличивает ионизационный ток.

Так как поглощение лучей и испускание фотоэлектронов и электронов отдачи в сильной степени зависят от атомного номера облучаемого вещества, то, очевидно, можно выбрать такие материалы для стенок камеры и измерительного электрода, при которых указанные действия их будут компенсировать друг друга в том или ином интервале спектра. Компенсация может быть достигнута, если стенки камеры сделать из того же вещества, которое в газообразном состоянии наполняет камеру. Практически стенки камеры выполняются из вещества, эффективный атомный номер которого равен эффективному атомному номеру наполняющего газа, в большинстве случаев воздуха. Эффективный атомный номер сложного вещества может быть вычислен по формуле:

$$Z_{эфф} = \sqrt[3]{\frac{a_1 Z_1^4 + a_2 Z_2^4 + \dots}{a_1 Z_1 + a_2 Z_2 + \dots}}, \quad (6-39)$$

где

Z_1, Z_2, \dots — атомные номера элементов, входящих в состав сложного тела;

a_1, a_2, \dots — весовые количества их в единице объема.

Если стенки камеры сделаны не из воздушноэквивалентного материала, то ионизационный ток в камере будет различным при облучении ее излучениями различной жесткости, но одной

и той же дозы. Это объясняется тем, что кванты различной энергии по-разному поглощаются в стенках камеры и в воздухе.

Зависимость ионизационного тока в камере от жесткости излучения называется «ходом с жесткостью».

Влияние вещества наперстковой камеры на ионизацию в зависимости от эффективной длины волны излучения показано кривыми рис. 6-33, полученными путем сравнения с показаниями нормальной большой камеры. Здесь кривая I относится к камере, сделанной из технического графита с примесями, толщина стенок 3 мм; кривая II — к камере из чистого графита; III —

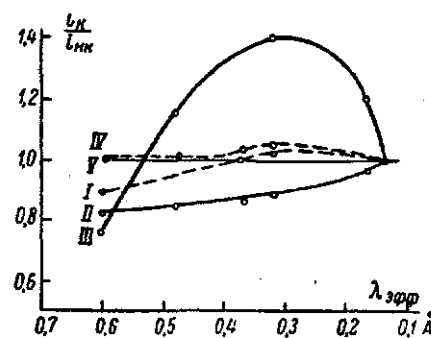


Рис. 6-33. Зависимость отношения ионизационного тока i_k различных наперстковых камер к току ионизации нормальной камеры $i_{нк}$ от длины волны.

к алюминиевой камере с толщиной стенок в 0,18 мм; IV — к камере из чистого графита с добавлением 4% кремния; V — к камере из чистого графита с добавлением 3% кремния.

Из этих кривых видно, что показания камеры из чистого графита ($Z=6$) ниже, чем показания нормальной камеры, так как ослабление превалирует над испусканием фотоэлектронов по сравнению с воздухом ($Z_{эфф}=7,64$); в камерах из технического графита с примесью 4% кремния ($Z=14$) при мягких лучах

превалирует поглощение, а при жестких — эмиссия фотоэлектронов; та же картина, но более резко выраженная, и в камере из алюминия. Камера из чистого графита с примесью 3% кремния дает наилучшие результаты: в изученной области длин волн показания ее не зависят от длины волны. Приблизительно такие же результаты дает камера, сделанная из чистого бакелита с графитированной внутренней поверхностью.

На рис. 6-34 дана зависимость поправочного множителя к показаниям различных наперстковых камер от энергии квантов рентгеновского излучения [Л. 166]. Оказалось, что при энергиях около 100 кэв все камеры дают большие ионизационные токи (поправочные множители меньше единицы), что объясняется испусканием дополнительных фотоэлектронов из алюминиевых частей камеры. При очень мягком излучении, наоборот, ток в камере быстро падает, так как излучение сильно поглощается стенками.

На рис. 6-35 показана наперстковая камера. Она состоит из гильзы H, сделанной из пластмассы, внутренняя поверхность которой покрыта проводящим слоем графита, графитовой

стержня *E*, закрепленного в латунном держателе *M* и изолированного янтарной втулкой *B*. Внутренний графитовый электрод *E* вместе с держателем *M* соединены с кабелем *K*, обла-

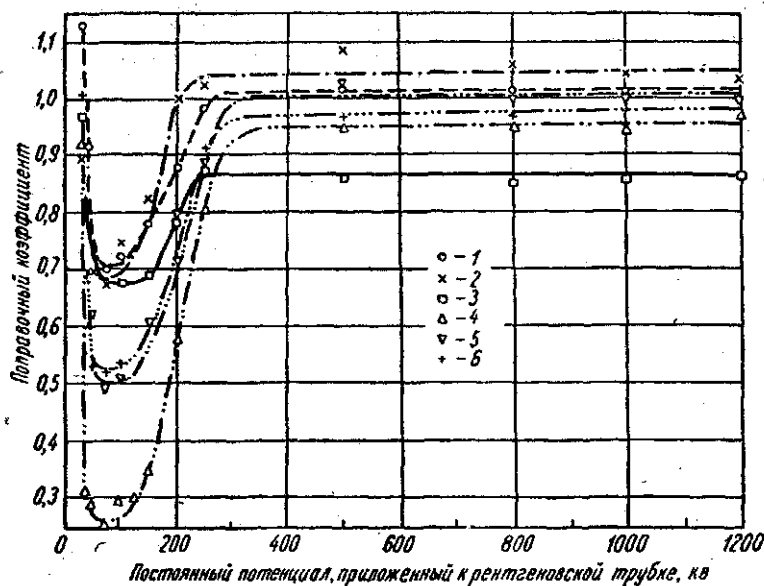


Рис. 6-34. Зависимость поправочного коэффициента от энергии рентгеновских лучей для различных дозиметров:

1 — карманный дозиметр «Викторин»; 2 — карманный дозиметр *IdI*; 3 — карманный дозиметр Келекет; 4 — дозиметр Бекмана; 5 — кембриджский дозиметр; 6 — дозиметр Келект.

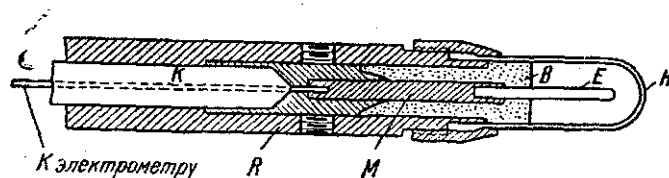


Рис. 6-35. Наперстковая ионизационная камера.

дающим высокой изоляцией, ведущим к измерительному устройству. Проводящая внутренняя поверхность гильзы *H* соединяется с заземленной латунной трубкой *R*.

6-20. Измерение ионизационных токов в камерах

Величина ионизационных токов, возникающих в камере под действием рентгеновских лучей, обыкновенно бывает чрезвычайно малой, порядка 10^{-9} — 10^{-15} а и может быть измерена

гальванометрически (до 10^{-11} а) или электрометрическим путем (до 10^{-15} а). Измерение ионизационных токов обычно производится по одной из следующих схем:

1. Схема разряда. Известная емкость C измерительной установки заряжается до определенного потенциала U_1 и затем разряжается притекающими ионами, возникающими в ионизационной камере, до определенного потенциала U_2 за время t ; тогда, если интенсивность падающего излучения оставалась неизменной в течение времени t , средний ионизационный ток будет:

$$i = \frac{C(U_1 - U_2)}{t}. \quad (6-41)$$

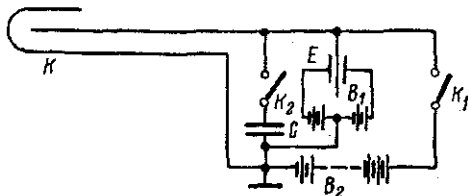


Рис. 6-36. Схемы электрометрического измерения ионизационного тока по методу «разряда».

K — ионизационная камера; E — струнный электрометр; B_1 — аккумуляторная батарея для подачи напряжения на ножи электрометра; B_2 — батарея для подачи напряжения на измерительный электрод.

На рис. 6-36 показана схема электрометрического измерения по методу «разряда».

Ключами K_1 и K_2 подается потенциал на измерительный электрод и электрометр и заряжается конденсатор C , затем ключ K_1 размыкается

и отмечается время разряда конденсатора C от начального потенциала U_1 до некоторого потенциала U_2 , что наблюдается по отклонению нити электрометра в микроскоп. Предварительной градуировкой электрометра определяется его постоянная a (число делений на 1 в); тогда по наблюдаемому отклонению нити на a делений находим:

$$U_1 - U_2 = \frac{a}{a} [в]$$

и

$$i = \frac{C \cdot a}{a \cdot t} \cdot 10^{-12} [а], \quad (6-42)$$

если C измерено в пф.

Определение емкости измерительной системы (в несколько пикофарад) представляет значительные трудности и вносит ошибки. Поэтому эти схемы часто заменяются более удобными схемами.

2. Схема постоянного отклонения. Здесь (рис. 6-37) обозначения те же, что и на рис. 6-36. Нить электрометра E соединена с измерительным электродом Q камеры K и через большое сопротивление R (около 10^{10} ом) — с землей. От аккумуляторной батареи B_2 , положительный полюс которой также отведен к земле, подается потенциал на корпус камеры. При постоянстве интенсивности падающего на камеру излучения через

сопротивление R течет постоянной силы ток i . Потенциал измерительного электрода Q равен падению напряжения на сопротивлении R :

$$U = iR.$$

Если наблюдаемое при этом отклонение нити электрометра равно α делений, а постоянная электрометра составляет a делений на 1 в, то

$$i = \frac{U}{R} = \frac{\alpha}{aR}. \quad (6-43)$$

Изменяя величину сопротивления R , можно менять чувствительность измерительной установки. Эта схема удобна тем, что

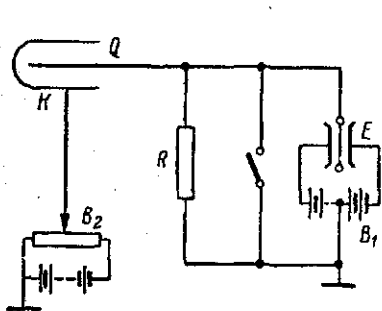


Рис. 6-37. Принципиальная схема «постоянного отклонения».

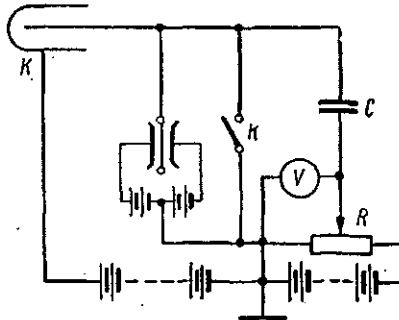


Рис. 6-38. Принципиальная схема Таунсенда.

дает непрерывную регистрацию интенсивности рентгеновского излучения, и показания электрометра могут быть предварительно проградуированы в рентгенах в секунду или рентгенах в минуту.

3. Компенсационная схема Таунсенда. В этой схеме (рис. 6-38) измерение количества отделившегося электричества производится путем компенсации заряда измерительного электрода, задаваемого образцовым конденсатором C . При замкнутом ключе K заряжается конденсатор C до определенного потенциала U_0 , измеряемого вольтметром V , затем размыкается ключ K и смещается движок реостата R влево до нуля; тогда измерительный электрод будет иметь потенциал U_0 . При ионизации газа в камере под действием рентгеновских лучей на измерительный электрод поступают ионы газа и снижают его потенциал до нуля за время t . Тогда средний ионизационный ток определяется формулой:

$$i = \frac{CU_0}{t}. \quad (6-44)$$

Достоинство этого метода заключается в том, что измерительная емкость легко может быть определена точно.

потенциал измерительного электрода близок нулю, что уменьшает влияние утечек в изоляции схемы, наконец, измерительный прибор (электрометр) является указателем нуля и потому отпадает необходимость его градуировки.

В большинстве практических ионизационных рентгенометров применены схемы «разряда» и схема постоянного отклонения; схема Таунсенда применяется, главным образом, при контрольных измерениях и градуировках практических рентгенометров в рентгенометрических лабораториях.

6-21. Единицы измерения рентгеновского излучения

Основной единицей для измерения рентгеновского излучения принята единица дозы, причем определение ее дано на основе естественного свойства атмосферного воздуха ионизоваться под действием рентгеновских лучей, подобно тому как при определении единицы теплоты (калории) принято естественное свойство воды — ее теплоемкость.

Этой единице присвоено наименование «рентген» и обозначение — r .

Определение рентгена дано в ГОСТ 8848-58: рентген — это доза рентгеновского или гамма-излучений в воздухе, при которой сопряженная корпускулярная эмиссия (т. е. электроны) на 0,001293 грамма воздуха¹ производит в воздухе ионы, несущие заряд в одну электростатическую единицу количества электричества каждого знака.

Единица «рентген» может применяться для излучений с энергиями квантов до 3 Мэв.

Из определения рентгена легко вычислить его механический эквивалент. Действительно, при дозе в 1 r в воздухе образуется

$$\frac{1}{4,802 \cdot 10^{-10}} = 2,08 \cdot 10^9 \text{ пар ионов на } 1 \text{ см}^3 \text{ или}$$

$$\frac{2,08 \cdot 10^9}{0,001293} = 1,61 \cdot 10^{12} \text{ пар ионов на } 1 \text{ г воздуха.}$$

Здесь $4,802 \cdot 10^{-10}$ CGSE — заряд однократно заряженного иона, равный заряду электрона.

Далее, так как средняя работа образования пары ионов в воздухе равна 34 эв ($1 \text{ эв} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$), то дозе в 1 r соответствует поглощенная в 0,001293 г (1 см^3) воздуха энергия: $W_p = 2,08 \cdot 10^9 \cdot 34 \cdot 7,07 \cdot 10^{10} \text{ эв/см}^3 \approx 0,114 \text{ эрг/см}^3$ или 0,114 эрг на 0,001293 г воздуха.

Очевидно при дозе в 1 r в одном грамме воздуха поглощается энергия, равная $\frac{0,114}{0,001293} \approx 88 \text{ эрг/г}$.

¹ 0,001293 г — это масса 1 см³ сухого воздуха при 0° С и 760 мм рт. ст. (т. е. плотность воздуха при 0° С $\rho = 0,001293 \text{ г/см}^3$).

Дозу в воздухе D , измеренную в рентгенах или эрг/г , не следует смешивать с энергией, действительно поглощенной в какой-либо другой среде. С помощью измерения дозы в воздухе мы можем охарактеризовать лишь падающую на среду энергию излучения, но зная эту падающую энергию, можно найти и поглощенную энергию в облучаемом веществе.

Поэтому дозу в воздухе, измеренную в рентгенах или эрг/г , называют дозой облучения $D_{\text{обл}}$ или экспозиционной дозой, а энергию рентгеновского излучения, поглощенную единицей массы любого облучаемого вещества, называют поглощенной дозой излучения $D_{\text{полг}}$. Единицей поглощенной дозы является «рад». Один рад равен 100 эрг на 1 г облучаемого вещества.

По новому ГОСТ 8848-63, вступившему в силу 1 июля 1964 г., единицей экспозиционной дозы рентгеновского и гамма-излучений установлен — КУЛОН НА КИЛОГРАММ (к/кг) — «экспозиционная доза рентгеновского и гамма-излучений, при которой сопряженная корпускулярная эмиссия на килограмм сухого атмосферного воздуха производит в воздухе ионы, несущие заряд в один кулон электричества каждого знака».

Единицей поглощенной дозы является ДЖОУЛЬ НА КИЛОГРАММ (дж/кг) — «поглощенная доза излучения, измеряемая энергией в один джоуль любого вида ионизирующего излучения, переданной массе в один килограмм облучаемого вещества».

«Рентген» и «рад» допускаются как внесистемные единицы экспозиционной дозы рентгеновского и гамма-излучений и поглощенной дозы любого вида излучения соответственно.

Соотношение между указанными единицами:

$$\begin{aligned} 1 \text{ рад} &= 10^{-2} \text{ дж/кг}; & 1 \text{ рад/сек} &= 10^{-2} \text{ вт/кг}; \\ 1 \text{ р} &= 2,57976 \cdot 10^{-4} \text{ к/кг}; & 1 \text{ р/сек} &= 2,57976 \cdot 10^{-4} \text{ а/кг}; \\ 1 \text{ к/кг} &\approx 3876 \text{ р}; & 1 \text{ а/кг} &\approx 3876 \text{ р/сек}. \end{aligned}$$

Величина поглощенной дозы определяется не только дозой облучения, но и составом облучаемого объекта. При этом поглощенная доза связана с числом ионизаций на единицу массы воздуха J_m (с дозой облучения) следующим уравнением:

$$D_{\text{полг}} = \epsilon s J_m [\text{эрг/г}], \quad (6-40)$$

где

ϵ — средняя работа образования пары ионов в воздухе;
 s — отношение массовых коэффициентов электронного преобразования в облучаемом веществе и воздухе

$$s = \frac{\left(\frac{\gamma}{\rho}\right)_{\text{среды}}}{\left(\frac{\gamma}{\rho}\right)_{\text{возд.}}}$$

Так как коэффициент γ пропорционален плотности вещества и растет с увеличением Z , то энергия, поглощенная единицей массы облучаемого вещества, пропорциональна его плотности и растет с увеличением его атомного номера.

Биологическая ткань, например, эквивалентна воздуху по эффективному атомному номеру $Z_{эф.}^1$ и так как плотность ее примерно в 770 раз больше, чем плотность воздуха, то дозе в воздухе, равной 1 рентгену, соответствует доза в ткани:

$$D_{тк} = 0,114 \cdot 770 \approx 88 \text{ эрг/г},$$

т. е. 1 г ткани и 1 г воздуха поглощают приблизительно одинаковую энергию.

Производной единицей от рентгена является единица мощности дозы, которая обозначается $p/\text{сек}$ ($p/\text{мин}$) или $\text{эрг/г} \cdot \text{сек}$ ($\text{эрг/см}^3 \cdot \text{сек}$).

Интенсивность излучения измеряется в $\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ ($p \cdot \text{см/сек}$).

Доза, мощность дозы и интенсивность лучей являются основными величинами в рентгенометрии.

В заключение приведем количественное соотношение между поглощенной дозой и дозой облучения. Так как непосредственное измерение поглощенной дозы в общем случае невозможно, то ее определяют на основании измерений дозы облучения.

Поглощенная доза, $D_{\text{полг.}}$, в радях и доза облучения, $D_{\text{обл.}}$, в рентгенах связаны между собою соотношением

$$D_{\text{полг.}} = \xi \cdot D_{\text{обл.}}$$

где $D_{\text{полг.}}$ — поглощенная доза в данном веществе;

$D_{\text{обл.}}$ — доза облучения, измеренная в воздухе;

ξ — коэффициент пропорциональности, зависящий от рода поглощающего вещества и энергии излучения.

В табл. 6-4 приведены значения множителя ξ для воды, костей и биологической ткани.

Таблица 6-4

Числовые значения коэффициента ξ

Характеристика излучения		$\xi = \frac{D_{\text{полг.}}}{D_{\text{обл.}}} \text{ [рад/Р]}$			
Напряжение на трубке, кВ	Слой поглощения (Cu) мм	воздух	вода	мягкая ткань	костная ткань
100	0,25	0,88	0,91	0,94	3,1
150	0,40	0,88	0,92	0,94	2,7
200	0,50	0,88	0,94	0,95	2,1
250	1,0	0,88	0,95	0,95	1,8
280	1,7	0,88	0,96	0,96	1,4
400	4,2	0,88	0,97	0,97	1,1

¹ $Z_{эф.}$ для воздуха равен 7,64; для воды, крови и мышц — 7,42, для жира — 5,9 и для кости — 13,8.

6-22. Практические дозиметры (рентгенометры)

Для практических измерений применяются переносные приборы, которые позволяют производить лишь относительные измерения. Такие приборы градуируются в рентгенах путем сравнения с нормальной установкой и снабжаются соответствующим удостоверением с указанием постоянной прибора. Из большого числа типов практических рентгенометров рассмотрим устройство и принцип действия двух типов приборов, имеющих широкое применение.

1) Универсальный дозиметр ГРИ (УДГРИ). Этот дозиметр (рис. 6-39), имеющий распространение в СССР, разработан Я. Л. Шехтманом в Центральном научно-

исследовательском институте рентгенологии и радиологии в Москве. Работает он по схеме разряда емкости и состоит из одноконтинного электрометра и набора сменных ионизационных

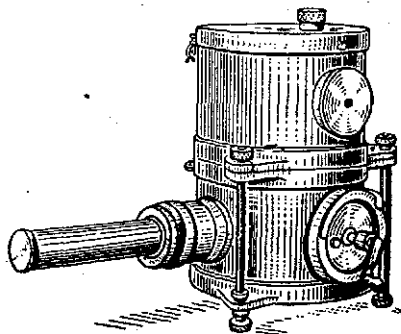


Рис. 6-39. Общий вид универсального дозиметра ГРИ.

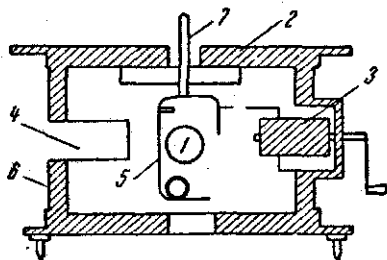


Рис. 6-40. Схематический разрез электрометра дозиметра ГРИ.

1 — микрометр; 2 — янтарь; 3 — электростатическая машинка; 4 — гнездо для препарата радия; 5 — электрометр; 6 — свинцовая защита; 7 — контакт для присоединения ионизационных камер.

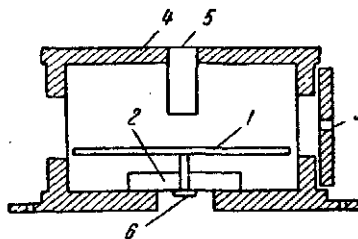


Рис. 6-41. Схематический разрез нормальной ионизационной камеры дозиметра ГРИ.

1 — измерительный электрод; 2 — янтарь; 3 — входная диафрагма; 4 — свинцовая защита; 5 — гнездо для препарата радия; 6 — гнездо для присоединения к электрометру.

камер. На рис. 6-40, 6-41, 6-42 схематически изображены электрометр и ионизационные камеры этого дозиметра, каждая из которых может быть присоединена к электрометру, как показано на рис. 6-39. Набор сменных камер позволяет производить измерения в широком диапазоне длин волн излучения.

а) нормальная камера — для волн $0,8-0,06 \text{ \AA}$ ($20-300 \text{ кэ}$) чувствительностью $0,01-10 \text{ р/мин}$ (рис. 6-41);

б) ионизационная камера для мягких лучей — для длин волн от $0,5$ до 2 \AA (от 8 до 20 кэ) чувствительностью от $0,5$ до 200 р/мин (рис. 6-42, б).

в) микрорентгенкамера для измерения микродоз применяется для контроля защитных устройств чувствительностью от 1 до 100 мкр/сек (рис. 6-42, а).

К прибору прилагается контрольный препарат радия и запасная электростатическая машинка. Кожух электрометра и нормальная ионизационная камера, стенки которых покрыты толстым слоем свинца, имеют гнезда для ввинчивания контрольного препарата радия.

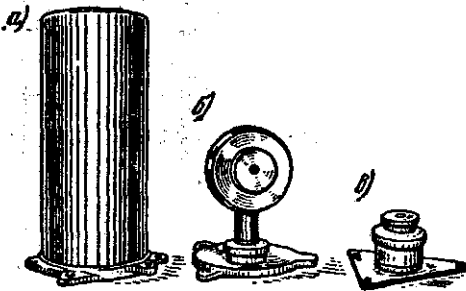


Рис. 6-42. Добавочные камеры к дозиметру ГРИ:

а — для микродоз — для контроля защиты; б — для мягких лучей; в — для макродоз.

В нормальной камере измеряемый пучок лучей проходит горизонтально через входную и выходную диафрагмы, закрытые целлулоидными листочками с нанесенными на них перекрещивающимися черточками, служащими для центровки камеры. В камере для мягких лучей пучок входит в камеру также че-

рез диафрагму вертикально по оси камеры; микрокамера облучается вся целиком.

Измерения производятся следующим образом. После центровки камеры хорошо изолированная электростатическая система, обладающая емкостью C относительно стенок прибора, заряжается от электростатической машинки до некоторой разности потенциалов U_1 , значительно большей, чем напряжение насыщения. При ионизации газа в камере под действием измеряемого рентгеновского излучения изолированная измерительная система разряжается за время t до значения разности потенциалов U_2 , еще превышающей напряжение насыщения. При этом нить электрометра перемещается на определенное число делений (например от 10-го до 20-го деления). Если емкость C системы при разряде не изменяется, то заряд, потерянный системой за время t , будет равен $C(U_1 - U_2)$ и средний ток ионизации

$$i_s = \frac{C(U_1 - U_2)}{t}.$$

Мощность дозы, пропорциональная току ионизации, очевидно, выражается формулой:

$$P_D = k \frac{C(U_1 - U_2)}{Vt},$$

где V — эффективный измерительный объем ионизационной камеры. Для данного прибора при нормальной плотности воздуха в камере величина $k \frac{C(U_1 - U_2)}{V}$ имеет постоянное значение.

Обозначая ее через D_0 , получаем:

$$P_D = \frac{D_0}{t}.$$

Постоянная прибора D_0 , к сожалению, не остается постоянной и зависит от плотности воздуха, от изменения чувствительности электрометра в различных участках шкалы, диаметра диафрагмы и т. п. Для исключения влияния этих факторов производятся контрольные измерения с препаратом радия, радиация которого практически не изменяется. Очевидно, что при одинаковых условиях измерений отношение скорости спадения нити электрометра под действием ионизации, вызванной рентгеновскими лучами и контрольным препаратом радия, будет пропорционально мощности дозы рентгеновских лучей:

$$P_D = K \frac{t_{Ra}}{t},$$

где

t_{Ra} — время прохождения нити электрометра определенного числа делений под действием излучения препарата радия;

t — то же под действием рентгеновских лучей.

Величина постоянной прибора K уже не зависит от плотности воздуха и участка шкалы электрометра, на котором производятся измерения, а определяется только диаметром входной диафрагмы. Поэтому в удостоверении к прибору даются значения постоянной K для всех диафрагм, приложенных к прибору.

2. Рентгенметры с наперстковой камерой конденсаторного типа применяются для измерений в рентгенах как γ -излучений радиоактивных препаратов, так и в области средних и жестких рентгеновских лучей. К приборам этого типа относятся портативный рентгенметр конструкции экспериментальных мастерских ГРИ и рентгенметр «Викторин» (рис. 6-43). Прибор работает также по схеме разряда и состоит из электрометра и наперстковой ионизационной камеры с конденсатором, отделяемой от электрометра. Измерения производятся следующим образом. Сначала измерительный электрод камеры соединяется с электрометром и заряжается

до некоторой разности потенциалов U_0 при помощи электростатической машинки. После этого камера отделяется от электрометра и подвергается действию рентгеновских или γ -лучей в течение определенного промежутка времени t . Затем камера снова присоединяется к электрометру, и по новому положению нити электрометра на шкале, соответствующему значению потенциала измерительного электрода камеры после облучения U_k , определяют мощность дозы.

Так, если емкость ионизационной камеры C_k , емкость электрометра C_e , потенциал, до которого была заряжена камера до облучения U_0 , а потенциал после облучения и присоединения к электрометру U_k , то потерянный камерой заряд при облучении будет равен:

$$q(C_k + C_e)(U_0 - U_k).$$

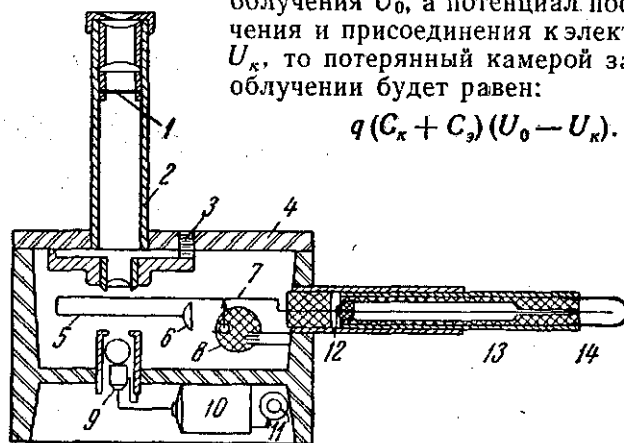


Рис. 6-43. Схематический разрез портативного рентгенметра с наперстковой камерой конденсаторного типа «Викторин».

1 — шкала для отсчета отклонения нити электрометра; 2 — микроскоп; 3 — установка на фокус; 4 — свинцовый ящик; 5 — платиновая нить; 6 — кварцевая петля; 7 — присоединитель; 8 — янтарный заряжающий диск; 9 — лампочка; 10 — батарея; 11 — включатель лампочки; 12 — контакт для присоединения ионизационной камеры; 13 — конденсатор; 14 — наперстковая ионизационная камера.

Так как величина потерянного заряда пропорциональна дозе, а емкость камеры и электрометра постоянные величины, то измеряемая доза $D = K(U_0 - U_k)$ пропорциональна изменению потенциала, определяемого электрометром после присоединения камеры. Следовательно, шкала электрометра может быть градуирована в единицах дозы или мощности дозы, если камера облучается в течение единицы времени (одной минуты).

При этом предполагается, что заряд электрометра (во время облучения отсоединенной камеры) сохраняется. Для проверки изоляции системы заряженный электрометр с камерой выдерживают в течение 5 мин. Если нить электрометра не смещается, то рентгенметр не имеет утечки.

6-23. Счетчики заряженных частиц

Ионизационные камеры, рассмотренные в предыдущих параграфах, применяются для измерения суммарного ионизационного действия, вызываемого прохождением большого числа частиц или фотонов через их рабочий объем.

Для измерения небольших мощностей доз рентгеновского или γ -излучения, а также для регистрации и счета отдельных частиц и фотонов применяются газовые, сцинтилляционные, кристаллические и других типов счетчики.

Газовый счетчик представляет собою ионизационный прибор, в котором используется усиление ионизации за счет газового разряда, благодаря чему чувствительность его оказывается на много порядков выше чувствительности ионизационных камер.

Устройство счетчика принципиально подобно устройству ионизационной камеры. Он представляет собой цилиндрический конденсатор (рис. 6-44), состоящий из тонкостенного металлического цилиндра диаметром 10—30 мм, вдоль оси которого натянута тонкая металлическая, обычно вольфрамовая или молибденовая, нить толщиной 0,1—0,2 мм. Нить всегда служит анодом, цилиндр — катодом. Счетная трубка наполняется газом при пониженном давлении (около 100 мм рт. ст.). В качестве наполнителя обычно применяются инертные газы (аргон, неон или их смесь). Выбор этих газов объясняется тем, что в инертных газах вероятность образования отрицательных ионов очень мала и поэтому в процессе газового разряда участвуют, главным образом, электроны и положительные ионы.

Применение анода в виде тонкой металлической нити, расположенной внутри цилиндрического катода, позволяет значительно снизить величину напряжения, при котором начинается ударная ионизация. Действительно, электрическое поле внутри цилиндрического конденсатора неоднородно, напряженность поля изменяется обратно пропорционально первой степени радиуса в соответствии с уравнением:

$$E_r = \frac{U}{r \ln \frac{r_2}{r_1}},$$

где

U — напряжение, приложенное к электродам счетчика;

r_1 — радиус нити;

r_2 — внутренний радиус цилиндра.



Рис. 6-44. Эскиз газового счетчика со стеклянной наружной оболочкой.

1 — стеклянная оболочка; 2 — вольфрамовая нить (анод); 3 — медный цилиндр (катод).

Напряженность поля сильно возрастает при приближении к нити (аноду); поэтому первичные электроны, независимо от места их образования, вблизи нити приобретают на длине свободного пробега энергию, достаточную для возбуждения и ионизации соударением.

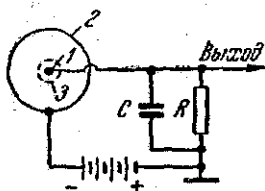


Рис. 6-45. Принципиальная схема включения счетчика.

1 — нить; 2 — цилиндр; 3 — слой положительных ионов.

Если на своем пути к нити каждый первичный электрон создает A пар новых ионов, то ионизационный ток возрастает в A раз. Величина A носит название коэффициента газового усиления.

В зависимости от величины напряжения, приложенного к электродам счетчика, он работает в трех принципиально различных режимах: а) ионизационной камеры, б) пропорционального счетчика (несамостоятельный разряд), в) счетчика Гейгера-Мюллера (самостоятельный разряд).

Для выяснения принципа действия и свойств счетчиков рассмотрим физические явления, которые происходят в счетчиках, работающих в указанных режимах.

На рис. 6-45 изображено поперечное сечение счетчика; к нему приложено напряжение от аккумуляторной батареи через сопротивление R . Под емкостью C подразумеваются сумма всех распределенных емкостей схемы.

Движение ионов и электронов в счетчике вызывает в электрической цепи импульс тока. Ток, проходя по сопротивлению R , создает на нем импульс напряжения. Таким образом, частица, прошедшая через счетчик, регистрируется им в виде импульса напряжения. После усиления импульс напряжения подается к регистрирующему прибору, считающему импульсы, или к отклоняющим пластинам осциллографа.

На рис. 6-46, а представлена схематически зависимость величины импульса от приложенного к счетчику напряжения для двух различных значений начальной ионизации, обусловленной источниками излучений различной интенсивности (кривые 1 и 2).

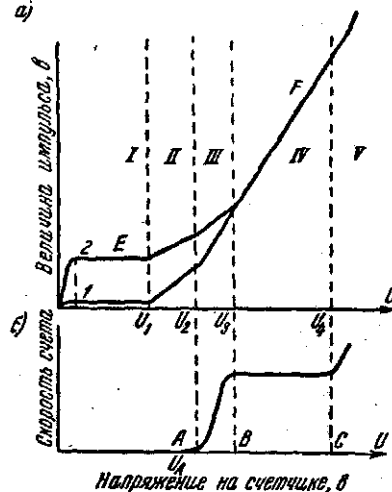


Рис. 6-46. Характеристики газового счетчика: а — рабочая характеристика; б — счетная характеристика.

Такие кривые называются рабочими характеристиками счетчика. Заметим, что вертикальный масштаб этих кривых сильно и непропорционально уменьшен — ординаты точки F примерно в 10^8 раз больше ординаты точки E . По характеру разряда эти кривые можно разбить на пять областей (I, II, III, IV и V).

I. Область тока насыщения. При низких напряжениях (область I) счетчик действует как ионизационная камера, т. е. все электроны, образовавшиеся в объеме счетчика под действием ионизирующего излучения, перемещаются к центральной нити, и ионизационный ток достигает своего максимума, называемого током насыщения. Очевидно, в этой области дополнительной ионизации не происходит и поэтому коэффициент газового усиления A равен единице.

II. Область пропорциональности. Когда напряжение на счетчике превышает некоторую величину U_1 , при которой начинается ионизация столкновением, то величина импульса на нити будет становиться больше, так как при столкновениях образуются дополнительные ионы и электроны. При постепенном увеличении напряжения ионизация столкновением начинается только в непосредственном соседстве с нитью, где напряженность поля наибольшая. Минимальное напряжение, при котором электрон, перемещаясь в поле к нити, приобретает энергию, достаточную для ионизации только на последнем свободном пробеге перед нитью, называется пороговым напряжением. При пороговом напряжении кроме первичного электрона появляется новый, второй электрон.

Если теперь увеличить напряжение, приложенное к счетчику, то критическое расстояние, на котором начинается ударная ионизация, отодвигается от нити в объем счетчика. Электрон начинает ионизовать в точках, расположенных дальше от нити, и число образующихся электронов на каждой последующей длине свободного пробега будет удваиваться. Поэтому, если ионизация начинается приблизительно на расстоянии десяти средних длин свободного пробега от нити, то каждый первичный электрон создает около $2^{10} \approx 1000$ новых электронов (и ионов). Так как в счетчике обычно средняя длина свободного пробега порядка 10^{-2} мм, то лавина развивается на протяжении около 0,1 мм от нити. Очевидно, в этой области напряжений (II) лавинный разряд ограничивается участком первичной ионизации и не распространяется по всей длине центральной нити (анода).

Величина импульса будет здесь строго пропорциональна первичной ионизации. Поэтому эта область напряжений называется областью пропорционального усиления. Коэффициент газового усиления A в этой области относительно мал (от 1 до 10^3 — 10^4) и не зависит от начальной ионизации.

Такие счетчики могут служить не только для счета частиц, но и для определения их ионизирующего действия. В частности, они применяются для обнаружения и счета сильно ионизирующих α -частиц при наличии интенсивных β - и γ -излучений.

Разряд, протекающий в пропорциональном счетчике, является несамостоятельным и очень быстро гаснет после прекращения внешней ионизации.

III. Область ограниченной пропорциональности. При дальнейшем увеличении напряжения на участке от U_2 до U_3 пропорциональность между ионизационным током и первичной ионизацией, созданной ионизирующей частицей, нарушается: для частиц с меньшей ионизирующей способностью коэффициент газового усиления оказывается больше, чем для частиц с большей ионизирующей способностью — счетчик вступает в режим ограниченной пропорциональности. Эта область не имеет большого практического значения.

IV. Область Гейгера-Мюллера — область режима самостоятельного разряда. При некотором напряжении U_3 счетчик вступает в режим самостоятельного разряда. Счетчики, работающие в таком режиме, получили название счетчиков Гейгера-Мюллера. Лавинный разряд уже не ограничивается участками первоначальной ионизации, но распространяется по всей длине центральной проволоки. Поэтому величина выходного импульса напряжения не зависит от числа первичных ионов и имеет одно и то же значение для частиц с малой и большой ионизационной способностью (кривые 1 и 2 на рис. 6-46 сливаются в одну). Эти счетчики обладают огромной чувствительностью: возникновение в объеме счетчика только одного электрона приводит к образованию мощной лавины электронов и положительных ионов.

Благодаря большой подвижности практически все электроны очень быстро, примерно через 10^{-7} сек, достигают нити (анода). Тяжелые малоподвижные положительные ионы за это время не успевают сколько-нибудь заметно сдвинуться с места их образования. Нить оказывается окруженной слоем положительных ионов. Это приводит к резкому снижению напряженности электрического поля вблизи нити и дальнейшая ударная ионизация (вблизи нити) становится невозможной. Счетчик временно теряет способность реагировать на новые акты ионизации, происходящие внутри него. В дальнейшем положительные ионы медленно перемещаются к катоду (цилиндру), напряженность электрического поля возвращается к первоначальному значению и счетчик снова приобретает способность регистрировать новые частицы. Время собирания положительных ионов на катоде счетчика называется мертвым временем. Оно равно приблизительно 10^{-4} сек.

Однако разряд на этом не заканчивается. Положительные

ионы, перемещаясь под влиянием электрического поля к катоду, бомбардируют его и создают вторичные электроны. Так как к этому времени напряженность поля у нити восстанавливается до значения, обеспечивающего ударную ионизацию, то вторичные электроны в свою очередь дают начало новым лавинам и весь процесс повторяется. В счетчике будет происходить непрерывный газовый разряд, который будет состоять из движущихся к катоду последовательно лавин положительных ионов.

Кроме того, наряду с ударной ионизацией, электроны на своем пути к нити вызывают возбуждение газовых молекул. Возбужденные молекулы приходят в нормальное состояние путем испускания квантов ультрафиолетового излучения. Эти кванты, попадая на катод счетчика, выбивают из него фотоэлектроны, которые также принимают участие в разряде. Таким образом, в счетчике Гейгера-Мюллера существуют условия для возникновения непрерывного ряда разрядов, следующих за первоначальным. Очевидно, такой счетчик непригоден для счета частиц, если не будут приняты меры для гашения разряда после прохождения каждой ионизирующей частицы.

Гашение разряда. В зависимости от способа гашения разряда счетчики делятся на самогасящиеся и несамогасящиеся.

В несамогасящихся счетчиках для гашения разряда в цепь счетчика включается высокоомное сопротивление R порядка 10^9 ом (рис. 6-45), на котором происходит большое падение напряжения, вследствие чего снижается потенциал нити и разряд гаснет.

На рис. 6-47 приведена одна из более совершенных схем (Неера и Харпера). Параллельно счетчику включен пентод, на управляющую сетку которого подано большое отрицательное смещение от потенциометра R , и поэтому лампа в нормальном состоянии заперта. Когда в счетчике возникает разряд, сетка заряжается положительно, лампа отпирается, через анодное сопротивление (10^7 ом) протекает ток, вызывающий падение напряжения, снижая напряжение на счетчике. Таким образом, лампа частично закорачивает счетчик и поэтому разряд обрывается очень быстро (около 10^{-6} сек), после чего счетчик снова готов к приему следующей частицы.

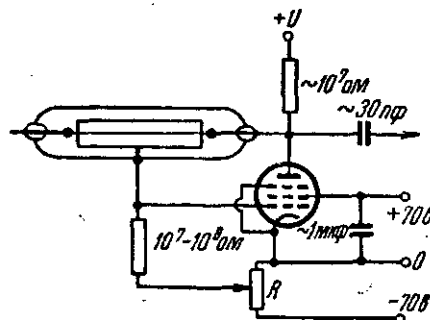


Рис. 6-47. Схема гашения по Нееру и Харперу.

Самогасящиеся счетчики в настоящее время имеют более широкое применение. Для гашения разряда в этих счетчиках к одноатомному газу добавляется многоатомный газ (например пары спирта). Оказывается, что при добавлении многоатомных газов в счетчике: 1) не происходит вторичной эмиссии с катода при подходе к нему положительных ионов; 2) практически отсутствует также и фотоэффект с поверхности катода. Это объясняется тем, что ионы одноатомных газов не долетают до катода, так как они нейтрализуются по пути к катоду, вырывая электроны из молекул многоатомного газа при столкновениях с ними. Ионизованные же и возбужденные молекулы многоатомного газа очень быстро (10^{-13} сек) диссоциируют (распадаются), прежде чем успеют вырвать электроны из катода или испустить кванты ультрафиолетового излучения. Вследствие этого в самогасящемся счетчике газовый разряд, вызванный непосредственно прохождением ионизирующей частицы, является однолавинным. Импульс заканчивается в момент прихода всех положительных ионов на катод, т. е. приблизительно через 10^{-4} сек.

Недостатком счетчиков этого типа является ограниченный срок их службы ввиду распада молекул многоатомного газа. Счетчики приходят в негодность после 10^8 — 10^9 разрядов. Значительно большим сроком службы обладают самогасящиеся счетчики, в которых в качестве гасящей примеси применены галогены (хлор или бром), так как диссоциировавшая молекула хлора или брома вскоре восстанавливается.

Галогенный счетчик оказывается устойчивым в работе при больших скоростях счета и может быть использован в так называемом токовом режиме, когда измеряется не число импульсов, а величина среднего тока в цепи счетчика.

Счетная характеристика счетчика Гейгера-Мюллера (рис. 6-46, б) представляет собою зависимость скорости счета от напряжения на счетчике при неизменной интенсивности облучения. Для подсчета числа импульсов применяются специальные ламповые схемы. Такие схемы обычно не регистрируют слабых импульсов, возникающих в объеме счетной трубки при отсутствии или слабом газовом усилении. Поэтому счетная характеристика имеет определенный порог A , ниже которого импульсы не регистрируются. При некотором напряжении U_A газовое усиление и импульсы достигают значений, при которых схема начинает регистрировать отдельные импульсы. По мере возрастания газового усиления с увеличением напряжения, число регистрируемых импульсов быстро растет. Начиная с точки B — порога области Гейгера-Мюллера — и до точки C практически каждый импульс регистрируется и скорость счета практически не зависит от приложенного напряжения. Однако величина импульсов сильно возрастает с напряжением (см. рис. 3-46, а). Участок BC

является рабочей областью счетчика и называется плато счетчика. При измерениях работают в средней части плато, благодаря чему значительные колебания напряжения не приводят к ошибкам отсчета.

При напряжениях $U > U_4$ (область V) скорость счета быстро увеличивается за счет появления ложных импульсов и затем начинается непрерывный разряд.

Счетная установка состоит обычно из счетчика частиц, высоковольтного выпрямителя, усилителя импульсов, пересчетной схемы и электромеханического счетчика-нумератора.

Обычно для счета импульсов применяется электромеханический счетчик, состоящий в основном из часового механизма, у которого пружина, управляемая электромагнитом, заставляет храповое колесо соскакивать на один зуб при каждом импульсе тока. Для увеличения скорости счета и уменьшения потребляемой мощности считаемого сигнала все движущиеся части механического счетчика делаются по возможности малого размера и веса. Хорошие электромеханические счетчики работают удовлетворительно, если на них поступает не более 50 импульсов в секунду.

Для усиления импульсов счетчика обычно достаточно одного пентода. С пентода импульс подводится к сетке тиратрона (рис. 6-48). Тиратрон отпирается, разряжает конденсатор C и передает при этом импульс тока на электромагнит счетного механизма.

Пересчетные схемы. В тех случаях, когда возникает необходимость большей скорости счета, чем допускает электромеханический счетчик, применяются так называемые пересчетные схемы, снижающие число импульсов, поступающих от счетчика частиц к электромеханическому счетчику в определенное число раз, обычно в 2, 4, 8, 16, 32, 64 раза. Такие схемы собираются из нескольких последовательно соединенных ячеек, каждая из которых уменьшает число импульсов в два раза.

Простейшая схема с пересчетом на два, работающая на тиратронах, изображена на рис. 6-49. При включении сначала подается анодное напряжение (+210 в) (при этом зажигается тиратрон А), затем — отрицательное смещение (—70 в), и, наконец, замыкается ключ К. Тиратрон В при этом не зажигается, так как имеет отрицательное сеточное смещение. В это время

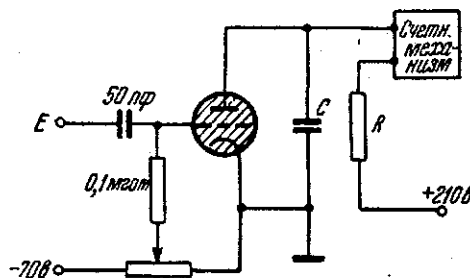


Рис. 6-48. Тиратрон со счетным механизмом. $R=100\,000\text{ ом}$, $C=0,1\text{ мкф}$.

на горящем тиратроне *A* напряжение будет мало (около 20 в), а на запертом тиратроне *B* — равно напряжению питания (210 в). Поэтому конденсатор, соединяющий аноды тиратронов, зарядится до напряжения $(210 - 20) = 190$ в. Если через *E* на обе сетки попадает положительный импульс напряжения, то тиратрон *B* тоже зажигается и напряжение на его аноде падает от полного анодного напряжения (210 в) до напряжения горения (около 20 в). Конденсатор (0,25 мкф) разряжается большим током через тиратрон *B* и сопротивление *R*. Это приводит к резкому снижению потенциала анода тиратрона *A*, вследствие чего он гаснет. Напряжение на нем повышается до напряжения пи-

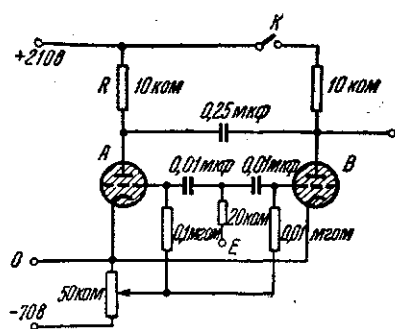


Рис. 6-49. Пересчетная схема на тиратронах.

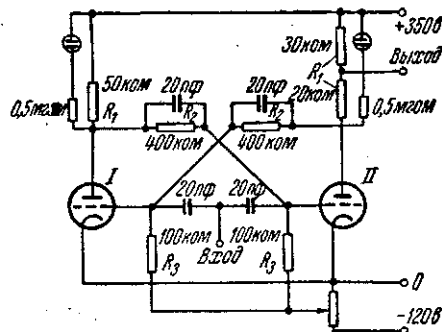


Рис. 6-50. Пересчетная схема на электронных лампах.

гания и конденсатор снова заряжается, но другой полярностью. Таким образом, после поступления положительного импульса на сетки тиратронов они меняются ролями. Следующий импульс гасит *B* и зажигает *A* и так далее.

Если использовать импульс тока только одного тиратрона, чтобы привести в действие регистрирующую тиратронную схему (рис. 6-48), то механический счетчик будет из каждых двух импульсов регистрировать только один. Можно использовать несколько пар тиратронов и получить схемы с пересчетами на 4, 8, 16 и т. д.

Так как разрешающая способность тиратронной пересчетной схемы не очень велика, то очень часто применяют пересчетные схемы, в которых вместо тиратронов используются вакуумные лампы. Одна из таких схем показана на рис. 6-50.

Когда ток течет через лампу *I*, то при подходящем сеточном смещении, благодаря падению напряжения на R_1 , R_2 , R_3 , сетка лампы *II* сильно отрицательна и лампа *II* заперта. Когда проходит отрицательный импульс, он запирает лампу *I*, при этом через конденсатор, включенный между анодом *I* и сеткой *II*,

последняя, получает такой сильный положительный импульс, что лампа II открывается. Таким образом, и здесь после импульса обе лампы меняются ролями.

Интегрирующая схема. Для очень больших скоростей счета разработана схема, работающая без счетного механизма — число импульсов в секунду отсчитывается по шкале миллиамперметра. В этой схеме (рис. 6-51) введено новое звено, состоящее из электролитического конденсатора C очень большой емкости (несколько тысяч $\mu\text{кф}$), параллельно которому включается сопротивление R в несколько тысяч ом и миллиамперметр. Конденсатор сглаживает ток, состоящий из большого числа отдельных импульсов, который течет через тиратрон, так что через включенное параллельно ему сопротивление течет практически постоянный ток; равный среднему значению тока через тиратрон, который измеряется миллиамперметром.

Э ф ф е к т и в н о с т ь ю счетчика называется вероятность регистрации излучения, пронизывающего счетчик, т. е. отношение числа частиц, вызвавших разряд, к общему числу частиц, попавших в счетчик. Она зависит от материала и толщины стенок счетчика, а также от качества излучения. Эффективность газовых счетчиков к α - и β -частицам близка к 100%, а к γ -квантам составляет всего 0,1—1,5%. Такое низкое значение эффективности счетчика к γ -квантам объясняется тем, что регистрация γ -квантов происходит, главным образом, за счет вторичных электронов, выбиваемых поглощенными γ -квантами из стенок и попадающих в рабочий объем счетчика.

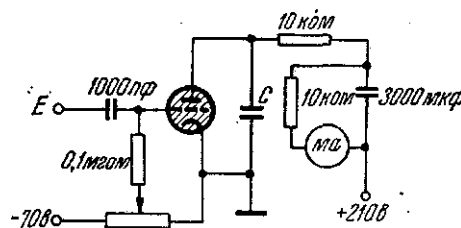


Рис. 6-51. Интегрирующая схема.

6-24. Кристаллические счетчики

В последние годы появилось много работ, посвященных описанию принципа действия и применения кристаллических счетчиков для регистрации и счета ионизирующих частиц.

Кристаллический счетчик представляет собою специально отобранный и обработанный кристалл (хлористое серебро, алмаз и др.), помещенный между двумя электродами, к которым приложено напряжение. По своему действию он аналогичен ионизационной камере «сверхвысокого давления», в которой газовое наполнение заменено твердым диэлектриком. Разница заключается в том, что заряженная частица вместо ионизации молекул газа сообщает энергию электронам кристалла и

переводит некоторые из них в полосу проводимости, где под действием внешнего электрического поля они перемещаются внутри кристалла к положительному электроду. В результате этого в цепи питания протекает ток, а на сопротивлении, включенном в эту цепь, появляется падение напряжения, которое регистрируется измерительной схемой.

Благодаря большой плотности кристалла, а также малой величине энергии, затрачиваемой первичной частицей на перевод одного электрона в зону проводимости (менее 10 эв, вместо 34 эв для образования пары ионов в воздухе), быстрый электрон создает в кристалле импульс тока проводимости гораздо больший, чем в ионизационной камере обычных размеров при атмосферном давлении. При этом наблюдается пропорциональность между амплитудой импульса и энергией, теряемой ионизирующей частицей в кристалле.

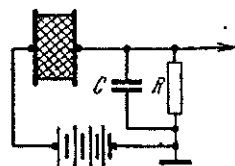


Рис. 6-52. Схема включения кристаллического счетчика.

Первые опыты проводились с кристаллами хлористого серебра. При комнатной температуре эти кристаллы обладают заметной проводимостью, вследствие чего использование их возможно только при температуре жидкого воздуха. В дальнейшем были найдены кристаллы (алмаз, сернистый цинк, сернистый кадмий и некоторые другие), которые не обладают проводимостью и могут работать при комнатной температуре, но хорошие результаты дают только отдельные образцы кристаллов.

Обычно применяются плоские кристаллические счетчики (рис. 6-52), причем электроды присоединяются к поверхности кристалла металлизацией или покрытием аквадагом.

К достоинствам кристаллических счетчиков относятся:

а) высокая эффективность для γ - и рентгеновского излучений (в кристалле AgCl толщиной 10 мм поглощается около 18% γ -излучения);

б) малая продолжительность импульса — меньше 1 мксек;

в) простота конструкции и малые размеры.

Существенными недостатками кристаллических счетчиков, препятствующими широкому их применению, являются:

1) трудность отбора хорошо считающих кристаллов (в литературе приводится пример, когда из 200 проверенных алмазов только 30 шт. оказались пригодными);

2) необходимость предварительной термообработки для снятия внутренних механических напряжений;

3) явление поляризации при счете больших интенсивностей, приводящее к сильному уменьшению амплитуды импульсов (до 5% начальной амплитуды).

6-25. Сцинтилляционные счетчики

Сцинтилляционный счетчик в настоящее время становится одним из наиболее важных и универсальных приборов, применяемых для регистрации и счета как отдельных заряженных частиц, так и отдельных квантов рентгеновского и γ -излучения. По ряду важных свойств он превосходит все другие типы счетчиков. Разрешающая способность (по времени) этих счетчиков (10^{-7} — 10^{-8} сек.) на несколько порядков выше разрешающей способности ионизационных счетчиков. Это позволяет считать при помощи сцинтилляционных счетчиков сотни тысяч импульсов в секунду или работать в «режиме тока». Он обла-

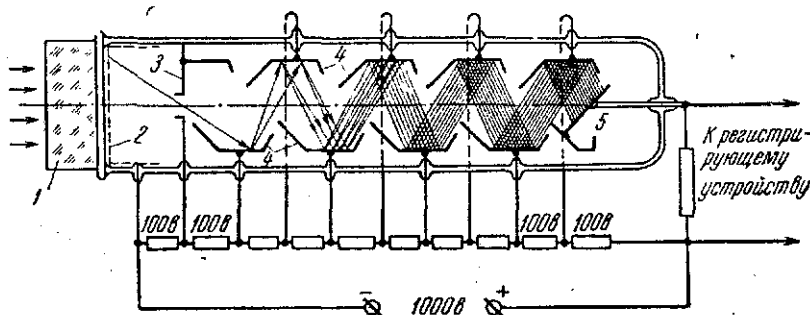


Рис. 6-53. Схема сцинтилляционного счетчика.

1 — фосфор — прозрачный люминесцирующий кристалл; 2 — полупрозрачный сурьмяно-цезиевый фотокатод; 3 — фокусирующая диафрагма; 4 — диноды (эмиттеры); 5 — анод.

дает высокой чувствительностью и большой эффективностью для всех видов излучения, в том числе для рентгеновского и γ -излучений и позволяет различать и измерять энергию падающих частиц.

Сцинтилляционный счетчик (рис. 6-53) состоит из прозрачного люминесцирующего кристалла — фосфора (сцинтиллятора), фотоэлектронного умножителя и регистрирующей системы. Когда частица или фотон поглощается фосфором, то внутри него возникает вспышка света — сцинтилляция. Этот свет, падая на фотокатод умножителя, вырывает из него фотоэлектроны. Фотоэлектроны размножаются в фотоумножителе с помощью ряда последовательно расположенных электродов — динодов — за счет вторичной электронной эмиссии и вызывают на выходе импульс тока, который создает на нагрузочном сопротивлении импульс напряжения, регистрируемый обычной счетной системой. При этом также наблюдается пропорциональность между амплитудой импульса напряжения и ионизирующей способностью частицы.

Фотоумножитель. Принцип действия фотоэлектронного умножителя заключается в следующем. Фотоэлектроны, выбитые из катода, направляются на поверхность первого динода (активированную сурьмяно-цезиевым или серебряно-магниевым слоем), и каждый электрон, ударяющий в нее, выбивает несколько вторичных электронов. Электроны, испускаемые первым динодом, фокусируются на поверхность второго динода, где снова каждый падающий электрон образует несколько новых электронов и т. д. Если имеется n динодов, каждый с коэффициентом вторичной эмиссии δ , то общий коэффициент усиления фотоумножителя равен:

$$K = \delta^n. \quad (6-45)$$

Принимая, например, в фотоумножителе, содержащем 10 динодов, $\delta = 4$, получаем общий коэффициент усиления $K = \delta^n = 4^{10} \approx 10^6$.

Сцинтилляторы. Превращение энергии падающей частицы или фотона в энергию света люминесценции фосфора происходит за счет образования в нем быстрых электронов, которые создают возбуждение вещества, т. е. переводят его электроны на более высокие уровни. Переход этих электронов на нормальные уровни сопровождается высвечиванием избыточной энергии, т. е. испусканием квантов ультрафиолетового или видимого света, которые и образуют вспышки света — сцинтилляции.

В качестве люминесцирующего вещества обычно применяют:

- а) прозрачные неорганические кристаллы,
- б) прозрачные органические кристаллы или органические сцинтиллирующие растворы. Растворителями могут быть кристаллы, пластмассы или жидкости.

Из неорганических сцинтилляторов наиболее широко применяется иодистый натрий, активированный таллием $\text{NaI}(\text{Tl})$. Он легко получается в виде крупных прозрачных кристаллов. Иодистый натрий является наиболее эффективным из всех известных фосфоров. Хорошие кристаллы дают один фотон на каждые 30—50 эв энергии падающей частицы; это значит, что электрон с энергией 1 Мэв создает 20—30 тысяч фотонов. Спектральная характеристика его хорошо совпадает со спектральной характеристикой сурьмяно-цезиевого катода фотоумножителя и центр ее приходится на 4100 Å. Время высвечивания около $3 \cdot 10^{-7}$ сек. Большая плотность кристалла и высокий атомный номер иода ($Z=53$) обеспечивают большую эффективность сцинтилляционного счетчика для регистрации квантов рентгеновского и γ -излучений (до 20% и выше).

Существенным недостатком кристалла иодистого натрия является то, что он под воздействием влаги окрашивается в слабый желтый цвет и становится почти непрозрачным для синего

систа его флуоресценции. Поэтому кристаллы помещают во влагонепроницаемый футляр, герметически закрытый стеклянным или пластмассовым диском. Кроме иодистого натрия, было исследовано большое число других неорганических кристаллов. Основные свойства некоторых из них приведены в табл. 6-5.

Из органических сцинтилляторов наиболее широкое применение получили прозрачные монокристаллы антрацена, нафталина и других. Спектр излучения антрацена представляет собою ряд полос с центром около 4400 Å. Время высвечивания $3,6 \cdot 10^{-8}$ сек.

Некоторые свойства органических кристаллов и сцинтиллирующих растворов приведены в табл. 6-5.

Таблица 6-5

Характеристики сцинтилляторов

Сцинтиллятор	Плотность	Показатель преломления	Максимум спектра сцинтилляции, Å	Время высвечивания, мксек
Иодистый натрий NaI (TI)	3,67	1,7745	4100	0,25
Вольфрамат кадмия CdWO ₄	7,9	2,2—2,3	5200	1
Антрацен C ₆ H ₄ (CH) ₂ C ₆ H ₄	1,25	1,59	4400	0,036
Нафталин C ₁₀ H ₈	—	—	3450	0,006
Трефенил (C ₆ H ₅) ₂ C ₆ H ₄	—	—	4300	0,012
Трансстильбен C ₆ H ₅ CH=CH C ₆ H ₅	1,16	1,622	4100	0,006
Ксилол — трефенил	0,86	1,5	4000	0,003

К недостаткам сцинтилляционных счетчиков следует отнести:

- 1) необходимость стабильного источника высокого напряжения для питания фотоумножителя;
- 2) явление старения фото катода и «утомляемости» активировки динодов.

Однако высокая эффективность и большая разрешающая способность обеспечивают им широкое применение в различных областях физических исследований.

6-26. Методы измерения очень больших мощностей дозы рентгеновского излучения

Необходимость измерения очень больших мощностей дозы возникла в связи с появлением и широким использованием источников очень мощных излучений. Так, например, современные мощные рентгеновские трубки с бериллиевым окном для выхода рентгеновских лучей дают возможность получать мощности дозы рентгеновского излучения до 10^7 р/мин. на расстоянии 1 см от окна.

С такими же мощностями дозы мы встречаемся при измерениях излучений импульсных рентгеновских трубок и бетатронов. Так, например, в 50 Мэв бетатроне отдача достигает 400 *р/мин*. Так как излучение бетатрона выходит кратковременными импульсами со скважностью около 1000, то мощность дозы рентгеновского излучения бетатрона во время импульса достигает 400 000 *р/мин*. на расстоянии 1 м от мишени.

При таких интенсивностях излучения измерение мощности дозы существующими ионизационными камерами невозможно

из-за отсутствия в них тока насыщения. Кроме того очень трудно измерять при помощи ионизационных методов дозы, накапливающиеся за большой промежуток времени, или, наоборот, получаемые практически мгновенно, а также дозы излучений с высокими энергиями.

Опыт показывает, например, что в наперстковых ионизационных камерах достижение тока насыщения становится трудным при мощностях дозы порядка 1000 *р/мин* и невозможным при мощностях свыше 10^4 *р/мин*. При столь мощных излучениях объемная ионизация в камере получается настолько плотной, что, при нормальных напряженностях электрического поля в камере, невозможно разделить положи-

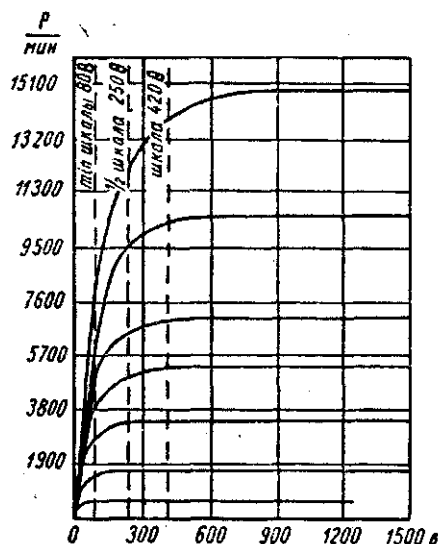


Рис. 6-54. Кривые насыщения 25-*р*-наперстковой камеры Виктории.

тельные и отрицательные ионы до их рекомбинации. В некоторых случаях потеря ионов может достигать 75% и больше. Повышение же напряжения на камере выше известного предела недопустимо, так как может привести к ионизационным столкновениям.

На рис. 6-54 приведены вольт-амперные характеристики наперстковой камеры «Викторин-25» при различных мощностях излучений [Л. 166]. Здесь же проведены три вертикальные линии, отмечающие рабочую область присоединенного к камере электрометра (420 в — максимальное отклонение нити электрометра, 250 в — отклонение нити на $\frac{1}{2}$ шкалы и 80 в — минимум шкалы).

Из рис. 6-54 видно, что если производить измерение этой камерой излучение мощностью дозы, например, около 5700 *р/мин*, то камера будет работать на насыщении только в самом начале

разряда конденсатора и далеко от насыщения к концу рабочей области электрометра.

Вследствие этого ионизационная камера может давать очень большие ошибки при измерениях импульсных излучений, имеющих высокие мгновенные интенсивности. В литературе [Л. 166] приводится пример, когда доза излучения трубки с вращающимся анодом, работавшей при 70 кВ, 500 мА, 0,5 сек, измеренная рентгенметром «Викторин» равнялась 0,12 р, в то время как точное значение ее, известное из других измерений, было 0,22 р:

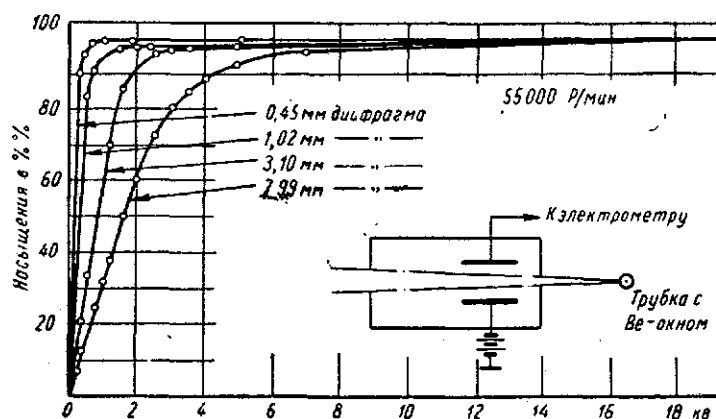


Рис. 6-55. Влияние диаметра диафрагмы на ток насыщения нормальной камеры при рентгеновских лучах высокой интенсивности.

ошибка около 100%. Еще большие ошибки возможны при измерениях излучений бетатронов, импульсных рентгеновских трубок и линейных ускорителей.*

Подобные же соотношения получаются также и при использовании нормальных ионизационных камер. На рис. 6-55 приведены вольт-амперные характеристики нормальной ионизационной камеры для мощности дозы 55 000 р/мин и расстояния между пластинами 4,6 см при различных размерах входной диафрагмы [Л. 166]. При этих условиях 8-миллиметровый пучок требует напряженности поля выше 4000 в/см, чтобы достичь насыщения. Та же радиация может быть измерена при напряженности поля около 200 в/см при диаметре диафрагмы порядка

* Наблюдения показали, что, если вести измерение излучения 25—Мэв — бетатрона (мощность дозы в импульсе около 35000 р/мин) так, что камера «Викторин» разряжается только до половины шкалы электрометра, то измеренная мощность дозы оказывается выше на 10—15%, чем при разряде на всю шкалу. Причем, по-видимому, и это значение мощности дозы ниже действительного.

0,5 мм. Достижение насыщения с увеличением мощности дозы становится все более трудным и по-видимому наибольшая мощность дозы, которая может быть измерена при помощи нормальной ионизационной камеры с диафрагмой диаметром 0,5 мм не превышает $5 \cdot 10^5$ р/мин.

Однако при этом возникают технические трудности экспериментирования, особенно при жестком излучении, так как полумиллиметровое отверстие в толстой свинцовой пластине затруднит центровку камеры. Кроме того, возникают трудности точного определения площади отверстия малых диафрагм.

Оказывается, что задача измерения больших мощностей дозы может быть разрешена при помощи других методов, действие которых основано на иных принципах. Ниже рассматриваются некоторые из них, а именно:

1. Химические методы дозиметрии и
2. Измерение мощностей дозы при помощи вакуумных камер.

6-27. Химические методы дозиметрии

При облучении некоторых химически сложных веществ рентгеновскими или γ -лучами в них происходят химические реакции, приводящие к необратимым изменениям состояния этого вещества.

В настоящее время известно довольно большое количество веществ, в которых выход, т. е. количество продуктов химической реакции пропорционально поглощенной энергии ионизирующего излучения.

Хотя химические изменения после облучения наблюдаются в газах, жидкостях и твердых телах наибольшее распространение получили жидкие системы.

Из всех типов химических методов дозиметрии с жидкими реактивами наиболее полно изучены и наиболее широко используются две водные системы: ферросульфатная и цериево-сульфатная и хлорсодержащие углеводы — главным образом система: хлороформ-краситель индикатор, стабилизированный 1% резорцина.

Рассмотрим кратко эти системы.

Химические изменения возникают в результате возбуждения и ионизации, происходящих в облучаемом веществе.

Механизм возникновения этих химических изменений очень сложен и только частично изучен для чистой воды. Первичное явление при облучении воды состоит в образовании свободных радикалов Н и ОН, обладающих высокой химической активностью. В чистой воде радикалы Н и ОН взаимодействуют друг с другом и образуют молекулы водорода ($H + H \rightarrow H_2$), перекиси водорода ($OH + OH \rightarrow H_2O_2$) или рекомбинируют с образованием молекул воды ($H + OH \rightarrow H_2O$). Могут происходить также и пе-

и другие реакции, например с растворенным в воде кислородом.

Экспериментально найдено, что на каждые 100 эв поглощенной энергии образуется 0,6 молекулы H_2 и 3—5 пар свободных радикалов H и OH .

При облучении водных растворов окисляющиеся растворенные вещества окисляются радикалами OH , а восстанавливающиеся вещества восстанавливаются радикалами H .

Для количественной оценки химического воздействия излучений на различные системы введено понятие выход G . Величина выхода G равна числу образованных или преобразованных молекул на каждые 100 эв поглощенной энергии. Для измерения дозы рентгеновского или γ -излучений применяются системы с выходом от 3 до 20. Системы с меньшим выходом малочувствительны, а системы, имеющие выход G больше 20, считаются как системы, в которых происходят цепные реакции и поэтому также мало пригодны для измерительных целей [Л. 95, 66, 22].

Дозиметр с сернокислым железом (ферросульфатный дозиметр)

Ферросульфатный метод дозиметрии основан на том, что ионы двухвалентного железа Fe^{2+} , находящиеся в насыщенной кислородом разбавленной серной кислоте, под действием ионизирующих излучений окисляются в ионы трехвалентного железа Fe^{3+} . Количество образованных ионов Fe^{3+} оказывается пропорциональным поглощенной в растворе энергии ионизирующих излучений. Наиболее точная величина выхода по-видимому равна $G=15,6$ ионов на 100 эв поглощенной энергии.

Стандартный раствор ферросульфатного дозиметра составляется следующим образом:

2 г $FeSO_4 \cdot 7H_2O$ или $[Fe(NH_4)_2 \cdot 6H_2O]$, 0,3 г $NaCl$ (ионы хлора предотвращают окисление ионов железа примесями) и 110 см³ — концентрированной (95—98%) серной кислоты H_2SO_4 растворяют в дистиллированной воде до получения 5 л раствора. Все реактивы должны быть химически чистыми.

Раствор заливают в контейнеры и устанавливают там, где необходимо измерить дозу излучения. Контейнеры должны быть изготовлены из вещества, не вступающего во взаимодействие с раствором.

Кроме того, материал стенок контейнера должен быть визуально и спектрофотометрически прозрачным.

Обычно их изготовляют из боросиликатного стекла (типа «пирекс») в виде ампул диаметром не менее 8 мм (рис. 6-56) или в виде плоских кювет (рис. 6-57) из полистирола или тефлона. Преимуществом контейнеров сделанных из полиэтилена или тефлона, является то, что эти материалы тканеэквивалентны.

Состав, толщина и эффективный атомный номер материала стенок сосуда особенно важны при измерениях мягких излучений. В том случае, если излучение имеет эффективные энергии выше 80 кэв, сосуды из боросиликатного стекла с толщиной стенок меньше 0,5 мм практически мало влияют на количество энергии, поглощенной жидкой средой.

Количество ионов трехвалентного железа, образованных при облучении раствора, обычно определяется спектрофотометрически по поглощению спектральной линии 3050 Å, соответствующей максимуму поглощения, путем сравнения пропускания облученного T и необлученного T_0 образцов. Если воспользоваться спектрофотометром Бекмана, модель DU , с термостатированной водородной лампой и кварцевыми ячейками [Л. 45], то мощность дозы определяется по формуле

$$P_D [p/час] = \frac{10^9}{\epsilon \cdot b \cdot y \cdot t} \lg \frac{T_0}{T}, \quad (6-46)$$

где

T_0 и T — пропускание необлученного и облученного растворов,

ϵ — коэффициент, типичная величина которого при 23,7° С составляет 2174 с температурным коэффициентом 0,7% на 1° С,

y — выход реакции (в $\mu\text{моль}$) ионов трехвалентного железа

на 1 л на 1000 р приблизительно равный 15,3,

b — толщина образца, см,

t — время облучения, час.

Например, если спектрофотометрическое измерение раствора сернокислого железа в химическом дозиметре дает для пропускания сквозь ячейку толщиной 2 см до и после облучения соответственно $T_0=0,9$ и $T=0,4$, то полная доза равна

$$D[p] = \frac{10^9}{\epsilon \cdot b \cdot y} \lg \frac{T_0}{T} = \frac{10^9}{2174 \cdot 2 \cdot 15,3} \lg \frac{0,9}{0,4} \approx 5,1 \cdot 10^3 \text{ р.}$$

Ферросульфатный метод дозиметрии может быть применен для измерений дозы рентгеновского или γ -излучений в широком диапазоне энергий квантов 0,1 до 10^3 Мэв. Но при сравнении результатов химических и ионизационных измерений необходимо вводить поправки на отношение термозных способностей воды и воздуха при различных энергиях квантов излучений (рис. 6-58).

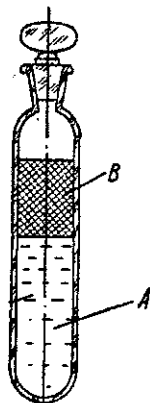


Рис. 6-56. Пробирка из боросиликатного стекла для химической дозиметрии

A — стабилизированный резорцином хлороформ; B — водный раствор бромкрезола пурпурного.

Эта система признается многими исследователями как наилучший метод измерения дозы рентгеновского и γ -излучений от 10^3 до 10^5 p при мощностях дозы до 10^5 $p/\text{мин}$, как удовлетворяющий большинству требований идеальной системы. А именно:

раствор можно приготовить из реактивов, являющихся тканезквивалентными в отношении плотности и свойств поглощения излучения. Продукты реакции, вызванной излучением, сравнительно стабильны и могут быть измерены. Они могут быть приготовлены в виде маленьких сосудов, позволяющих измерять поглощенную дозу в точке использования или вблизи нее. Наконец, водные химические системы поглощают излучение различных типов и энергий посредством процессов взаимодействия, близких к тем, что происходят в тканях и жидкостях организма.

К недостаткам ферросульфатного дозиметра следует отнести:

1. Выход дозиметра зависит от присутствия в растворе кислорода. Когда в растворе протекает реакция окисления Fe^{2+} в Fe^{3+} количество растворенного кислорода постепенно уменьшается и выход па-

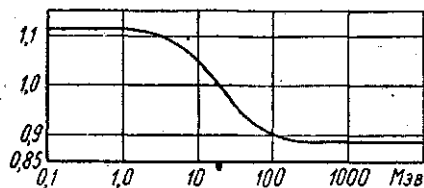


Рис. 6-58. Отношение тормозных способностей 1 г воды и 1 г воздуха.

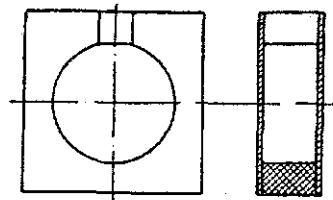


Рис. 6-57. Кювета из оргстекла для химической дозиметрии.

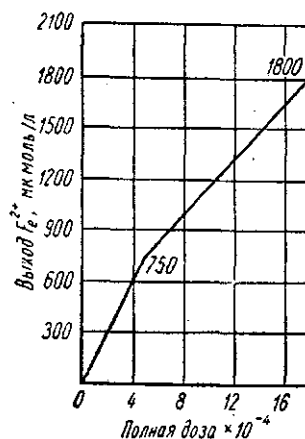


Рис. 6-59. Зависимость выхода окисленного Fe^{2+} от поглощенной дозы.

дает. Это соответствует излому кривой (рис. 6-59). Излом при $D=50\,000$ p ограничивает применение этого метода для измерения больших доз.

2. Зависимость выхода от типа излучения: α -частицы дают выход вдвое меньший, чем электроны. Для электронов выход не зависит от энергии, как указывается выше, в широких пределах (от 100 кэв до 24,5 Мэв).

Дозиметр с сернокислым церием
(цериевосульфатный дозиметр)

Для измерения больших доз (выше 10^6 р) часто пользуются цериевосульфатным дозиметром. Этот метод дозиметрии основан на том, что ионы четырехвалентного церия Ce^{4+} , находящиеся в разбавленной серной кислоте, восстанавливаются под действием излучения в ионы трехвалентного церия Ce^{3+} .

Раствор сернокислого церия для дозиметрии готовится путем добавления химически чистого сернокислого церия $[\text{Ce}(\text{SO}_4)_2]$ к 0,8-нормальной¹ серной кислоте. Количество образованных ионов Ce^{3+} пропорционально поглощенной в растворе энергии излучения.

Выход дозиметра $G=2,58$ и не зависит от начальной концентрации четырехвалентного церия в пределах от $3,2 \cdot 10^{-2}$ до 10^{-5} моль/л и от энергии квантов излучения от 110 кэв до 2 Мэв, а также от мощности дозы в пределах от 30 до 30000 р/мин. Для рентгеновских лучей с энергией 11 кэв выход возрастает до $G \approx 3,6$.

Концентрация ионов трехвалентного церия определяется так же как и в случае ферросульфатного дозиметра, спектрофотометрически по поглощению на длине волны 3200 Å, соответствующей максимуму поглощения.

Существенное преимущество церия по сравнению с железом состоит в том, что выход реакции по церию не зависит от концентрации кислорода в растворе. Вследствие этого кривая зависимости концентрации ионов трехвалентного церия от дозы не имеет излома в пределах от 10^4 до $12 \cdot 10^6$ р.

Другим преимуществом этого дозиметра является возможность более точного определения концентрации ионов трехвалентного церия благодаря большему, чем в других химических дозиметрах, изменению оптической плотности облученного раствора на единицу изменения концентрации [Л. 45].

Недостатком дозиметра с сернокислым церием является повышенное требование к материалу контейнеров (сосудов), в которые наливается раствор. Например пластмассовые сосуды совершенно не пригодны. Применяются ампулы из боросиликатного стекла, покрытые внутри кремнием. Для этого ампулы обжигают при температуре 300° С в течение 2 часов, затем после охлаждения наполняют 3%-ным раствором кремния в метиловом хлороформе. После этого раствор кремния выливают, ампулы высушивают при комнатной температуре и затем снова обжигают их в течение 4 часов при температуре 300° С.

Кроме того, раствор сернокислого церия чувствителен к дневному свету.

¹ Нормальный раствор (N) — раствор, 1 л которого содержит 1 грамм-эквивалент растворенного вещества.

Следует отметить, что применение химических дозиметров на основе водных растворов сернокислого железа и сернокислого церия ограничивается измерением больших доз и в лабораторных условиях. Причем наиболее точные показания дает ферросульфатный дозиметр при измерениях доз от 5000 до 50000 р, а цериевосульфатный при измерениях доз от 10^4 до $12 \cdot 10^6$ р.

Для длительных исследований или для изготовления практических дозиметров для широкого применения они не пригодны, так как имеют тенденцию постепенного самопроизвольного распада, оказывающего влияние на выход.

Обычно на практике используются только свежие растворы сульфата железа (или церия) и доза определяется путем сравнения с аналогичными необлученными образцами той же партии.

Тем не менее эти дозиметрические системы являются хорошими дозиметрами и имеют широкое применение, особенно в области радиационной химии для точного измерения доз рентгеновского и γ -излучений порядка нескольких тысяч рентген, а также для других специальных задач.

Дозиметры на основе хлорсодержащих углеводов

При облучении хлорсодержащих углеводов, таких, как хлороформ, трихлорэтилен, тетрахлорэтилен, а также четыреххлористый углерод, образуется соляная кислота (HCl) в количествах пропорциональных поглощенной энергии (дозе) излучения в широких пределах.

Выход кислоты при облучении химически чистого хлороформа (CHCl_3) очень велик (G достигает 6000), что указывает на наличие цепных реакций с длинной цепью и что является нежелательным в дозиметрии. Кроме того, выход этой системы зависит от мощности дозы, температуры, а также от присутствия следов некоторых примесей. Химически чистый хлороформ распадается под воздействием рассеянного и прямого солнечного света. Оказывается, однако, что добавлением некоторых спиртов или резорцина [$\text{C}_6\text{H}_4(\text{OH})_2$], в оптимальных количествах, многие из этих нежелательных свойств хлороформа могут быть сильно ослаблены или полностью уничтожены. Хотя выход дозиметра при этом значительно понижается, однако чувствительность его, достаточная для измерения доз вплоть до 25—50 р (G около 90), может быть сохранена.

Наилучшим стабилизирующим агентом оказался резорцин (0,1 до 1%), который придает раствору высокую термическую устойчивость, независимость от мощности дозы, воспроизводимость показаний и устойчивость против воздействия света.

Для определения количества образующейся кислоты стабилизированный резорцином хлороформ (уд. вес 1,489) покрывается

водным раствором индикатора-красителя (рис. 6-56), который изменяет свой цвет при взаимодействии с соляной кислотой. В качестве цветного индикатора применяют бромкрезол пурпурный ($C_{21}H_{16}O_5Br_2S$; $M=540,24$) (изменяет цвет от красно-пурпурного до янтарно-желтого), красный хлорфенол или красный фенол.

Наиболее изученная двухфазная система, приготовленная из стабилизированного резорцином хлороформа, покрытого водным раствором бромкрезола пурпурного, обладает достаточно высокой чувствительностью, стабильностью, воспроизводимостью показаний и линейной зависимостью от дозы излучения в широких пределах (до 10^6 р).

Основной раствор красителя готовится путем растворения в нагретой до 90° С чистой воде 0,8 г бромкрезола пурпурного на 100 см^3 раствора.

Оптимальная концентрация рабочего раствора красителя, используемого в большинстве изученных двухфазных системах, составляла $0,5\text{--}0,6\text{ см}^3$ основного раствора на 100 см^3 воды. Вода и все реактивы должны быть высокой степени чистоты. Дистиллированная вода, например, очищается от органических и неорганических примесей повторными перегонками.

После облучения ампулу с раствором сильно встряхивают в течение 1 мин и затем выдерживают в течение 30 мин для достижения полного извлечения в фазу красителя всех ионов кислоты, образовавшейся из хлороформа.

Количество образующейся кислоты может быть определено с точностью $\pm 10\text{--}15\%$ визуально сравнением цвета облученного раствора с цветом подобных контрольных ампул с раствором облученных известными дозами.

Более точно ($\pm 5\text{--}10\%$) выход кислоты определяется микротитрованием¹ (с использованием бюретки с ценою деления $0,01\text{ см}^3$) при помощи 0,001-нормального раствора щелочи (NaOH), содержащей такую же концентрацию бромкрезола пурпурного, как и в дозиметрической системе, чтобы избежать ее разбавления. Очевидно, что количество щелочи, необходимой для восстановления первоначальной окраски индикатора-красителя облученного дозиметра, эквивалентно количеству кислоты, образовавшейся из хлороформа.

Выход кислоты можно определить достаточно точно также путем измерения увеличения удельной электропроводности облученного раствора.

¹ Титрование — прием объемного химического анализа, заключающийся в постепенном приливании до окончания реакции титрованного раствора (т. е. раствора реактива строго определенной концентрации) к раствору другого вещества, количество которого надо определить. По объему титрованного раствора вычисляют количество определяемого вещества.

Основным недостатком рассматриваемой системы, в состав которой входят компоненты с высоким атомным номером, является спектральная зависимость ее показаний, т. е. «ход с жесткостью», в области низких энергий, а также относительно невысокая чувствительность.

Для устранения указанного недостатка предложена однофазная система, составленная из тех же реактивов. Она приготовляется из водного раствора бромкрезола пурпурного, насыщенного хлороформом и стабилизированного небольшим количеством резорцина. Эта система содержит менее 0,5% хлороформа (растворимость его 1 г на 100 см³ воды) вследствие чего $Z_{эфф}$ системы близок к $Z_{эфф}$ воды. Поэтому она практически не имеет хода с жесткостью в широких пределах энергий от 35 до 1200 кэв и, кроме того, обладает очень малой температурной зависимостью, более высокой стабильностью и большей стойкостью при длительном хранении. Недостатком является относительно невысокая чувствительность.

Для увеличения чувствительности двухфазных дозиметров, обеспечивающих измерение доз в широких пределах от 1 до 10⁶ р, применяют подобную систему, в которой хлороформ заменен тетрахлорэтиленом и в качестве цветного индикатора применен фенол красный. Недостатком такой системы является то, что фенол красный чувствителен к СО₂ и поэтому приготовление дозиметра необходимо производить в атмосфере свободной от СО₂. Так как тетрахлорэтилен практически нерастворим в воде, то необходимо после облучения производить длительное сильное встряхивание и затем выдерживать в течение 1 часа, чтобы достичь полной диффузии всех кислотных продуктов реакции в фазу красителя.

6-28. Вакуумные камеры для измерения больших мощностей дозы рентгеновского и γ -излучений

Как указывалось выше, измерение очень больших мощностей дозы рентгеновского или γ -излучений при помощи ионизационных камер невозможно вследствие отсутствия в них тока насыщения. Для преодоления этой трудности было предложено использовать так называемые вакуумные камеры, работа которых основана на явлении испускания твердыми телами фотоэлектронов и электронов отдачи под действием рентгеновского или γ -излучения и в которых ионизация газа вовсе не происходит.

В вакуумной камере электроны, выбрасываемые из ее электродов квантами излучения, создают на стенках камеры вторичные и третичные электроны, которые переносятся с электрода на электрод, и в зависимости от направления электрического поля, направления выбрасывания электронов, а также от

При ионизации электродов возникает разностный ток, который может быть измерен электрометрическим устройством.

Приближенные теоретические и экспериментальные исследования показывают [Л. 147], что основную массу электронов, переходящих на измерительный электрод, составляют вторичные и третичные электроны, имеющие небольшие энергии, скорости которых распределены приблизительно по закону Максвелла с максимумом около 4—5 эв, причем число электронов с энергиями, превышающими 100 эв, меньше 3% (рис. 6-60). Поэтому напряжение насыщения собирания электронов на положительном электроде оказывается очень небольшим, порядка 20—30 в, при этом рекомбинация ионов, естественно, отсутствует.

Распределение электронов по энергиям, представленное на рис. 6-60, может быть выражено приближенной формулой [Л. 147]

$$n_e = k \cdot U^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{U}{18}} \quad (6-47)$$

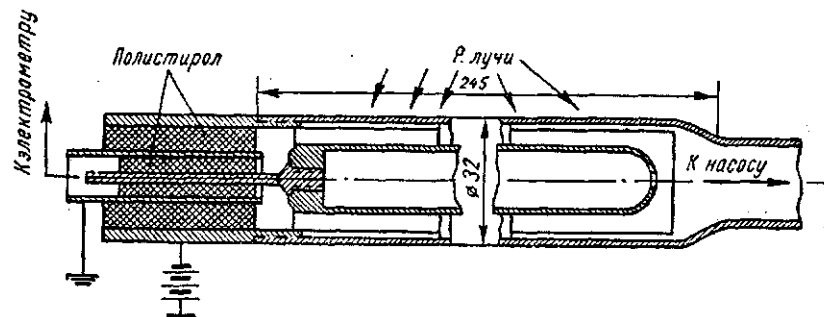


Рис. 6-61. Схема устройства вакуумной камеры для измерения рентгеновских лучей Тейлора.

для энергий от 0 до 41 эв и для энергий выше 41 эв, формулой

$$n_e = 64,5 \cdot k U^{-2}. \quad (6-48)$$

Впервые вакуумная камера была описана в работе Тейлора [Л. 166]. Однако она была лабораторного типа, работала при непрерывной откачке и практического применения не получила (рис. 6-61).

В рентгентехнической лаборатории ЛЭТИ разработаны два типа вакуумных камер (диафрагмовая и наперстковая), пригодных для практических измерений высоких мощностей дозы мягкого и жесткого излучений [Л. 114, 115].

1. Вакуумная камера диафрагмового типа ВК-1 с плоскими электродами, бериллиевым окном и диафрагмой, пригодная для измерения мягкого и средней жесткости рентгеновского излучения большой интенсивности, представляет собою трехэлектродный стеклянный прибор с постоянным высоким вакуумом (рис. 6-62).



Рис. 6-62. Фотография вакуумной камеры для измерения мягкого рентгеновского излучения типа ВК-1.

Вакуумная оболочка 1 камеры (рис. 6-63) разделена на две части впаянным коваровым кольцом 2, которое служит охранным кольцом для отвода токов утечки. К одному концу стеклянного баллона припаян металлический колпачок 3, который является внешним электродом вакуумной камеры к нему подводится по-

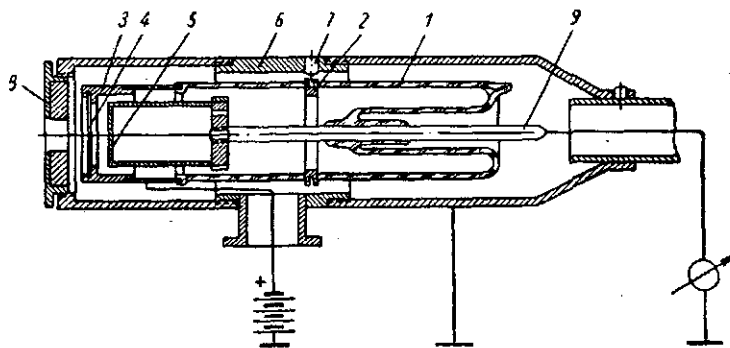


Рис. 6-63. Схема устройства вакуумной камеры диафрагмового типа ВК-1 для мягкого рентгеновского излучения.

ложительный потенциал от стабилизованного источника постоянного напряжения. В колпачок 3 впаян бериллиевый диск 4, служащий окном для впуска в камеру мягкого излучения. Измерительным электродом служит алюминиевый стакан 5, укрепленный на молибденовом стержне 9, впаянном в стеклянную ножку, который соединяется с электрометрическим устройством (например, ЭМУ-3 или установкой «Кактус»).

С целью получения воздухоэквивалентных стенок камеры можно бериллиевый диск 4 и торец алюминиевого стакана 5 покрыть аквадагом с примесью 3% кремния, но при этом чувствительность камеры несколько понижается.

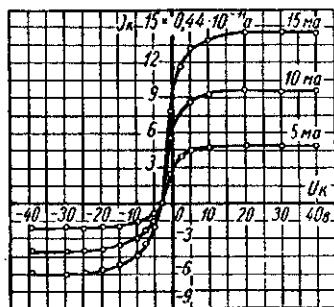


Рис. 6-64. Вольт-амперные характеристики камеры ВК-1, снятые при трех режимах работы рентгеновской трубки 11 БХВ-80 с бериллиевым окном (40 кв, 5, 10 и 15 ма).

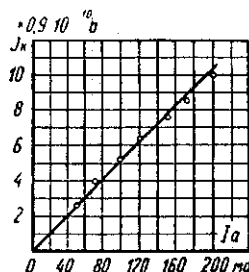


Рис. 6-65. Зависимость тока камеры ВК-1 от тока трубки 11БХВ-80 при анодном напряжении 70 кв.

Для экранирования от воздействия внешних электрических полей камера заключена в заземленный металлический кожух 6, свинчивающийся из трех частей (для удобства сборки камеры) и закреплена в нем тремя винтами 7, концы которых входят

в проточку коварового кольца 2. В металлический кожух ввинчивается свинцовая диафрагма 8 (диаметром 5, 10 или 15 мм), ограничивающая сечение входящего в камеру пучка рентгеновских лучей. Ввод напряжения к электроду 3 и соединение измерительного электрода 9 с электрометрическим устройством осуществляется экранированными кабелями через соответствующие отростки кожуха, как показано на рис. 6-63.

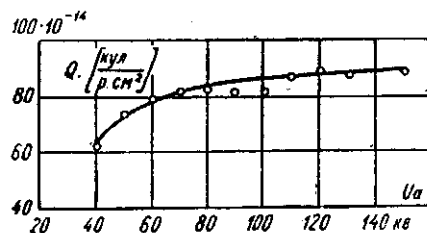


Рис. 6-66. Ход жесткости вакуумной камеры ВК-1 с Ве — Al-электродами. (Сравнение производилось с дозиметром РМ-1-М).

На рис. 6-64 * приведены вольт-амперные характеристики вакуумной камеры.

* Характеристики вакуумных камер (рис. 6-64, 6-65, 6-66 и 6-69) были получены в 1959 г. ст. преподавателем А. Н. Ивановым (ЛЭТИ).

Из рис. 6-64 видно, что в области насыщения ток камеры пропорционален току рентгеновской трубки и что насыщение наступает при 15—20 в. Асимметрия кривых объясняется различием материалов электродов камеры (Ве и Al).

Дальнейшие исследования показали, что пропорциональность между током камеры и мощностью дозы излучения сохраняется вплоть до 10^7 р/мин (рис. 6-65) и что камера имеет небольшой «ход с жесткостью» (рис. 6-66).

Камера ВК-1 в комплекте с электрометрической частью установки «Кактус» представляет собою прямопоказывающий рент-

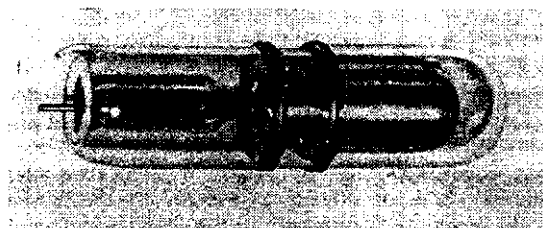


Рис. 6-67. Фотография вакуумной камеры наперсткового типа для жесткого рентгеновского излучения типа ВК-2.

генометр, позволяющий измерять мощности дозы от 40 до $4 \cdot 10^7$ р/мин, при этом выход электронов составляет, при алюминиевом измерительном электроде, * около $Q = 3,6 \cdot 10^{-13} \frac{\text{кул}}{\text{см}^2 \cdot \text{р}}$

или $\frac{a}{\text{см}^2 \text{р/сек}}$.

2. Вакуумная камера наперсткового типа ВК-2 для измерения жесткого излучения высокой интенсивности представляет собою также трехэлектродный стеклянный прибор с постоянным вакуумом (рис. 6-67 и 6-68), но конструктивно отличается от вышеописанной камеры для мягких рентгеновских лучей.

* В работе Тейлора [Л. 166] приводятся соответствующие данные для фильтрованного 1 мм меди излучения трубки, работавшей при 100 кВ, в случае камеры, внутренний электрод которой имеет поверхность около 60 см^2 (рис. 6-61) и сделан из бакелита, выход электронов

$$Q = \frac{5,16 \cdot 10^{-12}}{60} = 0,85 \cdot 10^{-13}. \text{ Для алюминия } Q = \frac{16,3 \cdot 10^{-12}}{60} = 2,72 \cdot 10^{-13}$$

$$\text{и бронзы } Q = \frac{55,2 \cdot 10^{-12}}{60} = 9,2 \cdot 10^{-13} \left[\frac{\text{кул}}{\text{см}^2 \text{р}} \right].$$

Вакуумная оболочка камеры 1-1 (рис. 6-68) разделена на три части двумя впаянными коваровыми кольцами 2 и 3. Кольцо 2 служит охранным кольцом для отвода токов утечки, а дру-

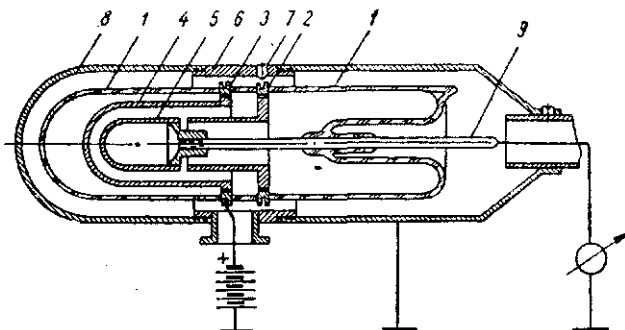


Рис. 6-68. Схема устройства вакуумной камеры наперсткового типа для жесткого рентгеновского излучения типа ВК-2.

гое кольцо 3 — для крепления алюминиевого колпачка 4, являющегося внешним электродом вакуумной камеры, а также для сообщения ему положительного потенциала от (стабилизованного) источника постоянного напряжения. Измерительный электрод 5 имеет форму алюминиевого колпачка и укреплен на молибденовом стержне 9. Алюминиевая втулка, укрепленная в коваровом кольце 2, ограничивает рабочие поверхности электродов камеры 4 и 5, так как электроны, попадающие на нее, отводятся к «земле» через винты 7.

Экранирование вакуумной камеры от воздействия внешних электрических полей достигается помещением ее в заземленный металлический кожух. Алюминиевый стакан 8 является дополнительным фильтром и может быть снят или заменен другим необходимым фильтром.

На рис. 6-69 приведена вольт-амперная характеристика, из которой видно, что насыщение наступает при напряжении на камере около 15 м. Асимметрия характеристики объясняется различием величин внешнего и внутреннего электродов камеры. В комплекте с элекстрометрической частью установки «Кактус» камера ВК-2 позволяет измерять мощности дозы от $0,4$ до $4 \cdot 10^5$ $p/мин$.

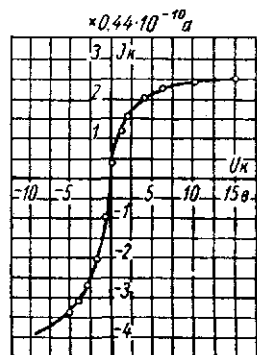


Рис. 6-69. Вольт-амперная характеристика вакуумной камеры ВК-2, снятая при работе рентгеновской трубки Т-200 (95 кВ, 5 ма).

ПРИМЕНЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

Из многочисленных областей использования рентгеновских лучей в медицине и промышленности мы рассмотрим лишь применение их для целей обнаружения скрытых дефектов в материале или живом организме и для исследования структуры кристаллических тел. При этом мы ограничимся рассмотрением лишь принципов тех методов, которые применяются при указанных исследованиях.

7-1. Исследование методом поглощения (Рентгенодефектоскопия)

Рентгеновское исследование методом поглощения применяется для обнаружения в исследуемом теле без его разрушения внутренних дефектов или отклонений от нормы (пустоты, усадочные раковины, трещины и т. п.) и заключается в получении и рассматривании теневых картин просвечиваемого тела на флюоресцирующем экране или на рентгеновском снимке. Эти теневые картины появляются вследствие того, что интенсивность рентгеновских лучей при прохождении через различные участки просвечиваемого неоднородного тела, уменьшается неодинаково и, следовательно, яркость свечения экрана или плотность почернения фотопленки в различных участках также будут различными. Исследование при помощи флюоресцирующего экрана называется рентгеноскопией; исследование при помощи фотопленки называется рентгенографией. Рентгеноскопия и рентгенография широко используются в медицине; в технике более широко применяется рентгенография. Здесь мы рассмотрим основы рентгенографии. Пусть на металлическую пластинку (рис. 7-1) толщиной D сантиметров, заключающую в себе воздушный пузырек толщиной d сантиметров, падает пучок монохроматических рентгеновских лучей интенсивностью I_0 . Тогда интенсивность рентгеновских лучей, падающих на фотопластинку в точке A , будет больше, чем в точке B , так как

толщина поглощаемого слоя в первом случае меньше на толщину d , чем во втором. Фотопластинка в точке A почернеет сильнее, чем в точке B ; следовательно, рассматривая проявленную фотопластинку, можно обнаружить наличие пузырька.

Для обнаружения небольших дефектов необходимо иметь возможно большую разницу почернений соседних участков фотопленки, т. е. иметь возможно более контрастную теневую картину.

Основными факторами, определяющими качество рентгеновского снимка, являются:

1) жесткость рентгеновского излучения;

2) вторичное (рассеянное) излучение исследуемого тела и окружающей среды;

3) величина фокуса трубки и фокусное расстояние;

4) фотографическая техника.

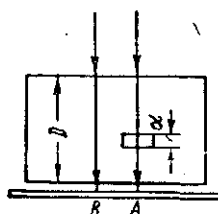


Рис. 7-1. Вывод формулы для контрастности снимка.

Жесткость рентгеновского излучения. Контрастность фотографического снимка зависит от отношения почернений пленки на различных участках, т. е. от отношения интенсивностей рентгеновских лучей, падающих на фотопленку в этих участках.

Интенсивность I_A рентгеновских лучей, падающих на фотопластинку в точке A (рис. 7-1), если пренебречь поглощением в слое d , будет:

$$I_A = I_0 e^{-\mu(D-d)} \quad (7-1)$$

и в точке B :

$$I_B = I_0 e^{-\mu D}. \quad (7-2)$$

Отсюда отношение:

$$\frac{I_A}{I_B} = e^{\mu d}. \quad (7-3)$$

Чем больше это отношение, т. е. чем больше $e^{\mu d}$ отличается от единицы, тем более контрастным будет снимок. Величина $e^{\mu d}$ для данного рода тела (т. е. его Z) и толщины порока d зависит только от длины волны рентгеновских лучей, так как

$$\frac{\mu}{\rho} \approx c \lambda^3 Z^3,$$

и тем больше, чем больше λ .

Отсюда вытекает, что для получения большей контрастности следовало бы при всех исследованиях пользоваться только мягкими (длинноволновыми) рентгеновскими лучами. Это иллюстрируется опытными данными, приведенными ниже, где показано влияние напряжения (жесткости излучения) на видимость

пустот в литом алюминии толщиной 40 мм. Снимки производились с усиливающим экраном при токе через трубку 4 ма и фокусном расстоянии $F=50$ см.

Напряжение, кв	50	80	100	130	170
Толщина наименьшего порока, мм	0,5	0,6	0,7	0,9	1,2
Время экспозиции, сек	720	210	60	30	10

Как видно из этой таблицы, при просвечивании толстых, сильно поглощающих рентгеновские лучи тел, работа с мягкими лучами требует чрезмерно больших выдержек. Поэтому

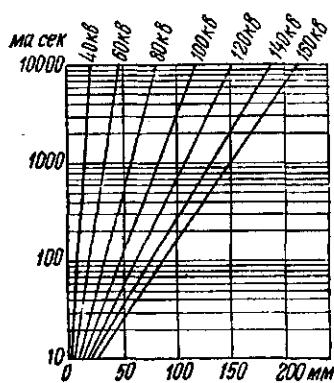


Рис. 7-2. Экспозиции в миллиамперсекундах при просвечивании алюминия; фокусное расстояние 40 см; плотность почернения $S=0,5$, без усиливающего экрана.

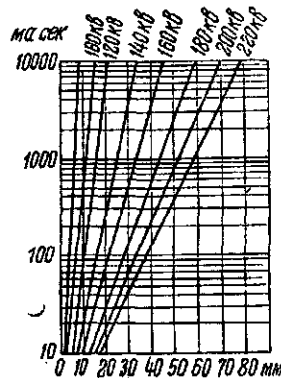


Рис. 7-3. Экспозиции в миллиамперсекундах при просвечивании железа. Фокусное расстояние — 40 см; плотность почернения $S=0,5$, без усиливающего экрана.

на практике для каждого материала и каждой толщины его установлена наиболее выгодная жесткость излучения, при которой возможно обнаружить мелкие пороки на снимках, полученных при сравнительно небольших выдержках.

Практически оказалось наиболее выгодным производить снимки при следующих напряжениях на трубке:

при просвечивании алюминия толщиной 4 см	80 кв
» » » » 10 »	110 »
» » железа » 6 »	200 »
» » латуни » 6 »	230 »

На рис. 7-2 и 7-3 даны кривые, показывающие зависимость экспозиции в миллиамперсекундах от толщины просвечиваемого образца при различных напряжениях. Получаемые по этим кривым экспозиции отвечают плотности почернения фотопленки $S \approx 0,5$ и относятся к фокусному расстоянию 40 см. При

другом фокусном расстоянии F полученное по этим кривым число миллиамперсекунд нужно умножить на $\left(\frac{F}{40}\right)^2$.

Вторичное, или рассеянное, излучение возникает при прохождении рентгеновских лучей через всякое тело. Центром рассеяния лучей являются электроны атомов тела; поэтому каждый мельчайший элемент просвечиваемого тела рассеивает во все стороны часть первичного излучения, идущего из фокуса трубки к фотопленке. Рассеянное излучение вызывает равномерное почернение фотопленки (вуалирует ее), и в этой вуали теряются небольшие различия почернений пленки, вызванные прямыми рентгеновскими лучами, идущими из фокуса трубки. Очевидно, что действие рассеянного излучения тем сильнее, чем толще просвечиваемый объект и чем больше его объем.

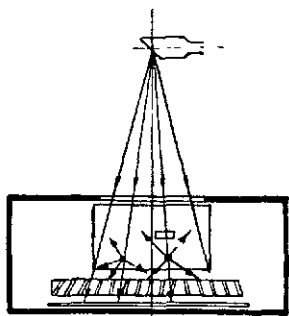


Рис. 7-4. Схема диафрагмы для поглощения рассеянного излучения.

С целью устранения вредного действия рассеянного излучения применяются специальные диафрагмы, помещаемые между просвечиваемым телом и фотопластинкой (рис. 7-4). Диафрагма представляет собою решетку, состоящую из полосок сильно поглощающего вещества (например, свинца, цинка), высота и толщина которых соответственно равны 20 и 1—2 мм, расположенных так, что лучи, падающие из фокуса трубки, могут свободно проходить между ними, в то время как косые рассеянные лучи поглощаются ими и не достигают фотопластинки. Если такая диафрагма будет оставаться неподвижной во время снимка, то на фотопластинке получится ее изображение. Для устранения этого диафрагме дают поступательное, поступательно-возвратное или вращательное движение, рассчитанное таким образом, чтобы полосы диафрагмы покрывали все части фотопленки одинаковое время. При применении диафрагм выдержка снимка будет больше, чем при снимках без нее, так как часть фотопластинки всегда будет покрыта свинцовыми полосками.

Действие такой диафрагмы весьма значительно. Так, в литом алюминиевом бруске толщиной 10 см при напряжении 125 кВ, токе 5 мА и фокусном расстоянии $F=50$ см удастся обнаружить воздушный пузырек диаметром 0,3 мм, в то время как при снимке без диафрагмы при тех же условиях будет едва заметен пузырек диаметром 1,2 мм. Таким образом, применение диафрагмы дает возможность обнаружить в алюминиевом бруске толщиной 10 см дефекты в 4 раза меньшие, чем без диафрагмы.

Кроме устранения влияния рассеянного излучения исследуемого образца необходимо предохранить фотопленку от рассеянного излучения окружающих предметов (пол, стены, стол и пр.). Для этого пленка должна быть покрыта со всех сторон оболочкой, непроницаемой для рассеянных от окружающих предметов лучей.

Значение величины фокуса и фокусного расстояния (расстояния фокуса трубки от фотопленки). Значение величины фокуса было рассмотрено в § 2-4. Влияние фокусного расстояния на резкость рисунка и на обнаружение наименьших дефектов в алюминиевом образце толщиной в 4 см видно из следующих данных:

Фокусное расстояние F , см	30	50	70	100
Наименьший заметный дефект d , мм	0,9	0,7	0,6	0,5

Следует, однако, помнить, что длительность экспозиции увеличивается пропорционально квадрату расстояния.

Наконец, последний фактор — фотографическая техника — имеет очень большое значение в отношении повышения чувствительности и экономичности исследования. Укорочение экспозиций достигается обычно применением усиливающих экранов, т. е. листов картона, покрытых с одной стороны флюоресцирующим под действием рентгеновских лучей веществом (вольфрамовокислый кальций или кадмий).

Применение такого экрана может сократить время экспозиции в 4—10 раз. При применении пленок с светочувствительным слоем, нанесенным с двух сторон (двусторонних пленок), можно пользоваться двумя усиливающими экранами, которые прижимаются флюоресцирующими слоями к двусторонней пленке с обеих сторон.

Весьма существенным является вопрос о том, до какой степени почернения необходимо доводить пленку, чтобы различие почернений двух соседних участков пленки воспринималось глазом наиболее отчетливо. Была исследована чувствительность глаза к постоянной разности плотностей почернения и к постоянному отношению почернений. Результаты этих исследований даны на рис. 7-5, где по оси абсцисс отложены абсолютные почернения более светлого участка пленки S_2 , а по оси ординат — чувствительность глаза при постоянной разнице в почернении, равной $S_1 - S_2 = 0,02$ (кривая I), и при постоянном отношении почернений двух соседних участков пленки, равном $\frac{S_1}{S_2} = 1,03$, т. е. если два почернения отличаются друг от друга на 3% (кривая II).

Из этих кривых видно, что с увеличением почернения пленки чувствительность глаза возрастает до $S_2 = 1,2$ (кривая I) и до $S_2 = 2$ (кривая II), а затем уменьшается. Из этих же кривых

видно, что для глаза заметно различие обоих почернений лишь с определенного почернения ($S_2=0,3$).

При степени почернения пленки $S_2=0,3$ граница различимости лежит при разнице почернений, приблизительно равном 3%; при большей степени общего почернения пленки граница различимости становится меньшей.

На рис. 7-6 дана зависимость границы различимости от степени общего почернения пленки. На оси ординат отложено различие двух почернений соседних участков пленки в процентах, которые представляются глазу, как различные при данном почернении, отложенном по оси абсцисс. Из кривой видно, что

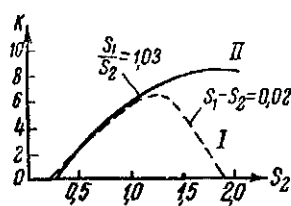


Рис. 7-5. Восприятие контрастности почернения.

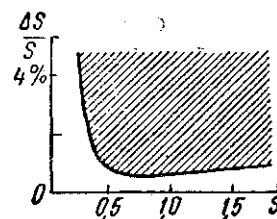


Рис. 7-6. Граница восприятия глазом различий почернений.

при общем почернении пленки $S=0,3$ заметна разница почернений в 3%. Если общее почернение пленки довести до $S=0,7$, то глазом воспринимается различие в почернении в 0,5%.

Таким образом, для рентгеновских снимков наиболее выгодное почернение равно 0,7—0,9. Эта область почернения благодаря особой чувствительности глаза к восприятию контрастности дает возможность наблюдать наиболее мелкие дефекты в испытуемом теле.

Кроме того, необходимо учитывать, что наличие вуали на пленке сильно понижает точность исследований.

Из всего сказанного вытекает, что для обнаружения наиболее мелких дефектов исследуемых образцов необходимо:

- 1) для каждого материала и толщины выбрать наиболее выгодную жесткость излучения (напряжение на трубке);
- 2) применять диафрагмы для устранения влияния рассеянных в исследуемом теле лучей;
- 3) защищать фотопленку от рассеянного окружающими предметами излучения;
- 4) выбирать трубку с возможно малым фокусом;
- 5) фокусное расстояние выбирать 40—50 см;
- 6) плотность почернения фотопленки доводить до 0,7—0,9;
- 7) проявление фотопленки производить таким образом, чтобы почернение за счет вуали было возможно слабее;

8) при просвечивании образцов неправильной формы во избежание передержки фотопленки в местах, лежащих под тонкими частями образца, рекомендуется образцы засыпать порошком или заливать жидкостью, обладающими приблизительно таким же коэффициентом поглощения рентгеновских лучей, как и вещество исследуемого образца (для стали и железа можно применять 75%-ный раствор метилиодида в бензине, находящийся в целлулоидном сосуде, или раствор в 100 см³ воды 150 г иодистого бария; может быть также применен мелкий порошок барита BaSO₄; пользоваться порошками свинцового глета или свинцового сурика не рекомендуется, так как эти окислы вредны для здоровья экспериментатора);

9) для определения глубины залегания порока в исследуемом теле проще всего произвести второй, боковой, снимок. Если это невозможно, производят второй снимок на одной и той же пластинке при неизменном положении объекта, переместив предварительно рентгеновскую трубку в каком-либо направлении параллельно пленке на расстояние $a \approx 10$ см (рис. 7-7). На пластинке получаются два отпечатка порока, сдвинутых один относительно другого на расстояние b сантиметров (измеряется на фотопленке). Расстояние x порока от фотопленки находится по формуле:

$$a/b = (F - x)/x,$$

откуда

$$x = \frac{b}{a + b} F,$$

где F — фокусное расстояние.

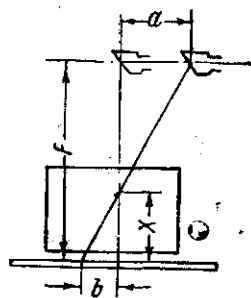


Рис. 7-7. Определение глубины залегания порока в исследуемом теле.

7-2. Специальные методы рентгенографии в медицине

При просвечивании сложных участков человеческого тела, например грудной клетки или черепа, теневые картины получаются очень сложными, анализ их представляет большие трудности и требует не только знания анатомии, но и большого опыта.

При снимках подвижных органов тела человека (сердце, желудок) теневые картины получаются нерезкими — размытыми. Для увеличения резкости картин снимки подвижных органов стремятся производить при очень коротких выдержках. Однако и при этом обычная рентгенограмма не может полностью удовлетворить требованиям медицинской рентгенодиагностики, так как мгновенный снимок, например сердца, не дает

возможности определить размеры сердца и степень его расширения.

Для того чтобы обойти эти трудности, применяют специальные методы рентгенографии. К ним относятся стереография, кимография и томография.

1. Стереография. Стереogramмы придают снимку рельефность и облегчают определение местоположения инородных тел или взаимного расположения отдельных органов. Для получения стереограмм производят два снимка исследуемой части тела неподвижно лежащего больного на двух пленках при двух положениях фокуса трубки, смещенных относительно

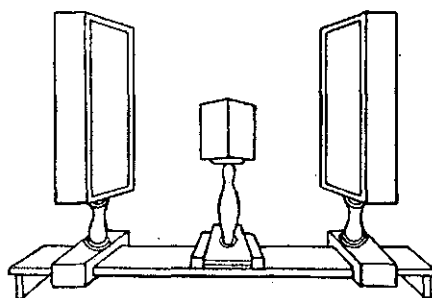


Рис. 7-8. Схема стереоскопа.

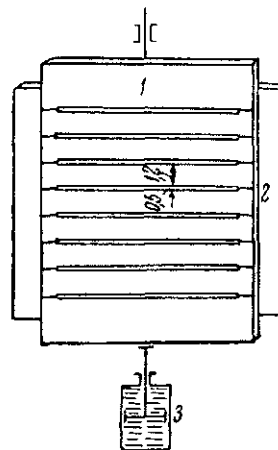


Рис. 7-9. Схема действия кимографа.

1 — свинцовая пластина со щелями; 2 — неподвижная кассета с фотопленкой; 3 — демпфер.

друг друга на величину нормального межглазного расстояния человека (6,5 см). Проявленные пленки, освещенные сзади рассеянным светом, устанавливаются на двух каретках, перемещающихся по направляющей, и рассматриваются с помощью двух зеркал, установленных под углом 90° друг к другу на третьей каретке (рис. 7-8). Каретка с зеркалами перемещается в направлении, перпендикулярном направляющей кареток с фотопленками.

Перемещая пленки и зеркала, можно найти такое положение, когда появляется рельефная картина.

2. Кимография. Кимография позволяет определить размеры сердца в сжатом и расширенном состояниях и представляет собой последовательные снимки узких горизонтальных полос движущегося во время снимка сердца. Принцип действия кимографа легко уяснить из рис. 7-9.

Перед кассетой с фотопленкой медленно с постоянной скоростью смещается (на 12 мм) свинцовая пластинка с узкими горизонтальными щелями. Лучи, проходящие через сердце, задержи-

ваются свинцовой пластинкой и могут попасть на фотопленку только через щели. Вследствие этого на фотопленке получаются полоски теней сердца, появляющиеся на соседних участках фотопленки через определенные промежутки времени, отвечающие различным состояниям сердца. В результате на фотопленке получается ряд узких полосок разной длины. Плавная линия, очерченная по концам наиболее длинных полосок, отвечает контурам сердца в расширенном состоянии, а концы наиболее коротких полосок — контурам сердца в сжатом состоянии.

3. Томография. Томограмма представляет собой теневое изображение слоя определенной (небольшой) толщины исследуемого тела, расположенного на определенной глубине, причем тени других частей тела, расположенных выше и ниже этого слоя, на фотопленке не проявляются. Для получения томограммы, т. е. проекции разреза по заданной плоскости, необходимо пленке и трубке сообщить такие движения относительно выбранного слоя,

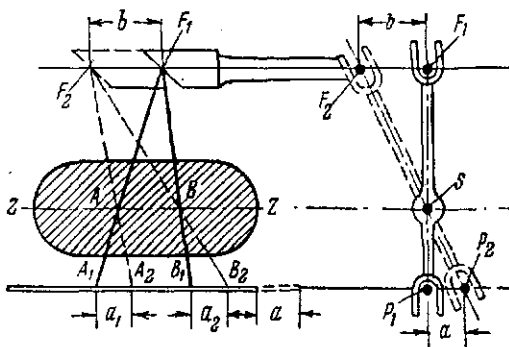


Рис. 7-10. Схема действия томографа.

чтобы тени точек, заключенных в этом слое, оставались все время на одних и тех же точках фотопленки, а тени всех точек, лежащих вне слоя, перемещались по фотопленке. Тогда на фотопленке получится резкая тень только тех точек просвечиваемого тела, которые заключены в рассматриваемом слое.

Пусть (рис. 7-10) движение трубки и пленки выполняется при помощи рычага, вращающегося вокруг оси S , лежащей в плоскости изучаемого слоя; тогда трубка будет смещаться влево, пленка вправо, оставаясь горизонтальными. Просвечиваемое тело неподвижно. Когда фокус трубки смещается влево на b сантиметров, пленка смещается вправо на a сантиметров. При положении фокуса трубки F_1 произвольно выбранные точки A и B слоя ZZ дают тени в точках A_1 и B_1 . После смещения фокуса трубки в положение F_2 тени точек A и B будут попадать в точки A_2 и B_2 , смещенные от точки A и B на отрезки a_1 и a_2 . Для того чтобы точки A_1 и A_2 (B_1 и B_2) находились в одной и той же точке пленки, необходимо выполнение условия равенства смещения пленки a и точек $A_1—A_2$, $B_1—B_2$ и т. д., т. е.

$$a = a_1 = a_2 = \dots$$

Из рис. 7-10 можно видеть, что это условие выполняется только для точек, лежащих в слое ZZ . Действительно, треугольники AF_1F_2 и AA_1A_2 подобны, точно так же подобны треугольники BF_1F_2 и BB_1B_2 и треугольники SF_1F_2 и SP_1P_2 . Из подобия этих трех пар треугольников можно написать ряд пропорций:

$$\frac{a_1}{b} = \frac{\overline{AA_1}}{\overline{AF_1}}; \quad \frac{a_2}{b} = \frac{\overline{BB_1}}{\overline{BF_1}}; \quad \frac{a}{b} = \frac{\overline{P_1S}}{\overline{SF_1}}.$$

С другой стороны, легко показать, что

$$\frac{\overline{AA_1}}{\overline{AF_1}} = \frac{\overline{BB_1}}{\overline{BF_1}} = \frac{\overline{P_1S}}{\overline{SF_1}}$$

как отношения отрезков секущих трех параллельных прямых, откуда и следует равенство $a = a_1 = a_2 = \dots$

7-3. Специальные методы рентгенографии в технике

Специальные методы рентгенографии применяются при решении некоторых задач промышленности, например, для определения толщины стенок изделия, недоступных для измерения обычными способами. В некоторых случаях встречается необходимость выявления микродефектов или микростроения кристаллических зерен сплавов и т. п.

Определение толщины стенки. Для определения толщины стенок, недоступных для непосредственных измерений, разработан фотографический метод, основанный на сравнении плотности почернения мелкозернистой пленки, экспонированной при вполне определенных условиях, с плотностью почернения такой же пленки, экспонированной через листы такого же материала известной толщины при тех же условиях.

В литературе [Л. 80] описан пример применения этого метода для измерения толщины стенок лопасти полого стального пропеллера. Мелкозернистая пленка, завернутая в конверт из черной бумаги, прижимается к внутренней поверхности стенки лопасти с помощью резинового шара, надутого воздухом. Трубка располагается на расстоянии 90 см и работает при 130 кВ; экспозиция 1350 ма·сек. После проявления пленки измеряется плотность почернения микрофотометром и сравнивается с плотностью почернения контрольной пленки, экспонированной при тех же условиях через стальные листы известной толщины. Этим методом толщина стенок может быть определена с максимальной ошибкой около 4%.

Рентгеновские лучи были применены для измерения толщины добела накаливаемых стальных листов, движущихся со ско-

ростью 10 м/сек между роликками прокатного стана. При этом для измерения интенсивности проходящего пучка лучей использовались счетчики фотонов.

Микрорентгенография. Для выявления микродефектов (микротрещин, микровключений и т. п.) и микроструктуры сплавов разработаны методы микрорентгенографии, аналогичные микрофотографии.

В настоящее время для получения увеличенных изображений на фотопленке — микрорентгенограмм — применяются два метода:

Один из них заключается в получении непосредственно увеличенного изображения на фотопленке, расположенной на достаточно большом расстоянии от исследуемого образца при малом расстоянии последнего от фокуса. Для получения удовлетворительных результатов необходимы трубки с очень малыми фокусами. Если линейные размеры дефектов меньше размеров фокуса, то увеличенные рентгенограммы не дают хороших результатов (см. § 2-35).

Второй метод, имеющий более широкое применение, заключается в получении обычной неувеличенной рентгенограммы с последующим ее оптическим увеличением. Для получения таких рентгенограмм готовится образец в виде тонкой пластинки толщиной 0,1—0,15 мм, который помещается над кусочком мелкозернистой фотопленки, завернутым в черную бумагу (которая должна быть однородной) в специальной камере. Пучок рентгеновских лучей, проходя через исследуемый образец, дает на фотопленке теневое изображение его структуры.

Полученные снимки увеличиваются с помощью микроскопа с фотокамерой в большее или меньшее число раз, в зависимости от сорта примененной фотопленки. Обычные двусторонние пленки для этой цели совершенно непригодны. Мелкозернистые односторонние пленки допускают увеличение в 15—20 раз, но они обладают малой чувствительностью и требуют значительно больших экспозиций (в 5—10 раз), чем обычные двусторонние пленки. Имеются пленки (специально разработанные), которые допускают увеличение в 200—300 раз, но требуют еще больших экспозиций (в 20—25 раз).

При рентгенографировании пользуются либо тормозным (неоднородным), либо характеристическим излучением. В первом случае используется различие в поглощении различно ориентированными кристалликами и отдельными элементами структуры образца (тонкой пластинки). Для увеличения контраста применяют мягкое излучение. Опытом установлено, что наиболее контрастные снимки получаются при напряжении на трубке, равном 15—25 кВ, в зависимости от рода материала исследуемого образца. В этом случае используются трубки

с вольфрамовым зеркалом анода, прозрачными для мягких рентгеновских лучей окнами и относительно острым фокусом.

Во втором случае, применяя характеристическое излучение, можно подобрать такой монохроматический пучок, чтобы длина его волны была немного меньше К-границы поглощения какого-либо элемента в образце. Тогда коэффициент поглощения этого элемента будет гораздо больше, чем других, и таким образом резко увеличится контрастность теневой картины, благодаря чему удастся выявить очень малые включения, которые не могут быть обнаружены другими способами.

Контрастность теневой картины, как известно, определяется отношением интенсивности лучей, прошедших через соседние участки образца. Если обозначить через μ_1 и μ_2 коэффициенты ослабления для различных элементов образца и через x их толщину, то интенсивности лучей, прошедших через образец в этих точках, будут:

$$J_1 = J_0 e^{-\mu_1 x} \quad \text{и} \quad J_2 = J_0 e^{-\mu_2 x}$$

и их отношение

$$\frac{J_1}{J_2} = e^{-(\mu_2 - \mu_1) x},$$

т. е. чем больше разность коэффициентов ослабления, тем больше контрастность снимка. Значение коэффициентов ослабления очень сильно зависит от длины волны рентгеновских лучей, поэтому для каждого материала необходимо подбирать излучение такой длины волны, чтобы эта разность была наибольшей.

В табл. 7-1 даны линейные коэффициенты поглощения К-излучений меди, железа и молибдена для различных технически важных металлов.

Таблица показывает, что никель может быть легко выявлен на фоне железа в никелевой стали К-излучением меди ($\mu_{Fe} = 2578$ и $\mu_{Ni} = 427$) и значительно труднее К-излучением железа ($\mu_{Fe} = 560$, $\mu_{Ni} = 797$) или молибдена ($\mu_{Fe} = 303$, $\mu_{Ni} = 427$), в то время как хром и железо в нержавеющей стали легче разделяются К-излучением железа ($\mu_{Fe} = 560$, $\mu_{Cr} = 2460$), чем К-излучением меди ($\mu_{Fe} = 2578$, $\mu_{Cr} = 1659$) или молибдена ($\mu_{Fe} = 303$, $\mu_{Cr} = 221$).

Опыт показывает, что хорошие микрорентгенограммы можно получить при следующих толщинах образцов разных металлов: для стали — около 0,075 мм; для медных сплавов — 0,125 мм; для магниевых сплавов — 0,25 мм.

Образцы доводятся до рекомендованных толщин шлифовкой, производимой достаточно медленно и осторожно, чтобы избежать перегрева и изменения структуры, или травлением,

Таблица 7-1

Линейные коэффициенты поглощения К-излучения Cu, Fe и Mo
в различных металлах

Медь $\lambda_{K\alpha} = 1,54 \text{ \AA}$		Железо $\lambda_{K\alpha} = 1,93 \text{ \AA}$		Молибден $\lambda_{K\alpha} = 0,71 \text{ \AA}$	
элемент	$\mu, \text{см}^{-1}$	элемент	$\mu, \text{см}^{-1}$	элемент	$\mu, \text{см}^{-1}$
Be	2,96	Be	5,64	Be	0,58
Mg	71,4	Mg	135	Mg	7,53
Al	132	Al	252	Al	14,1
Si	144	Si	266	Si	15,2
S	182	S	346	S	19,8
Zn	418	Fe	560	Ti	109
Ni	427	Zn	785	Mo	203
Cu	454	Ni	797	Cr	221
Ti	958	Cu	868	Sn	248
Cr	1659	Ti	1777	Ag	289
Sn	1798	Cr	2460	Fe	303
Mn	2124	V	2612	Co	383
Ag	2340	Sn	3422	Zn	421
Fe	2578	Ag	4258	Ni	427
Pb	2609	Pb	4854	Cu	455
Co	3186	W	5790	Pb	1537
W	3397			W	2007

причем окончательная полировка должна быть произведена мелкой наждачной бумагой, слегка смоченной маслом.

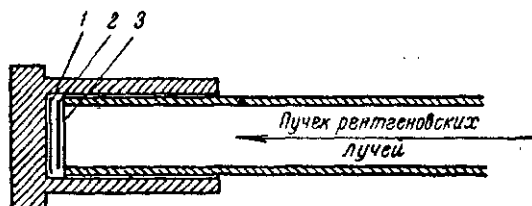


Рис. 7-11. Эскиз камеры для съятия микро-
рентгенограмм.

1 — мелкозернистая пленка; 2 — образец; 3 — черная бумага.

В качестве источника характеристического излучения используются обычные трубки для структурного анализа. Расстояние фокуса пленки должно быть около 120—150 мм; время экспозиции изменяется от нескольких минут для магниевых сплавов до нескольких часов в случае менее прозрачных металлов и сплавов. На рис. 7-11 изображен эскиз камеры, применяемой

для съемки микрорентгенограмм. Образец и пленки должны быть таких размеров, чтобы могли войти в камеру. Напряжение на трубке выбирается обычно приблизительно в три раза больше потенциала возбуждения К-излучения материала зеркала анода.

На рис. 7-12 приведена микрорентгенограмма, полученная этим методом с образца кремнистой стали при 23-кратном увеличении (рис. 7-12, а) и микрофотография шлифа того же образца (рис. 7-12, б) [Л. 121].

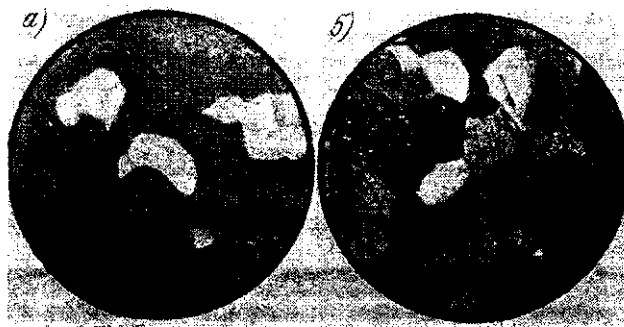


Рис. 7-12. Микрорентгенограмма (а) и микрофотография (б) образца кремнистой стали при 23-кратном увеличении.

7-4. Исследование структуры кристаллических тел рентгеновскими лучами

Рассмотренный в предыдущем параграфе метод исследования материалов, основанный на способности рентгеновских лучей проникать через тела, имел целью определение дефектов в исследуемом образце. Совершенно на иных принципах основан и иные цели преследует структурный анализ. Структурный анализ кристаллических тел основывается на дифракции рентгеновских лучей при прохождении через кристаллические тела и служит:

- 1) для исследования кристаллической структуры, т. е. внутреннего строения кристаллов;
- 2) для определения величины и относительного расположения кристалликов, образующих исследуемое тело;
- 3) для обнаружения внутренних напряжений в кристаллах.

Рентгеновские исследования показали, что большинство встречающихся в природе веществ, в том числе все металлы и сплавы, в твердом состоянии имеют кристаллическое строение. Поэтому исследование структуры твердых тел имеет очень

большое научное и практическое значение. Для уяснения принципов рентгеноструктурного анализа необходимо познакомиться с некоторыми основными сведениями из структурной кристаллографии.

7-5. Некоторые сведения из структурной кристаллографии

Металлический кристалл

В процессе охлаждения расплавленного металла при некоторой вполне определенной температуре начинается его затвердевание. При этом расположение атомов из хаотического переходит в организованное, т. е. начинается образование кристаллической структуры. Обычно при сравнительно быстром охлаждении затвердевание расплавленного металла начинается одновременно во многих различных участках — центрах кристаллизации, из которых происходит рост кристаллов.

В результате получается слиток металла в виде сросшихся многочисленных зерен неправильной внешней формы, которые представляют собой сросшиеся мелкие кристаллики, называемые кристаллитами. Если же подобрать условия затвердевания такими, что возникает только один центр кристаллизации, то можно получить один крупный кристалл — **монокристалл**.

Разница между кристаллическими и некристаллическими (аморфными) телами заключается не только в красивой правильной внешней форме, но, главным образом, в неравенстве физических и химических свойств кристаллов в различных направлениях. Так, лучепреломление, теплопроводность, прочность, упругость и т. д. сильно различаются в зависимости от того, в каком направлении внутри кристалла они измеряются.

Правильность внешнего вида и зависимость физических и химических свойств от направления объясняются, как показывает рентгенографическое исследование, правильным построением кристалла из отдельных атомов (ионов или молекул).

Модель кристалла может быть представлена, если плотно приложить друг к другу совершенно одинаковые ячейки, имеющие форму параллелепипеда, в углах которого помещено по одному атому. Углы и ребра такой ячейки, которая называется элементарной, различны и зависят от рода кристалла. Правильное пространственное расположение атомов в кристалле называется пространственной решеткой. Элементарная ячейка является наименьшим возможным объемом пространственной решетки, который вполне отображает все особенности ее структуры. Поэтому для выяснения структуры кристалла достаточно знать форму и размеры элементарной ячейки и расположение в ней отдельных частиц, составляющих кристалл.

Кристаллографические определения и обозначения

Элементарная ячейка, как указывалось, имеет форму параллелепипеда с ребрами a , b и c , образующими между собою углы α , β и γ . Для описания строения решетки кристалла пользуются пространственной координатной системой (a, b, c) , причем оси координат располагают так, чтобы они совпадали с тремя ребрами ячейки, сходящимися в одной точке. Обычно

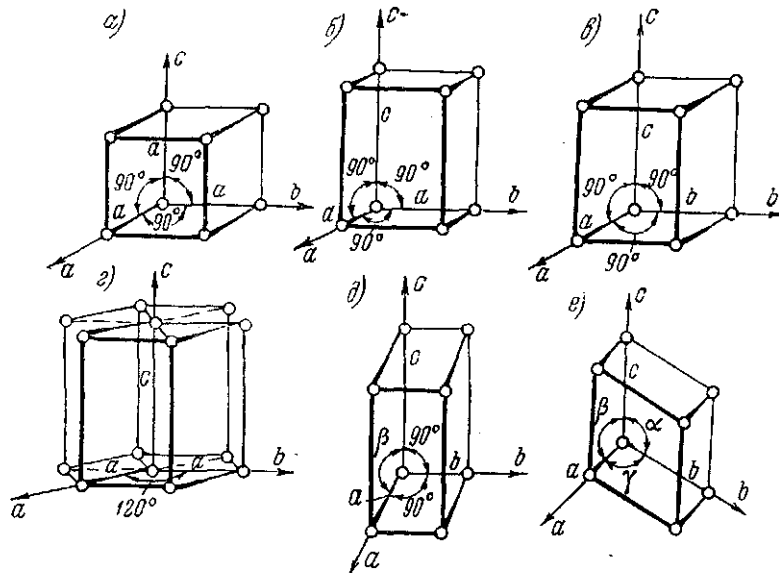


Рис. 7-13. Формы простых кристаллических ячеек: а — кубическая; б — тетрагональная; в — ромбическая; г — гексагональная; д — моноклинная; е — триклинная.

ось a направляется на себя; ось b — направо и ось c — вверх.

В зависимости от величины углов α , β , γ и соотношения длин ребер ячейки a , b , c все кристаллы могут быть распределены между следующими шестью системами:

Кубическая	$a = b = c$;	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
Тетрагональная	$a = b \neq c$;	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
Ромбическая	$a \neq b \neq c$;	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
Гексагональная	$a = b \neq c$;	$\alpha = \beta = 90^\circ$; $\gamma = 120^\circ$
Моноклинная	$a \neq b \neq c$;	$\alpha = \gamma = 90^\circ$; $\beta \neq 90^\circ$
Триклинная	$a \neq b \neq c$;	$\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ$

Формы соответствующих элементарных ячеек показаны на рис. 7-13.

Пространственные решетки, построенные из таких ячеек, называются простыми решетками.

Если же атомы, образующие решетку, лежат не только в вершинах, но и внутри ячейки или на ее гранях, то такие решетки называются сложными решетками. Большинство кристаллических тел образуют сложные решетки. Сложную решетку можно рассматривать как совокупность нескольких простых решеток, вставленных одна в другую.

Особенно часто встречаются два типа сложных решеток: объемноцентрированная (рис. 7-14, а) и гранецентрированная (рис. 7-14, б) кубические решетки. Первую решетку можно считать состоящей из двух проникающих друг в друга простых кубических решеток, так что вершины кубов одной решетки лежат в центрах кубов другой. Вторая решетка получается, если вставить одну в другую четыре простые кубические решетки таким образом, чтобы вершины кубов второй, третьей и четвертой решеток находились в центрах граней кубов первой решетки.

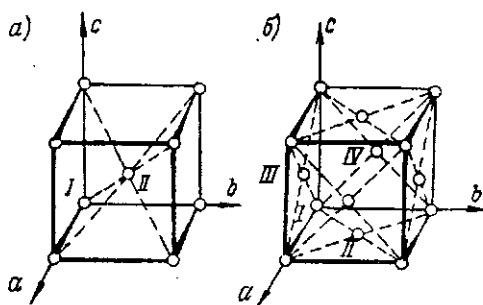


Рис. 7-14. Сложные кубические решетки: а — объемно-центрированная; б — гранецентрированная.

Заметим, что в простой решетке на долю каждой ячейки приходится всего один атом, так как каждый атом у вершины куба принадлежит восьми соседним ячейкам. В решетке объемноцентрированной на долю ячейки приходится два атома, а в гранецентрированной — четыре атома.

Для описания сложной решетки необходимо указать положение (координаты) одного из атомов каждой из простых решеток в первой элементарной ячейке. Совокупность координат атомов, образующих начало всех простых решеток, называется базисом сложной решетки. Например, для объемноцентрированной решетки (рис. 7-14, а) координаты в долях сторон ячейки базисных атомов: атом I: 000; атом II: $1/2 \ 1/2 \ 1/2$

Атомные плоскости

В каждой пространственной решетке можно рассмотреть множество различных семейств параллельных равноотстоящих плоскостей, проходящих через отдельные группы атомов — атомных плоскостей. На рис. 7-15 показаны различные атомные плоскости в пространственной решетке кристалла кубической системы. На рис. 7-16 показана кристаллическая решетка, ось С которой выбрана для простоты перпендикулярной

к плоскости рисунка. Каждая линия на этой фигуре представляет собою проекцию плоскости, перпендикулярной к плоскости чертежа. Из этого чертежа видно, что чем меньше расстояние между плоскостями, тем больше расстояние между соседними атомами, на ней расположенными.

Осевые отрезки. Положение любой из таких плоскостей в кристаллической решетке определяется осевыми отрезками a , b , c , которые она отсекает на осях координат, совпадающих с ребрами ячейки. Так как в кристаллографическом

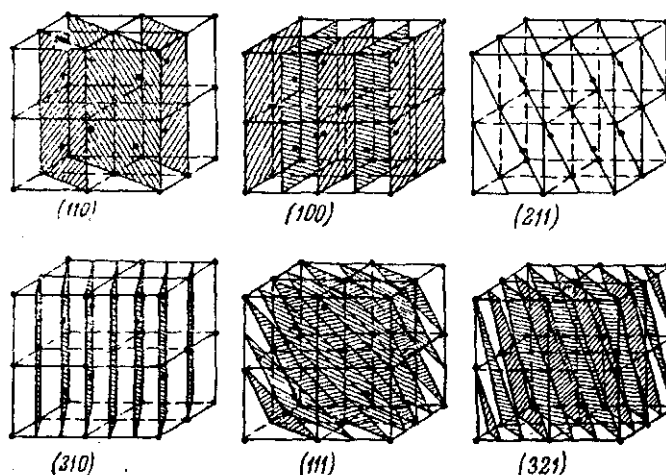


Рис. 7-15. Различные атомные плоскости в пространственной решетке кристалла кубической системы.

отношении все параллельные плоскости равнозначны, то для определения положения плоскости достаточно знать не абсолютные значения отрезков a , b , c , а их отношение $a:b:c$.

Оказывается, что отношение отрезков $a:b:c$, отсекаемых любой атомной плоскостью на тех же осях координат, может быть выражено следующим образом:

$$a:b:c = ma_0 : nb_0 : pc_0,$$

где

a_0 , b_0 , c_0 — длины ребер элементарной ячейки, а числа m , n , p — простые целые числа, одно или два из которых могут быть равны бесконечности.

Таким образом, для задания любой атомной плоскости достаточно указать значения чисел m , n , p , если известно отношение осевых отрезков $a_0:b_0:c_0$ для основной плоскости ABC длин ребер ячейки $a_0:b_0:c_0$ (рис. 7-17).

Индексы. Обычно при определении положения атомных плоскостей пользуются не величинами отрезков, отсекаемых данной плоскостью на осях координат, а простыми целыми числами, получающимися из обратных значений чисел m , n и p путем приведения их к общему знаменателю, который затем отбрасывается. Эти числа называются индексами плоскости и обозначаются буквами (hkl) , заключенными в круглые скобки, без разделения их запятыми.

Для примера рассмотрим рис. 7-17. Здесь для плоскости $A_1B_1C_1$ $m = 3$, $n = 4$, $p = 2$. Обратные величины будут:

$$\frac{1}{m} : \frac{1}{n} : \frac{1}{p} = \frac{1}{3} : \frac{1}{4} : \frac{1}{2} = 4 : 3 : 6.$$

Следовательно, эта плоскость имеет индексы $(4\ 3\ 6)$.

Обозначение плоскостей индексами имеет большие удобства:

а) индексы — всегда простые целые числа или нули и их величина не зависит от внешних влияний (например, температуры), что не имеет места для отношения осевых отрезков;

б) с их помощью весьма просто определяется положение атомных плоскостей в пространственной решетке. Если длину осевых отрезков измерять в разных масштабах, пропорциональных длинам ребер ячейки a_0 , b_0 , c_0 , то индексы (hkl) вполне определяют положение данной плоскости, так как величины, обратные индексам, равны отрезкам, которые эта плоскость отсекает на ребрах ячейки, а именно:

$$\frac{a_0}{h}, \frac{b_0}{k}, \frac{c_0}{l}.$$

Приведем несколько примеров индицирования некоторых плоскостей в решетке кубического кристалла (рис. 7-18).

Плоскость $BCFG$ отсекает на оси b отрезок $OG = b_0 = 1$ и параллельна двум другим осям a и c ; следовательно, отрезки на этих осях равны бесконечности. Поэтому эта плоскость должна

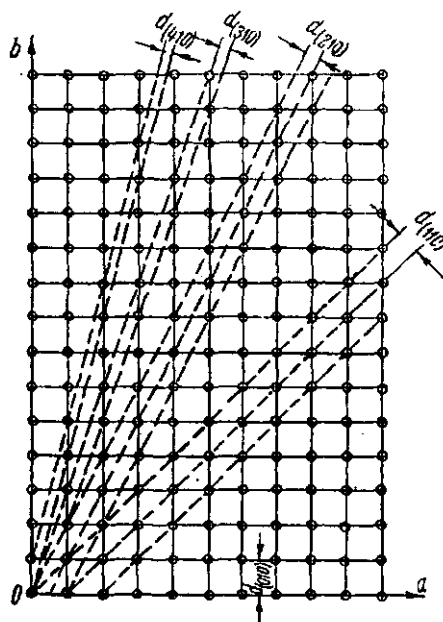


Рис. 7-16. Семейство плоскостей, принадлежащих одной зоне, ось с которой перпендикулярна плоскости чертежа.

иметь индексы (010). Плоскость AGE отсекает на осях отрезки $OA=a_0=1$, $OG=b_0=1$ и $OE=c_0=1$. Поэтому положение этой плоскости определяется индексами (111).

Точно так же по заданным индексам легко найти положение плоскости. Найдем для примера положение плоскостей (001) и (123). Первая плоскость, очевидно, параллельна осям a и b и отсекает на оси c отрезок, равный единице. Следовательно, индексы (001) имеет плоскость $EFCD$. Вторая плоскость (123) отсекает на оси a отрезок, равный единице, на оси b — равный $\frac{1}{2}$ и на оси c — равный $\frac{1}{3}$. Такими отрезками определяется плоскость $AКН$.

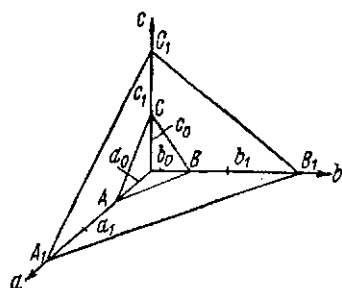


Рис. 7-17. Осевые отрезки, отсекаемые на осях координат атомными плоскостями.

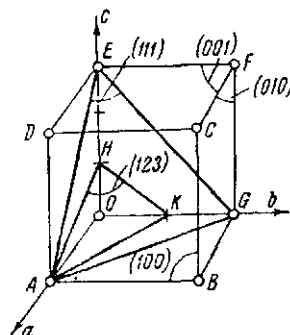


Рис. 7-18. Индексы некоторых плоскостей в решетке кубического кристалла.

в) Наконец с помощью индексов можно производить некоторые вычисления кристаллов. Для примера приведем без вывода формулу, позволяющую вычислять расстояния между двумя соседними параллельными атомными плоскостями (hkl) в пространственной решетке кристалла кубической системы:

$$d_{(hkl)} = \frac{a_0}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}, \quad (7-4)$$

где a_0 — длина ребра элементарной ячейки.

Зона. Все плоскости, параллельные заданной прямой линии, образуют зону, а эта прямая является осью зоны.

Перейдем теперь к краткому рассмотрению методов рентгеноструктурного анализа.

7-6. Метод неподвижного кристалла. Метод Лауэ

На рис. 7-19 дана принципиальная схема установки для получения лауэграмм. Узкий пучок неоднородного рентгеновского излучения, выделенный двумя свинцовыми экранами 2

с узкими отверстиями ($d = 0,5-1$ мм), проходит через кристалл 3 и попадает на фотопластинку 4, помещенную перпендикулярно пучку лучей на расстоянии около 40 мм от кристалла.

На фотопластинке получается дифракционная картина, состоящая из интенсивного центрального пятна, окруженного симметрично расположенными менее интенсивными пятнами. Строго симметричное расположение этих пятен возникает только тогда, когда направление пучка лучей точно совпадает с осью симметрии кристалла. Расположение этих пятен тесно связано с симметрией структуры кристалла и его ориентировки относительно первичного пучка лучей.

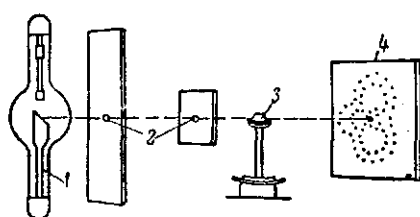


Рис. 7-19. Схема получения рентгенограммы Лауэ.

1 — рентгеновские трубки; 2 — две свинцовые диафрагмы для выделения узкого пучка лучей; 3 — кристалл; 4 — фотопластинка.

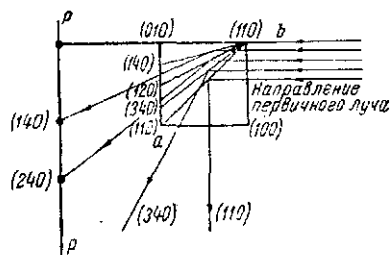


Рис. 7-20. Отражение рентгеновских лучей от серии плоскостей, относящихся к одной зоне, ось которой совпадает с осью c .

Для выяснения происхождения этих пятен рассмотрим рис. 7-20. Когда пучок неоднородных лучей проходит сквозь кристалл, то каждая внутренняя атомная плоскость будет отражать лучи той длины волны, которая удовлетворяет уравнению Вульфа—Брэгга:

$$n\lambda = 2d \sin \theta. \quad (1-1)$$

Так как пучок лучей неоднороден и в кристалле имеется большое число атомных плоскостей, наклоненных под различными углами, то для некоторых из них условие (1-1) выполняется, и эти плоскости будут отражать рентгеновские лучи вполне определенной длины волны. Таким образом, каждое пятно на лауэграмме вызвано отражением лучей вполне определенной длины волны от вполне определенных плоскостей.

Из фигуры видно, что не может быть отражения от плоскостей (100), (010), (001), так как эти плоскости или перпендикулярны, или параллельны первичному пучку.

Серия плоскостей, начерченных в кристалле, относится к одной зоне, ось которой совпадает с осью c . На плоскостях (140), (120), (340) и т. д. может происходить отражение, если в первичном пучке содержатся лучи соответствующей длины

волны. Из рис. 7-20 видно, что угол отклонения равен двойному углу, образуемому отражающей плоскостью с первичным пучком. Следовательно, на пластинке P (рис. 7-21) получится ряд точек, расположенных на прямой OG .

Так как данный кристалл кубической формы, т. е. имеет симметрию четвертого порядка, то и другие серии плоскостей дадут точно такие же отклонения, но вверх по линии OG' , вправо по линии OG'' и вниз по линии OG''' .

В действительности пятна интерференции на диаграммах Лауэ располагаются не на прямых линиях, а на эллипсах, которые проходят через центральное пятно первичного пучка лучей. Объяснение получения таких эллипсов следующее.

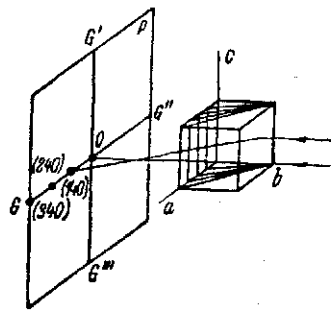


Рис. 7-21. То же, что и на рис. 7-20, но в пространстве.

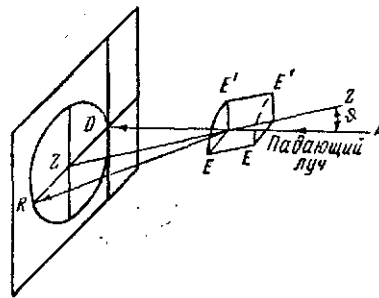


Рис. 7-22. Схема возникновения зональных эллипсов.

Пусть направление падающего луча AD (рис. 7-22). Вообразим плоскость EE , расположенную параллельно первичному пучку; на ней отражение не происходит, и первичный пучок попадает на пластинку в точке D .

Если теперь эту плоскость повернуть вокруг оси ZZ , наклоненной под углом θ к направлению падающего луча, на 90° в положение $E'E'$, то она станет отражать падающий луч в направлении R , образуя тот же угол θ с осью ZZ . Во всех положениях между EE и $E'E'$, которые эта плоскость во время ее вращения занимает, она будет отражать первичный луч в различных направлениях, лежащих на поверхности круглого конуса с углом при вершине 2θ , осью которого служит линия ZZ . Направление падающего луча также лежит на этом конусе, отраженные же пятна располагаются на эллипсе, образованном пересечением конуса с фотопластинкой.

Совокупность всех плоскостей пространственной решетки кристалла, с которыми совпадает плоскость EE при вращении вокруг оси ZZ , принадлежит, как указывалось выше (§ 7-5), зоне направления ZZ .

Следовательно, плоскости, принадлежащие одной определенной зоне, отражают рентгеновские лучи на один эллипс, который проходит через центральное пятно.

Пятна интерференции лежат в точках пересечения эллипсов, соответствующих различным зонам. Таким образом, проводя систему эллипсов, отвечающих различным зонам, можно определить положение всех пятен на рентгенограмме Лауэ.

Такое построение расположения пятен сложно и неудобно. Поэтому применяют более простой и удобный способ построения диаграмм Лауэ, сущность которого заключается в следующем.

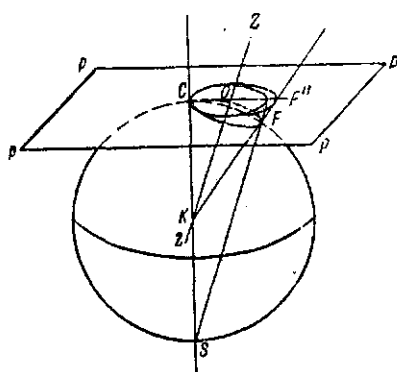


Рис. 7-23. Схема образования круга CF' зоны ZZ на пластинке P .

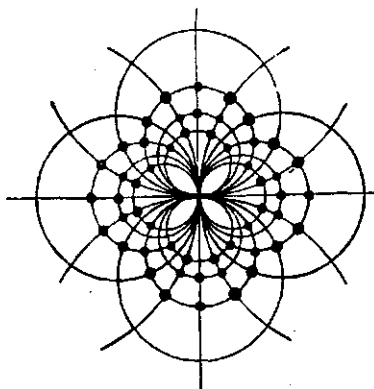


Рис. 7-24. Пятна интерференции на рентгенограмме каменной соли.

Если вокруг кристалла, как центра, описать сферу, которая касается фотопластинки (рис. 7-23), то конус, на котором лежат отраженные одной зоной лучи, пересечет поверхность этой сферы по кругу CF . Этот круг можно стереографически спроектировать на фотопластинку. Для этого проведем через все точки, лежащие на этом круге, прямые линии из точки S , продолжив их до пересечения с фотопластинкой. Точки пересечения этих прямых с фотопластинкой образуют также круг, который проходит через первичное пятно и центр которого совпадает с точкой O пересечения оси ZZ с фотопластинкой. Таким образом, все эллипсы заменяются кругами.

Искажения в расположении пятен при такой замене эллипсов кругами очень незначительны за исключением пятен, далеко отстоящих от центра.

Чтобы получить полную картину диаграммы Лауэ, нужно найти точки пересечения главнейших осей зон кристалла с фотопластинкой. Вокруг этих точек, как центров, описываются круги, радиусы которых выбираются так, чтобы круги проходили

через первичное пятно D (рис. 7-22). Таким путем получается система кругов, как на рис. 7-24. Пятна интерференции лежат в точках пересечения этих кругов.

Этот метод в настоящее время применяется главным образом для определения симметрии кристаллов, нахождения ориентировки главных осей плохо ограненных кристаллов, а также для обнаружения внутренних напряжений в исследуемых образцах.

7-7. Метод вращающегося кристалла

Рентгенограмма Лауэ получается при просвечивании неподвижного монокристалла неоднородным излучением. Угол падения пучка лучей остается неизменным, и условия отражения выполняются благодаря нали-

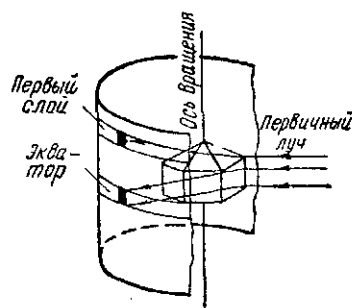


Рис. 7-25. Получение рентгенограммы по методу вращения кристалла.

чию в пучке различных длин волн. Вследствие этого длина волны лучей, давших то или иное пятно лауэграммы, неизвестна, и определение ее представляет значительные трудности. В других методах пользуются монохроматическим излучением известной длины волны (характеристическое излучение атомов металла анода трубки), а условия отражения достигаются изменением угла падения пучка лучей на кристалл.

Действительно, при освещении монокристалла рентгеновскими лучами определенной длины волны в большинстве случаев никакого отражения не получается, так как очень мала вероятность того, что какая-либо из кристаллических плоскостей в точности находится под углом θ , удовлетворяющим уравнению Вульфа—Брэгга. Если же кристалл заставить медленно вращаться около некоторой неподвижной оси (рис. 7-25), то большое количество плоскостей последовательно одна за другой будут приходить в положение, при котором наступает отражение. В эти моменты отраженные лучи будут вспыхивать и затем потухать, и в результате множества оборотов кристалла на фотографической пластинке получится ряд пятен, образующих так называемую рентгенограмму вращения. Такая рентгенограмма показана на рис. 7-26.

Для получения рентгенограммы вращения берут небольшой кристаллик, обычно в виде иголки толщиной в 0,2—0,5 мм и длиной в 2—3 мм. Этот кристаллик прикрепляют к стерженьку, вращающемуся с равномерной скоростью (10—15 об/час),

например с помощью часового механизма, так, чтобы ось вращения стерженька совпадала с одной из главных осей кристалла.

Отраженные от вращающегося кристалла лучи воспринимаются или на плоскую фотопленку, расположенную перпендикулярно первичному лучу, или на фотопленку, изогнутую в виде цилиндра, ось которого совпадает с осью вращения кристалла. В первом случае пятна располагаются по кривым линиям (гиперболам), во втором случае — по прямым.

Возникновение этих пятен может быть представлено наглядно следующим образом. Положим, что кристалл смонтирован так, что главная ось его с параллельна оси вращения, к



Рис. 7-26. Рентгенограмма вращения кварца вокруг гексагональной оси.

которой падающий луч перпендикулярен, и будем рассматривать картину, возникающую на фотопленке. Все плоскости (рис. 7-25), параллельные оси вращения, дадут пятна, располагающиеся на горизонтальной линии (называемой нулевой линией, или экватором), проходящей через пятно неотклоненного первичного пучка лучей. Плоскости, наклоненные к оси вращения, дают пятна на линиях, расположенных рядом с экватором (сверху и снизу), в случае плоской фотопленки — на гиперболах и в случае цилиндрической пленки — на параллельных прямых (рис. 7-26).

Не вдаваясь в исследование связи между геометрическими соотношениями в расположении пятен на рентгенограмме с размерами элементарной ячейки, укажем только, что на основании измерения расстояний между этими линиями легко определяются размеры элементарной ячейки решетки кристалла в направлении оси вращения. Если сделать три отдельные рентгенограммы с данного образца при вращении его вокруг трех главных осей, то легко определить все три размера элементарной ячейки, ввиду чего этот метод является во многих случаях незаменимым, но он может применяться только для исследований монокристаллов.

7-8. Метод порошков — метод Дебая

Большинство твердых тел кристаллизуется в виде скопления очень большого количества мелких кристалликов (кристаллитов), одинаковых по строению и ориентированных совершенно хаотично. Очевидно, что для изучения структуры таких тел не

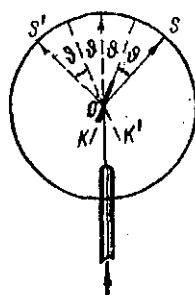


Рис. 7-27. Схема получения рентгенограммы Дебая.

применим ни метод Лауэ, ни метод вращения кристалла. Для исследования структуры кристаллического строения таких тел был предложен так называемый метод порошков.

В этом случае пользуются монохроматическим рентгеновским излучением известной длины волны. Исследуемый образец готовится в виде проволоочки диаметром около 1 мм или в виде пластинки толщиной порядка десятых долей миллиметра, или же, наконец, в виде мелкого порошка, спрессованного в цилиндр диаметром 0,5—1 мм, и помещается в центре камеры (рис. 7-27).

Узкий лучок монохроматических лучей, ограниченный диафрагмой с узким цилиндрическим или щелевидным отверстием, попадает на исследуемое вещество в точке O и вызывает на фотопленке характерную для данного вещества и дифракционную картину — рентгенограмму Дебая (рис. 7-28).

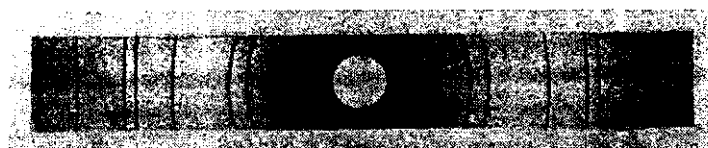


Рис. 7-28. Рентгенограмма Дебая алюминия (K_α -излучение меди с никелевым фильтром).

Основой для расшифровки рентгенограмм порошков является уравнение Вульфа — Брэгга.

Возникновение рентгенограмм порошков объясняется тем, что часть беспорядочно расположенных мелких кристалликов тела ориентирована таким образом, что некоторая группа их плоскостей с индексами (hkl) наклонена к направлению падающих лучей под углом, удовлетворяющим уравнению Вульфа — Брэгга. Следовательно, всякий кристаллик, рассматриваемые плоскости которого образуют угол θ с падающим лучом, дает отражение. Поскольку все виды ориентации кристалликов оди-

наково вероятны, отраженные лучи дают конус с углом раствора 4θ , ось которого совпадает с направлением падающих лучей. Для каждого семейства плоскостей (hkl) существует свой такой конус отраженных лучей. Пересечение этих конусов с фотографической пластинкой, помещенной перпендикулярно к падающему лучу, дает систему концентрических кругов, называемых кольцами Дебая, из радиусов которых можно определить угол θ , а затем по уравнению Вульфа—Брэгга — и расстояние между плоскостями.

Вместо фотографической пластинки обычно применяется узкая (20—30 мм) полоска фотопленки, которая располагается по внутренней поверхности цилиндрической камеры (камеры Дебая), по оси которой установлен исследуемый образец (рис. 7-27). В местах пересечения конусов отраженных лучей с цилиндрической фотопленкой получается ряд линий, каждая из которых соответствует определенному значению угла θ , а следовательно, и определенному расстоянию между плоскостями d в кристалле.

Таким образом, вычисляется угол θ и расстояние d . В случае простой кубической решетки расстояния между главными плоскостями относятся (рис. 7-15) [см. формулу (7-4)]:

$$d_{(100)} : d_{(110)} : d_{(111)} = 1 : \frac{1}{\sqrt{2}} : \frac{1}{\sqrt{3}},$$

что легко получить из простых геометрических расчетов.

Так как падающий на исследуемое тело лучок рентгеновских лучей обладает одной определенной длиной волны, то каждая группа плоскостей [(100), (110), (111) и др.] дает отражения под соответствующим углом.

Пусть теперь какая-нибудь группа плоскостей [например, (100)] одного кристаллика наклонена к падающему лучу под углом θ (положение K), удовлетворяющим уравнению Вульфа—Брэгга; тогда отраженный луч попадет на фотопленку в точку S (рис. 7-27), лежащую под углом 2θ к первичному лучу. Кристаллик, те же плоскости которого ориентированы симметрично первому (положение K^1), даст отражение в симметричную точку S^1 . Расстояние SS^1 , измеряемое на проявленной фотопленке, называется диаметром дебаевского кольца $2r$.

Обозначая через R радиус цилиндрической пленки (камеры), можно вычислить угол отражения по формуле:

$$2r = 2\pi R \frac{4\theta}{360},$$

$$\theta = 360 \cdot \frac{r}{4\pi R}. \quad (7-5)$$

Определив угол θ , легко найти расстояние между отражающими плоскостями по уравнению Вульфа—Брэгга. Находи

последовательно расстояния d для различных дебаевских колец можно в некоторых случаях судить о структуре кристаллического тела.

Метод порошков имеет большое значение при исследовании структур простых кристаллов, в особенности тех, которые относятся к кубической системе, дебаевские рентгенограммы которых получаются простыми и сравнительно легко расшифровываются. В некоторых случаях рентгенограмма порошков дает исчерпывающий ответ без расшифровки на вопросы:

1) является ли данное тело аморфным или кристаллическим? Наличие линий на рентгенограмме указывает на то, что данное вещество кристаллическое;

2) имеют ли два вещества сходного химического состава одинаковую кристаллическую структуру? Если рентгенограммы, полученные в одной и той же камере с лучами одной и той же длины волны, совпадают, то это указывает, что структура этих двух тел одинакова;

3) изменилась ли структура твердого тела при термической его обработке? Одно и то же тело в зависимости от термической обработки может иметь различную структуру и, следовательно, давать различные рентгенограммы.

Заканчивая рассмотрение практических приложений рентгеновских лучей, отметим, что при снятии рентгенограмм Лауэ обычно пользуются рентгеновскими трубками с вольфрамовым или платиновым анодом; при исследованиях методом вращающегося кристалла или методом порошков пользуются трубками, в зависимости от рода исследуемого вещества, с молибденовым, медным, кобальтовым, железным, никелевым или хромовым анодом.

В первом методе (т. е. при пользовании вольфрамовым или платиновым анодом) используются лучи непрерывного спектра; поэтому выгодно с точки зрения к.п.д. излучения иметь анод из материала высокого атомного номера. Кроме того, аноды из тяжелых металлов дают характеристическое излучение при высоких напряжениях; поэтому, работая при напряжениях ниже возбуждающего, можно получить достаточно интенсивное излучение без характеристических линий, часто усложняющих расшифровку рентгенограмм Лауэ. В других двух методах пользуются характеристическим излучением, причем в зависимости от рода исследуемого объекта приходится выбирать наиболее подходящую длину волны, т. е. выбирать рентгеновскую трубку с соответствующим анодом, исходя из следующих соображений:

1. Из уравнения Вульфа—Брэгга

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (1-1)$$

видно, что чем меньше λ , тем меньше будет угол отражения θ , т. е. тем больше будет погрешность при определениях угла θ ; поэтому при исследованиях кристаллических тел с большим d выгодно выбирать трубку с анодом из более легкого металла. С другой стороны, слишком длинноволновые лучи сильно поглощаются в воздухе и стенками трубки и поэтому также невыгодны.

2. Вторичное характеристическое излучение в атомах исследуемого тела, вызываемое первичным, покрывает пленку равномерной густой вуалью, на фоне которой теряются линии рентгенограммы. Поэтому в зависимости от рода исследуемого вещества необходимо выбирать трубку с таким излучением, которое не вызывает характеристического излучения исследуемого препарата. Например, характеристические лучи меди при исследовании железа будут вызывать в нем вторичное характеристическое излучение, в то время как излучение трубок с железным и кобальтовым анодами не вызывает в железе вторичного характеристического излучения, и рентгенограмма получается менее завуалированной.

Затем большое значение имеет чистота излучения, т. е. отсутствие в его составе излучения от посторонних веществ, входящих в анод в форме примесей или налета тонкого слоя металла катода (вольфрамовой нити или материала фокусирующего устройства).

7-9. Применение жесткого рентгеновского излучения в медицине

В последние годы жесткое и сверхжесткое рентгеновское излучение с энергиями квантов в миллионы и десятки миллионов электронвольт, создаваемое высоковольтными рентгеновскими трубками и ускорителями электронов (бетатронами, синхротронами и др.) начинает все более широко применяться для решения ряда научных и практических задач:

1) в медицине — для лечения злокачественных (раковых) опухолей;

2) в промышленности — для просвечивания металлических изделий большой толщины, с целью дефектоскопии;

3) для исследований в области ядерной физики.

Ценность применения очень жесткого излучения в медицине очевидна (даже если предположить, что биологический эффект не зависит от длины волны), так как мощность излучения при фильтрации, обычной в современной терапии, увеличивается при возрастании напряжения в высокой степени (по крайней мере третьей), а повышение мощности излучения позволяет сильно сократить время облучения.

Помимо сокращения времени облучения тенденция к использованию сверхжесткого излучения для лечебных целей обусловлена и другими ценными его свойствами по сравнению с излучением, используемым в обычной рентгенотерапии (150—250 кэ).

Как известно, целью рентгенотерапии является разрушить клетки раковой опухоли и основывается на наблюдаемом факте, что всякая ионизирующая радиация убивает живые клетки, подвергнутые облучению.

Наблюдения показывают, что во время роста чувствительность клеток к радиации больше, чем когда они находятся во вполне развитом состоянии. Например, клетки раковых тканей находятся в состоянии быстрого роста, поэтому они более чувствительны к радиации и при правильной дозировке излучения существует возможность разрушить эти клетки без серьезного повреждения клеток нормальной ткани.

Поэтому практически задача рентгенотерапии заключается в том, чтобы подвести дозу радиации определенной величины к опухоли, подлежащей лечению и лежащей на определенной глубине в ткани, с минимальным повреждением окружающей нормальной ткани.

Механизм действия радиации на нормальные и раковые клетки еще далеко не изучен и поэтому рентгенотерапия до сих пор сохраняет эмпирический характер.

Многочисленные исследования показывают, что эффективность воздействия радиации на живые клетки растет пропорционально поглощенной энергии радиации в 1 см^3 ткани, т. е. пропорционально числу пар ионов, образующихся в единице объема опухоли.

Для характеристики излучений с биологической точки зрения вводят следующие понятия:

1. **Линейная ионная плотность**, т. е. плотность, с которой ионы располагаются в ткани вдоль траектории ионизирующей частицы.

2. **Процентная глубинная доза**, под которой понимают отношение дозы в глубине к дозе на поверхности кожи, т. е. геометрическое распределение ионизации в тканях.

Зависимость линейной ионной плотности от рода излучения показана в табл. 7-2. Ионная плотность здесь выражена как число ионов, создаваемых ионизирующей частицей на 1 *микрон* пути в средних тканях человеческого тела.

Данные этой таблицы показывают, что при переходе от рентгеновского излучения, получаемого при 200 кэ, к более жесткому излучению, линейная ионная плотность изменяется сравнительно мало (от 80 до 8,5 иона на 1 *мк* ткани). Поэтому не следует ожидать каких-либо особых качествен-

ных отличий в биологических действиях очень жесткого рентгеновского излучения.

Однако клинические наблюдения показывают, что реакция кожи на одну и ту же дозу меньше при жестком излучении. Это различие реакции кожи обуславливается второй характеристикой излучения, а именно, законом распределения процентной глубинной дозы, т. е. характером распределения ионизации в объеме тела. На рис. 7-29 приведены кривые, дающие зависимость ионизации от глубины в воде (которая по своим физическим свойствам близка к тканям человеческого тела), освещаемой рентгеновским излучением с энергиями квантов в 400 кэв, 5, 10, 15 и 20 Мэв. По оси ординат отложено отношение величины дозы на данной

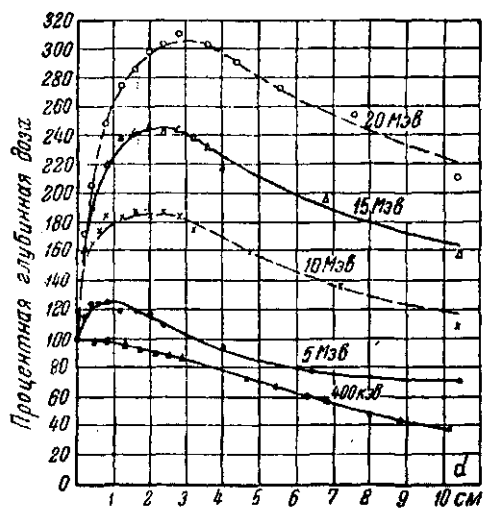


Рис. 7-29. Распределение ионизации в воде вдоль оси пучка рентгеновского излучения при энергиях 400 кэв, 5, 10, 15 и 20 Мэв.

Таблица 7-2

Удельная ионизация в ткани, образуемая ионизирующими излучениями

Излучение	Излучатель	Ионизирующая частица	Число ионов на 1 мк ткани
—	Минимальное теоретическое значение	—	6,3
Рентгеновские лучи и электроны γ-лучи	Бетатрон 20—30 Мэв	Электрон	8,5
	Естественные и искусственные радиоактивные элементы	»	11
Рентгеновские лучи То же	Высоковольтные рентгеновские установки 1 Мэв	»	15
	Рентгеновская установка для глубокой терапии при напряжении 200 кэв	»	80
Нейтроны	Циклотрон	Протон	300—1000
α-частицы	Радон, полоний	α-частицы	3700—4500
Атомные лучи	Распад урана	Ядерные осколки	130 000

глубине к величине дозы на поверхности, а по оси абсцисс — толщина слоя воды.

Такой закон распределения ионизации в воде вдоль центральной оси пучка рентгеновских лучей объясняется следующим образом.

Так как дальность полета в тканях электронов отдачи, создаваемых 400-киловольтным рентгеновским излучением, равна приблизительно 1 мм, то ионизация, производимая им на различных глубинах в тканях, зависит только от распределения квантов рентгеновских лучей на различных глубинах. Для 20-мегавольтового пучка рентгеновских лучей, генерируемых бетатроном, дальность полета электронов отдачи достигает 10 см, поэтому они будут производить ионизацию на значительных расстояниях от места их возникновения.

Поэтому при низких напряжениях максимум ионизации находится на глубине десятых долей миллиметра под поверхностью, и его значение лишь на несколько процентов выше, чем по самой поверхности. При повышении энергии фотонов рентгеновских лучей максимум ионизации оказывается на большей глубине под поверхностью, и его значение растет. Например, при 20 Мэв максимум ионизации находится на глубине 3—4 см, и значение его превосходит ионизацию на поверхности более чем в 3 раза.

Это свойство высоковольтной радиации является весьма ценным для глубокой терапии, так как позволяет подводить большую дозу к глубоко сидящей опухоли без чрезмерного повреждения окружающей ткани.

Следует, однако, отметить, что, как видно из рис. 7-29, доза (ионизация) на выходе из облучаемого тела может оказаться очень большой и имеется опасность передозировки и повреждения кожи на противоположной стороне тела.

7-10. Промышленное применение жесткого излучения

В промышленной дефектоскопии очень жесткое рентгеновское излучение также приобретает все более широкое применение. Большая проникаемость и слабое рассеяние сверхжесткого излучения дает возможность производить исследования металлических деталей большой толщины и позволяет значительно сократить длительность экспозиции. При этом чувствительность исследования оказывается достаточно высокой. Так, например, при просвечивании стальной плиты толщиной 200 мм и использовании рентгеновской трубки, работающей при напряжении 2 Мв и токе 0,3 ма, время экспозиции оказалось равным 3 мин., а при просвечивании стальной плиты толщиной 100 мм при тех же условиях время экспозиции оказалось рав-

ным 6 сек. Дефекты около 0,5% всей толщины плиты при этом легко различались на фотопленке.

Зависимость экспозиции от жесткости излучения хорошо иллюстрируется следующим заимствованным из литературы примером. Измеренное время экспозиции при просвечивании стальной плиты толщиной 350 мм излучением рентгеновской трубки, работающей при напряжении 2 Мв и токе 0,4 ма, оказалось равным 4 часам. Повышение напряжения до 4 Мв согласно приближенным расчетам снизило бы время экспозиции до 1 мин. (в 240 раз!). Напротив, снижение напряжения на трубке до 1 Мв по расчетам, основанным на опытных данных, повысило бы выдержку до 12 недель.

Использование рентгеновского излучения бетатронов повысило предельную толщину рентгенографируемых стальных деталей до 500 мм.

Теоретические соображения, подтвержденные с помощью бетатрона на опыте, показывают, что оптимальная энергия квантов излучения бетатрона, применяемого для дефектоскопии, находится в области 20 Мэв. Это объясняется следующими соображениями. Известно, что ослабление пучка рентгеновских лучей при прохождении через какое-либо вещество обусловлено тремя следующими первичными физическими процессами:

1) фотоэлектрическим эффектом; 2) комптоновским рассеянием и 3) образованием пар (электрон-позитрон).

С увеличением жесткости лучей вероятность фотоэффекта и комптонэффекта уменьшается. Наоборот, эффект образования пар начинает играть доминирующую роль при поглощении очень жесткого излучения (энергия фотонов больше 10 Мэв) и в отличие от двух вышеуказанных увеличивается с увеличением жесткости (рис. 7-30).

Поэтому коэффициент ослабления при увеличении жесткости рентгеновских лучей сначала уменьшается и достигает минимума при энергии фотонов около 5 Мэв, если просвечивается сталь или другие тяжелые металлы. Минимальное значение коэффициента ослабления остается приблизительно

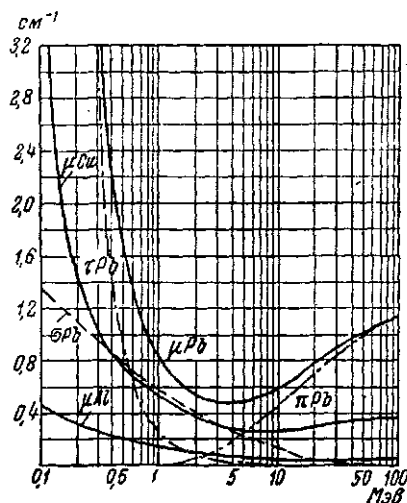


Рис. 7-30: Зависимость коэффициентов поглощения от жесткости излучения для свинца, меди и алюминия.

постоянным в области 5—10 Мэв и затем снова увеличивается.

Исходя из изложенного следует, что если бы выбор жесткости рентгеновских лучей определялся только данными о проникающей способности излучения, то можно было бы ограничиться 5—10 Мэв. Однако требование сокращения экспозиций заставляет пользоваться более мощным бетатроном, так как при этом сильно возрастает мощность излучения.

По литературным данным бетатрон на 4 Мэв создает мощность дозы на расстоянии 1 м, равную 0,04 р/мин, бетатрон на 20 Мэв может создать мощность дозы 50 р/мин, т. е. почти в 10^3 раз большую. Большой бетатрон при 100 Мэв создает мощность дозы около 1250 р/мин.

С другой стороны, при энергии фотонов, большей, чем 20 Мэв, возникающее в просвечиваемом металле вторичное рассеянное рентгеновское излучение оказывается более проникающим, чем первичное, что ведет к ухудшению качества фотоснимков.

Весьма ценным для дефектоскопии свойством бетатрона является то, что фокусное пятно на мишени получается очень малых размеров. Это позволяет получать очень четкие, а также увеличенные снимки, помещая исследуемый объект вблизи мишени бетатрона, а кассету с пленкой на некотором удалении от объекта.

7-11. Применение жесткого рентгеновского излучения в ядерной физике

Наконец очень жесткое рентгеновское излучение с энергиями фотонов в миллионы и десятки миллионов электрон-вольт может быть использовано для исследований в различных областях физики, в особенности ядерной физики для изучения явлений, происходящих в ядрах атомов.

Так как детальное рассмотрение этих явлений выходит за рамки этой книги, то мы лишь кратко рассмотрим явление фоторасщепления ядер и использование его для определения энергии связи частиц в ядрах.

Некоторые представления о характере ядерных сил можно получить путем исследования взаимодействия фотонов большой энергии с ядрами атомов. Опыт показывает, что, если энергия фотонов превышает энергию связи протонов и нейтронов в ядре атома, то может произойти расщепление ядра. В большинстве случаев этот процесс фоторасщепления заключается в испускании нейтрона ядром атома, поглотившего фотон, и образовании его изотопа. Такие ядерные реакции иногда называют ядерным фотоэффектом или фотонейтронным эффектом.

В первых экспериментах использовались γ -лучи естественных радиоактивных веществ, а после создания бетатронов и синхротронов для этих исследований используется жесткое тормозное рентгеновское излучение.

Впервые фоторасщепление ядра было открыто в 1934 г., когда наблюдали, что дейтон—самое легкое из сложных ядер—расщепляется на протон и нейтрон при облучении газообразного тяжелого водорода γ -лучами радиоактивного тория (ThC') с энергией фотонов в 2,62 Мэв. Ядерная реакция этого процесса обычно записывается в следующем виде:



Часто пользуются также сокращенной записью:

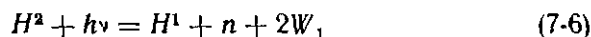


Вначале указывается символ исходного изотопа, затем, в скобках, символ бомбардирующей частицы и частиц, образующихся при реакции; за скобками указывается символ изотопа, получающегося в результате реакции.

Эта реакция может происходить, если $h\nu$ превышает энергию связи дейтона. Разность между энергией фотона $h\nu$ и энергией связи проявляется в виде кинетической энергии нейтрона и протона. Так как их массы почти точно равны, то превышение $h\nu$ над энергией связи распределяется между ними приблизительно поровну. Энергию протона W_1 можно определить, измерив, например, длину пути его пробега. Тогда энергия связи дейтона будет равна $h\nu - 2W_1$. Измерения показали, что полная кинетическая энергия протона и нейтрона $2W_1 = 0,45$ Мэв. Таким образом, энергия связи равна $2,62 - 0,45 = 2,17$ Мэв.

Заметим, что так как массы протона (1,00813) и дейтона (2,01473) известны из измерений с масспектрографом с точностью до 5—6 знака, то фоторасщепление дейтона позволило определить массу нейтрона с наибольшей точностью.

Действительно, вводя в уравнение реакции фоторасщепления дейтерия:



массы соответствующих частиц и, учитывая, что 1 Мэв эквивалентен $\frac{1}{931} = 0,001074$ атомных единиц массы (и, следовательно, 2,62 Мэв соответствует $2,62 \cdot 0,001074 = 0,00281$, а 0,45 Мэв соответствует 0,00048 атомных единиц массы), получаем:

$$\begin{array}{rcl} \text{H}^2 = 2,01473 & & \text{H}^1 = 1,00813 \\ + h\nu = 2,62 \text{ Мэв} & = & 0,00281 \\ \hline & & 2,01754 \end{array} ; \quad \begin{array}{rcl} & & \\ + 2W_1 = 0,45 \text{ Мэв} & = & 0,00048 \\ \hline & & 1,00861 \end{array}$$

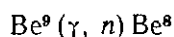
Отсюда масса нейтрона:

$$n = H^2 + h\nu - (H^1 + 2W_1) = 2,01754 - 1,00861 = 1,00893.$$

Как видно из изложенного, реакции типа (γ, n) имеют «порог», т. е. наименьшее значение энергии фотонов $h\nu$, при которой еще может идти реакция фоторасщепления. Например, реакция фоторасщепления бериллия, протекающая согласно уравнению:



или



имеет порог 1,63 Мэв

Появление мощных источников фотонов больших энергий — бетатронов и синхротронов — сильно расширило возможности исследований; стало доступным, например, вызывать фоторасщепление более тяжелых ядер, имеющих более высокий «порог». В табл. 7-3 приведены значения «порогов» фоторасщепления некоторых элементов.

Эти пороговые значения получены с бетатроном на 20 Мэв; при этом был использован тот факт, что во многих случаях при фоторасщеплении с испусканием нейтрона вновь образованное ядро оказывается β -радиоактивным и эта радиоактивность возрастает с увеличением энергии фотонов.

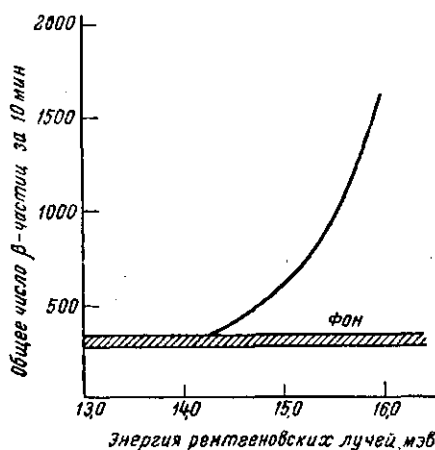


Рис. 7-31. Кривая возбуждения ядерного фотоэффекта с порогом 14,2 Мэв.

Поэтому, изменяя энергию рентгеновских фотонов, излучаемых бетатроном, можно определить «порог» для фоторасщепления, т. е. то минимальное значение энергии фотонов, при которой начинается реакция фоторасщепления. При каждом значении энергии фотонов измерялся ядерный фотоэффект по интенсивности β -лучей, испущенных облучаемым образцом. На рис. 7-31 приведена типичная кривая, полученная при облучении железных пластин размером $10 \text{ см} \times 8 \text{ см} \times 1 \text{ см}$ в течение 10 мин при каждом значении энергии фотонов.

Из рис. 7-31 видно, что порог фоторасщепления для железа Fe^{53} равен 14,2 Мэв.

Таблица 7-3

Пороговые значения энергии, необходимой для фоторасщепления

Изотоп	Пороговое значение энергии, Мэв	Изотоп	Пороговое значение энергии, Мэв	Изотоп	Пороговое значение энергии, Мэв
$^1_1\text{H}^2$	2,17	$^{16}_8\text{O}^{16}$	16,3	$^{78}_{34}\text{Se}^{78}$	9,8
$^9_4\text{Be}^9$	1,63	$^{53}_{26}\text{Fe}^{53}$	14,2	$^{91}_{42}\text{Mo}^{91}$	13,5
$^{11}_6\text{C}^{11}$	18,7—19,4	$^{62}_{29}\text{Cu}^{62}$	10,9	$^{106}_{47}\text{Ag}^{106}$	9,5
$^{13}_7\text{N}^{13}$	11,1	$^{63}_{30}\text{Zn}^{63}$	11,6	$^{108}_{47}\text{Ag}^{108}$	9,3

Дальнейшие исследования показали, что при фотонах очень большой энергии отщепление нескольких частиц с относительно небольшими энергиями более вероятно, чем отделение одной частицы с большой энергией.

АППАРАТЫ С РАДИОАКТИВНЫМИ ИЗОТОПАМИ

8-1. Применение радиоактивных изотопов для γ -терапии и γ -дефектоскопии

Для просвечивания материалов и промышленных изделий большой толщины с целью дефектоскопии и для глубокой терапии в настоящее время наряду с высоковольтными (1—2 Мв) рентгеновскими аппаратами и бетатронами (5—30 Мэв) широкое применение получили установки с радиоактивными изотопами.

Впервые искусственные радиоактивные изотопы были получены И. и Ф. Жолио-Кюри в 1934 году. В настоящее время известно большое количество искусственно полученных изотопов, отличающихся видом излучения, его энергией и периодом полураспада. Таким образом, можно, в зависимости от условий применения подобрать соответствующий изотоп. Для целей промышленной γ -дефектоскопии и γ -терапии могут быть использованы только изотопы, испускающие γ -излучение.

По своей природе γ -лучи сходны с рентгеновскими лучами. Однако механизм возникновения их иной, и поэтому термин «рентгеновские лучи» применяется для излучения возникающего в результате торможения в веществе анода электронов, ускоренных в вакуумных трубках (рентгеновских трубках, бетатронах, микротронах, синхротонах и т. п.). Термин « γ -лучи» применяется для излучения, возникающего в результате самопроизвольных процессов в атомных ядрах радиоактивных изотопов.

8-2. Схемы радиоактивного распада

Для описания процесса распада пользуются энергетической диаграммой — схемой распада. Схемы распада некоторых применяющихся в γ -дефектоскопии и γ -терапии радиоактивных изотопов показаны на рисунке 8-1. Они показывают последовательность испускания частиц и фотонов, их энергии,

период полураспада и последовательные состояния атомного ядра.

На диаграммах конечное состояние ядра отмечается горизонтальной линией (со штриховкой) внизу рисунка. Другие состояния ядра с большей энергией изображаются горизонтальными линиями, расположенными выше на расстояниях, пропорциональных количеству излучаемой энергии.

Переходы из одного состояния в другое изображаются стрелками между соответствующими уровнями. Наклонные стрелки

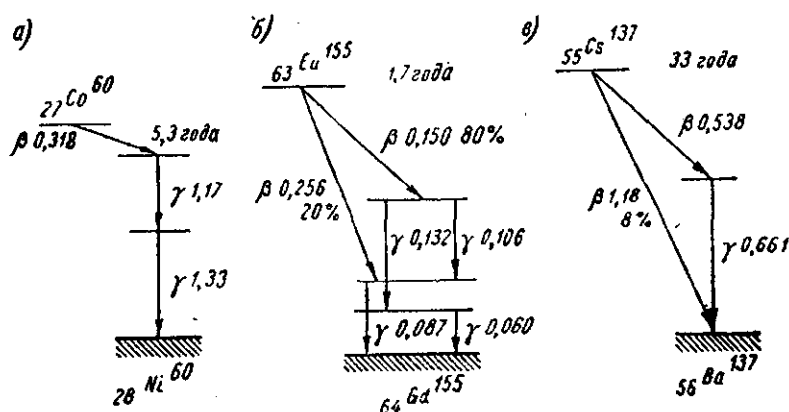


Рис. 8-1. Схема распада изотопов.

изображают распад с изменением атомного номера (т. е. с образованием нового элемента). Вертикальные стрелки соответствуют испусканию γ -фотонов.

8-3. Основные соотношения радиоактивного распада

Основной закон радиоактивного распада выражается экспонентой

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (8-1)$$

где N_0 — начальное число радиоактивных атомов в препарате;
 λ — постоянная распада; она измеряется в сек^{-1} (или час^{-1} , год^{-1} и т. п.) и показывает, какая часть всех радиоактивных атомов распадается каждую секунду.

Период полураспада. Для характеристики скорости распада обычно пользуются не постоянной распада λ , а другой величиной, называемой периодом полураспада T . Период полураспада — это тот промежуток времени, в течение которого распадается половина радиоактивных атомов данного препарата.

Он связан с постоянной распада λ соотношением (8-2), которое получается так же, как и соотношение (5-41).

$$\lambda = \frac{0,693}{T} \quad (8-2)$$

Активность препарата. Активностью данного препарата радиоактивного вещества называют число атомов a , распадающихся в нем в секунду

$$a = - \frac{dN}{dt} = \lambda N, \quad (8-3)$$

где N — полное число радиоактивных атомов в препарате.

Из приведенного определения активности следует, что различные количества одного и того же радиоактивного вещества имеют различные активности.

8-4. Единицы активности

Кюри. В качестве практической единицы активности пользуются единицей, называемой «кюри». Кюри — это активность препарата данного изотопа, в котором в одну секунду происходит $3,7 \cdot 10^{10}$ актов распада.

По ГОСТ 8848-63, вступившему в силу 1 июля 1964 г., единицей активности изотопа в радиоактивном источнике принят распад в секунду (*расп/сек*). «Кюри» допускается как внесистемная единица радиоактивности.

Грамм-эквивалент радия. При практическом использовании радиоактивных изотопов в промышленности и медицине важной характеристикой γ -излучателя является его гамма-активность, т. е. мощность его γ -излучения.

Для оценки γ -активности радиоактивных источников γ -излучения введена единица, называемая грамм-эквивалентом (г-экв) радия. Под грамм-эквивалентом понимается такое весовое количество радиоактивного вещества, γ -излучение которого создает такую же мощность дозы, какую давало бы в тех же условиях γ -излучение 1 г радия при платиновом фильтре толщиной 0,5 мм.

Оказывается, что указание активности радиоактивного вещества в кюри не определяет его гамма-активности. Это объясняется тем, что при распаде различных радиоактивных веществ испускается различное число γ -фотонов и разной энергии.

Гамма-постоянная радиоактивных изотопов I_γ . Для установления соотношения между единицами «кюри» и «грамм-эквивалентом радия» радиоактивных изотопов необходимо знать так называемую «гамма-постоянную» изотопа. Под гамма-постоянной или ионизационной постоянной изотопа по-

нимают мощность дозы в p/час , создаваемой препаратом с активностью в 1 милликюри на расстоянии 1 см от препарата.

Экспериментально установлено, что для радия, находящегося в равновесии с продуктами распада при фильтре 0,5 мм Pt, гамма-постоянная равна $8,4 \text{ p/час} \cdot \text{мкюри} \cdot \text{см}$ или $0,84 \text{ p/час} \cdot \text{X} \cdot \text{мкюри} \cdot \text{м}$. Для других радиоактивных изотопов гамма-постоянная может быть вычислена, если известно среднее число и энергия γ -фотонов, испускаемых при распаде одного ядра данного изотопа, т. е. если дана схема его распада.

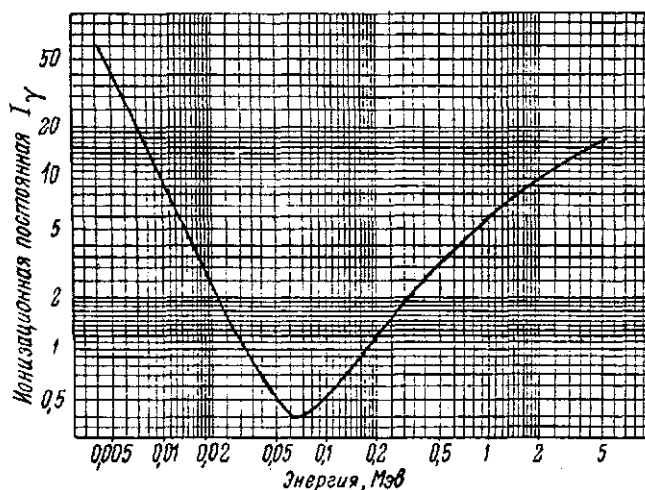


Рис. 8-2. Зависимость гамма-постоянной от энергии квантов электромагнитного излучения.

Если при распаде радиоактивного изотопа испускается несколько различных γ -фотонов, то гамма-постоянная вычисляется по формуле

$$J_{\gamma} = i_{\gamma_1} p_1 + i_{\gamma_2} p_2 + \dots, \quad (8-4)$$

где $i_{\gamma_1}, i_{\gamma_2}, \dots$ — гамма-постоянные отдельных γ -фотонов,

а p_1, p_2, \dots — числа фотонов данной энергии, приходящихся в среднем на распад одного ядра.

Значения $i_{\gamma_1}, i_{\gamma_2}, \dots$ могут быть взяты из кривой (рис. 8-2), а значения p_1, p_2, \dots — из схемы распада.

Например, изотоп кобальта $^{60}_{27}\text{Co}$ можно получить по ядерной реакции $\text{Co}^{59}(n, \gamma)\text{Co}^{60}$ (см. § 7-11). Период полураспада $T = 5,3$ года. Из схемы распада (рис. 8-1) видно, что при распаде Co^{60} испускает β -частицу с максимальной энергией 0,318 МэВ и превращается в возбужденное ядро никеля $^{60}_{28}\text{Ni}^{*}$.

которое переходит в нормальное состояние, испуская два последовательно вылетающих γ -фотона с энергиями 1,17 и 1,33 Мэв. Из кривой рис. 8-2 находим $i_{\gamma 1,17} = 6,5$ и $i_{\gamma 1,33} = 7$ р/час·мкюри на расстоянии 1 см от препарата. Следовательно, γ -постоянная изотопа кобальта — $60 J_{\gamma} = 6,5 + 7,0 = 13,5$ р/час·мкюри. Сравнивая полученное значение $J_{\gamma} = 13,5$ для кобальта с $J_{\gamma} = 8,4$ для радия, видим, что мощность γ -излучения одного милликури радиоактивного кобальта эквивалентна мощности излучения $13,5 : 8,4 = 1,6$ мг радия. Таким образом γ -излучение одного кюри Co^{60} эквивалентно γ -излучению 1,6 г радия.

Радиоактивный изотоп цезия $^{137}_{55}\text{Cs}$ получается в урановом реакторе при делении изотопа урана U^{235} по реакции $\text{U}^{235}(n, f)$ (осколки). Период полураспада $T = 33$ года. Из схемы распада (рис. 8-1) видно, что при распаде одного ядра Cs^{137} в среднем получается около 0,92 γ -фотона с энергией 0,661 Мэв. Пользуясь кривой рис. 8-2, находим $i_{\gamma 0,661} = 4$ р/час·мкюри и гамма-постоянная $\text{Cs}^{137} J_{\gamma} = 0,92 \cdot 4 = 3,68$ р/час·мкюри. Следовательно, 1 кюри Cs^{137} равно $3,68 : 8,4 = 0,45$ г-экв радия.

Удельная активность. Весьма важной величиной, характеризующей практическую ценность радиоактивного препарата, является удельная активность, т. е. активность, приходящаяся на единицу массы (или объема). Чем больше удельная активность, тем меньше размеры излучающей поверхности (фокуса) и тем более резкие изображения получаются на снимке.

На практике, как правило, имеют дело с препаратами, состоящими из активных и неактивных изотопов. Очевидно, что удельная активность препарата зависит от того, какая часть атомов вещества активирована.

8-5. Методы получения радиоактивных изотопов

Накопление радиоактивного изотопа в препарате может происходить:

- 1) при бомбардировке его быстрыми заряженными частицами в циклотроне;
- 2) при нейтронном облучении в ядерном реакторе и
- 3) в результате деления ядер тяжелых атомов (урана) в ядерном реакторе.

Число радиоактивных атомов при этом изменяется по двум причинам: с одной стороны, оно растет вследствие взаимодействия бомбардирующих частиц с ядрами атомов облучаемого вещества; с другой стороны, уменьшается вследствие распада образовавшихся радиоактивных изотопов, причем это уменьшение пропорционально числу накопившихся активных атомов.

Предполагая, что скорость образования радиоактивных атомов постоянна и равна g атомов в секунду, а скорость распада равна λN , можно представить результирующую скорость накопления активных частиц в следующем виде

$$\frac{dN}{dt} = g - \lambda N \quad \text{или} \quad \frac{dN}{dt} + \lambda N = g. \quad (8-5)$$

Интегрирование этого уравнения (с помощью интегрирующего множителя $e^{\lambda t}$) в пределах от 0 до t дает число накопившихся активных атомов за время t .

$$N = \frac{g}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}), \quad (8-6)$$

а активность препарата выразится формулой [см. (8-2)]:

$$\begin{aligned} a &= \lambda N = g(1 - e^{-\lambda t}) = \\ &= g \left(1 - e^{-0,693 \frac{t}{T}} \right). \end{aligned} \quad (8-7)$$

На рис. 8-3 приведена кривая накопления радиоактивных атомов.

Если время накопления $t \gg T$, то, разлагая $e^{-0,693 \frac{t}{T}}$ в ряд и ограничиваясь двумя первыми членами получим вместо (8-7)

$$\begin{aligned} a &= g \left[1 - \left(1 - 0,693 \frac{t}{T} \right) \right] = \\ &= 0,693g \frac{t}{T}. \end{aligned} \quad (8-7')$$

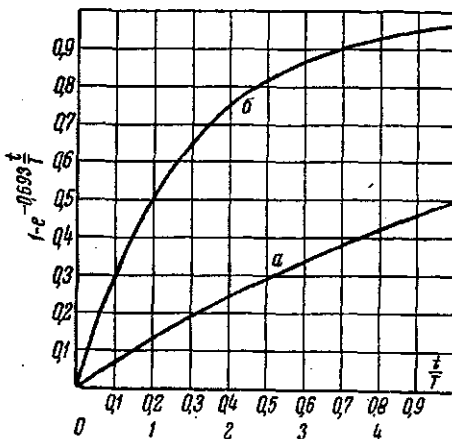


Рис. 8-3. Кривые накопления радиоактивного вещества: а — для $\frac{t}{T}$, равного от 0 до 1,0; б — для $\frac{t}{T}$, равного от 0 до 5,0.

8-6. Накопление радиоактивных атомов изотопа $^{55}\text{Cs}^{137}$ в ядерном реакторе при делении U^{235}

Определим активность образовавшегося изотопа $^{55}\text{Cs}^{137}$ в реакторе с тепловой мощностью $P=1000$ кет за время работы в течение $t=30$ дней $=2,592 \cdot 10^6$ сек.

Так как $t \gg T=33$ года $=1,04 \cdot 10^9$ сек. то можно применить формулу (8-7'):

$$a = 0,693g \frac{t}{T}.$$

Очевидно, что скорость образования активных атомов g пропорциональна мощности реактора P , выраженной в ваттах и

среднему числу y атомов, возникающих при делении ядра одного атома урана (рис. 8-4). Для Cs^{137} $y=0,065$.

$$g = cPy \text{ атом/сек.} \quad (8-8)$$

где c — постоянная — число делений ядер урана в 1 сек на 1 Вт мощности реактора. Так как энергия деления ядра одного атома урана U^{235} равна

$$w = 200 \text{ Мэв} = 2 \cdot 10^8 \text{ эв} = 2 \cdot 10^8 \cdot 1,602 \cdot 10^{-12} = 3,20 \cdot 10^{-4} \text{ эрг/дел.}$$

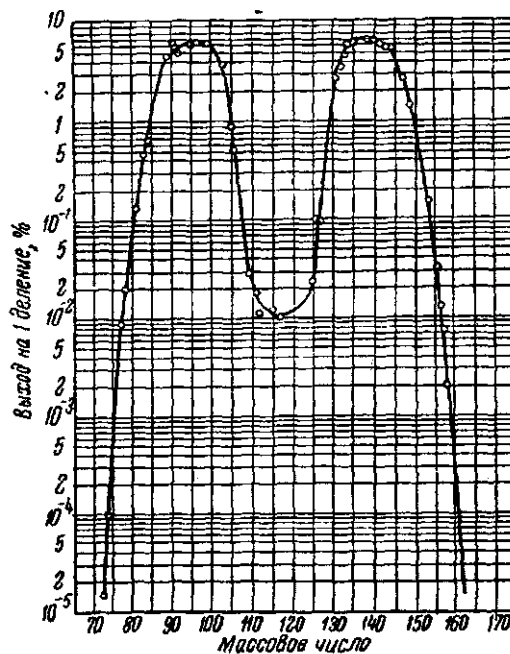


Рис. 8-4. Выход продуктов деления урана U^{235} в зависимости от массового числа.

то число делений в секунду на 1 Вт ($=10^7$ эрг/сек) равно

$$c = 10^7 : 3,20 \cdot 10^{-4} \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ дел/сек} \cdot \text{Вт.} \quad (8-9)$$

Таким образом

$$g = cPy = 3 \cdot 10^{10} \cdot 10^6 \cdot 0,065 = 1,95 \cdot 10^{15} \text{ атомов } \text{Cs}^{137} \text{ в 1 сек.}$$

и

$$a = 0,693 \cdot 1,95 \cdot 10^{15} \frac{2 \cdot 592 \cdot 10^6}{1,04 \cdot 10^9} = 3,42 \cdot 10^{12} \text{ расп/сек.}$$

или

$$a = \frac{3,42 \cdot 10^{12}}{3,7 \cdot 10^{10}} = 92,5 \text{ кюри.}$$

8-7. Накопление радиоактивных изотопов $^{27}\text{Co}^{60}$ при облучении нейтронами препарата Co^{59} в ядерном реакторе

Очевидно скорость образования радиоактивных изотопов кобальта g пропорциональна: 1) плотности потока нейтронов в реакторе F нейтр/см² сек, 2) числу атомов в единице массы активируемого вещества n атом/г и 3) вероятности ядерной реакции, т. е. эффективному поперечному сечению ядра, σ , см².

Поэтому для вычисления удельной активности препарата, получаемого при облучении медленными нейтронами тонкой пластинки активируемого вещества, можно пользоваться формулой (8-7) или (8-7'), положив $g = Fn\sigma$ и

$$a = Fn\sigma \cdot \left(1 - e^{-0.693 \frac{t}{T}}\right)$$

или

$$a = Fn\sigma 0,693 \frac{t}{T} \text{ расч/сек} \cdot \text{г}; \quad (8-10)$$

В случае толстых пластин необходимо учитывать то, что наружные слои пластинки экранируют внутренние слои. Для кобальта влияние экранировки было исследовано теоретически и представлено графиком (рис. 8-5), на котором дана зависимость эффективности облучения тепловыми нейтронами (в процентах) от толщины пластинки δ (в мм).

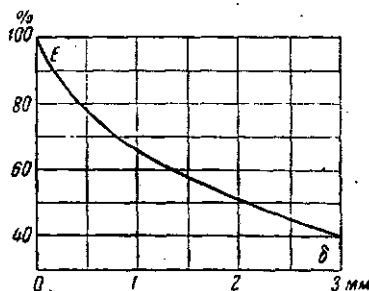


Рис. 8-5. Зависимость эффективности активации кобальта от толщины облучаемого препарата.

Величина F — плотность потока нейтронов зависит от мощности источника нейтронов и может быть определена экспериментально для любой установки. По литературным данным для циклотрона $F = 10^7 - 10^8$, а для ядерных реакторов $F = 10^{10} - 10^{14}$ нейтр/см² сек.

Число атомов n в 1 г любого вещества, как известно $n = \frac{N}{A}$, где $N = 6,023 \cdot 10^{23}$ — число Авогадро, A — атомный вес.

Для кобальта

$$n = \frac{6,023 \cdot 10^{23}}{60} \approx 10^{22} \text{ атом/г.}$$

Эффективное поперечное сечение σ определяет вероятность ядерной реакции. Так как размеры ядра приблизительно равны 10^{-12} см, то геометрическое поперечное сечение ядер должно быть около 10^{-24} см². Этой величине присвоено название «барн». Опыт показывает, что эффективное поперечное

сечение ядер не равно их геометрическому поперечному сечению. Экспериментально определенные эффективные поперечные сечения ядер различных элементов для различных ядерных реакций изменяются в широких пределах: от малых долей барна до нескольких тысяч барнов. Для кобальта поперечное сечение для тепловых нейтронов $\sigma = 34,2$ барна.

Для примера найдем удельную активность кобальтового препарата, состоящего из 25 дисков толщиной 0,5 мм и диаметром 25,5 мм, который облучался в ядерном реакторе с плотностью потока нейтронов $F = 6 \cdot 10^{13}$ нейтр/см² сек в течение 0,53 года. Диски помещались в два слоя между алюминиевыми пластинками так, что 66% всей поверхности дисков было открыто с обеих сторон и 34% — экранировалось вторым слоем.

Пользуясь кривой (рис. 8-5), можно найти среднюю эффективность облучения

$$E_{cp} = 0,66 \cdot 0,78 + 3,34 \cdot 0,65 = 0,74,$$

где 0,78 — эффективность облучения пластинки толщиной 0,5 мм и 0,65 — толщиной 1 мм.

Итак имеем $E_{cp} = 0,74$; $F = 6 \cdot 10^{13}$ нейтр/см² сек; $n = 10^{22}$ атом/г; $\sigma = 34,2 \cdot 10^{-24}$ см².

Подставляя эти величины в формулу (8-7'), получаем

$$a = \frac{E_{cp} F \sigma n}{3,7 \cdot 10^{10}} \cdot 0,693 \frac{t}{T} = \frac{0,74 \cdot 6 \cdot 10^{13} \cdot 34,2 \cdot 10^{-24} \cdot 10^{22}}{3,7 \cdot 10^{10}} \times \\ \times 0,693 \frac{0,53}{5,3} = 28,2 \text{ кюри/г.}$$

8-8. Самопоглощение γ -излучения

В радиоактивных препаратах большой толщины необходимо учитывать ослабление излучения в самом препарате. Предположим, что препарат представляет собой пластинку толщиной d см и что активные атомы распределены в нем равномерно. Рассмотрим слой толщиной dx , расположенный на расстоянии x от поверхности пластинки АВ (рис. 8-6). Пусть мощность γ -излучения, испускаемого по направлению к этой

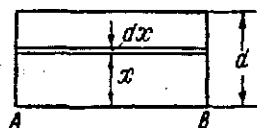


Рис. 8-6. К выводу формулы (8-13).

поверхности ядрами радиоактивных атомов всего препарата, равна P_0 ; тогда мощность излучения, испускаемого в том же направлении ядрами атомов, заключенных в слое dx , будет равна:

$$dP_0 = \frac{P_0}{d} dx.$$

а после прохождения через слой вещества препарата толщиной x выразится формулой

$$dP_x = dP_0 e^{-\mu x} = \frac{P_0}{d} e^{-\mu x} dx, \quad (8-11)$$

где μ — линейный коэффициент ослабления γ -излучения в веществе препарата.

Полную мощность γ -излучения, выходящего через поверхность AB , получаем интегрированием уравнения (8-11) по x в пределах от 0 до d .

$$P = \frac{P_0}{d} \int_0^d e^{-\mu x} dx = \frac{P_0}{\mu d} [e^{-\mu x}]_0^d = P_0 \left(\frac{1 - e^{-\mu d}}{\mu d} \right). \quad (8-12)$$

Пользуясь кривыми рисунка 5-27 и формулами (5-53) и (5-54) находим для кобальта ($W_{\text{кр.}} = 1,25 \text{ Мэв}$) $\sigma = 0,46 \text{ см}^{-1}$; $\tau = 0,004 \text{ см}^{-1}$ и $\mu = \tau + \sigma = 0,464 \text{ см}^{-1}$. Следовательно, поправка на самопоглощение в препарате толщиной $1,25 \text{ см}$

$$k_c = \frac{P}{P_0} = \frac{1 - e^{-\mu d}}{\mu d} = \frac{1 - e^{-0,464 \cdot 1,25}}{0,464 \cdot 1,25} = 0,76. \quad (8-13)$$

8-9. Выбор радиоактивных изотопов

При выборе радиоактивных изотопов как источников γ -излучения основную роль играют: 1) энергия испускаемых γ -фотонов; 2) период полураспада изотопа; 3) удельная активность препарата и 4) дефицитность и стоимость препарата.

В медицине для глубокой терапии используются почти исключительно препараты изотопа кобальта Co^{60} , который испускает два γ -фотона с энергиями $1,17$ и $1,33 \text{ Мэв}$.

Для целей промышленного просвечивания в зависимости от рода и толщины исследуемого материала применяют различные радиоактивные изотопы, испускающие γ -излучение различной жесткости с тем, чтобы достичь контрастных изображений на снимках и наилучшей выявляемости мелких дефектов.

В качестве источника жесткого γ -излучения для дефектоскопии применяют главным образом радиоактивный изотоп кобальта (Co^{60} , $W_\gamma = 1,17$ и $1,33 \text{ Мэв}$; $T = 5,3$ года; $\sigma = 34,2$ барна). Препараты кобальта готовятся в виде дисков или цилиндров малого диаметра и высокой удельной активности. Применяется для просвечивания стали толщиной до 250 мм .

Источниками γ -излучений средней жесткости в большинстве случаев служат изотопы цезия ^{137}Cs ; $W_\gamma = 0,661 \text{ Мэв}$; $T = 33$ года, продукт деления урана — выход $y = 6,5\%$ и иридия ^{192}Ir ; $W_{\gamma \text{ эфф}} = 0,6 \text{ Мэв}$; $T = 75$ дней; $\sigma_{\text{природн.}} = 388$ барнов. Применяются для просвечивания стали до 100 мм .

Таблица 8-1

Основные свойства некоторых радиоактивных изотопов

Название элемента	Символ изотопа	Период полураспада	Энергия излучения, Мэв		Число фотонов данной энергии на 1 акт распада	Гамма постоянная, $\rho/\text{мк. час. см.}$	Возможная реакция получения	Исходный изотоп	
			β	γ				Распространенность, %	эффективное сечение для тепловых нейтронов, барн ($10^{-28} \text{ м}^2/\text{ядро}$)
Углерод	$^{14}_6\text{C}$	5700 лет	0,156	Нет	—	—	$\text{N}^{14} (n, p); \text{C}^{13} (d, p)$	—	—
Кобальт	$^{60}_{27}\text{Co}$	5,3 года	0,318	1,17 1,33	1 1	13,5	$\text{Co}^{58} (x, \gamma)$	100	$34,2 \pm 2,0$
Стронций	$^{90}_{38}\text{Sr}$	25 лет	1,5	Нет	—	—	$\text{U} (n, f)$	—	Выход $y = 0,06$
Кадмий	Смесь	—	—	—	—	—	—	—	700 ± 200
»	$^{114}_{48}\text{Cd}$	—	—	—	—	—	—	12,3	19500
Цезий	$^{137}_{55}\text{Cs}$	33 года	0,518 (92%) 1,18 (8%)	0,661	0,92	3,68	$\text{U} (n, f)$	—	Выход $y = 0,065$
Европий	$^{154}_{63}\text{Eu}$	1,7 года	0,15 (80%) 0,25 (20%)	0,085—0,110	—	—	$\text{U} (n, f)$	—	Выход $y = 0,0003$
Тулий	$^{170}_{69}\text{Tl}$	127 дней	0,884 (24%) 0,968 (76%)	0,084	0,24	0,11	$\text{Tl}^{180} (n, \gamma)$	100	118 ± 6
Иридий	$^{192}_{77}\text{Ir}$	75 дней	0,67 (44%) 0,535 (40%) 0,24 (16%)	0,13; 0,29; 0,58; 0,6; 0,61	—	2,85	$\text{Ir}^{191} (n, \gamma)$	38,5	1000

Наконец в качестве источника мягкого γ -излучения могут быть применены изотопы тулия ${}^{170}\text{Tu}$; $W_T = 84 \text{ кэв}$; $T = 127$ дней; $\sigma = 118$ барнов и европия ${}^{155}\text{Eu}$; $W_T = 85-110 \text{ кэв}$; $T = 1,7$ года; продукт деления урана — выход $y = 0,03\%$.

В таблице 8-1 приведены основные свойства некоторых радиоактивных изотопов.

8-10. Конструкция аппаратов с радиоактивными изотопами

Конструкция аппарата с радиоактивными изотопами должна обеспечивать образование направленного конического пучка γ -излучения необходимой ширины, а также защиту обслужи-

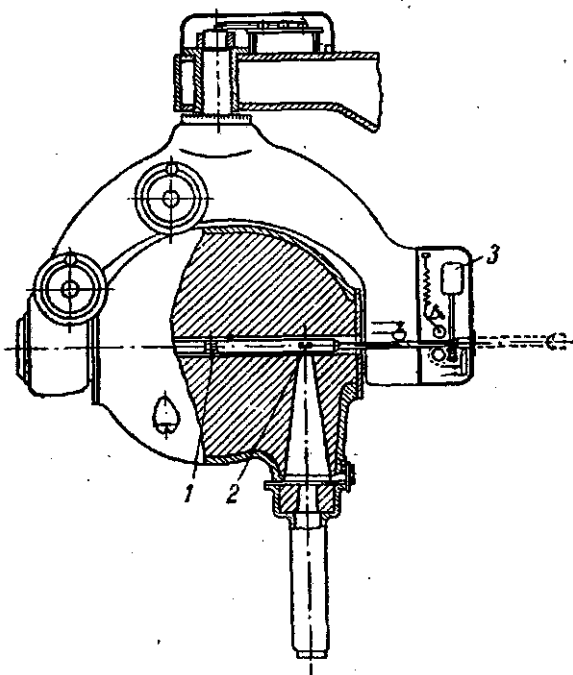


Рис. 8-7. Схематический разрез отечественного кобальтового терапевтического аппарата ГУТ-Со-400.
1 — радиоактивный препарат в положении хранения; 2 — препарат в рабочем положении; 3 — электромеханическое устройство для перемещения препарата.

вающего персонала от вредного действия излучения препарата.

В настоящее время используются установки γ -излучения различных типов, которые могут быть разделены по назначению на аппараты для глубокой терапии и для промышленного просвечивания. Первые обычно снабжаются кобальтовыми препаратами

высокой активности, причем размеры препарата достигают 25 мм в диаметре и больше. Аппараты для дефектоскопии снабжаются препаратами различных изотопов и различной активности, но с высокой удельной активностью, что обеспечи-

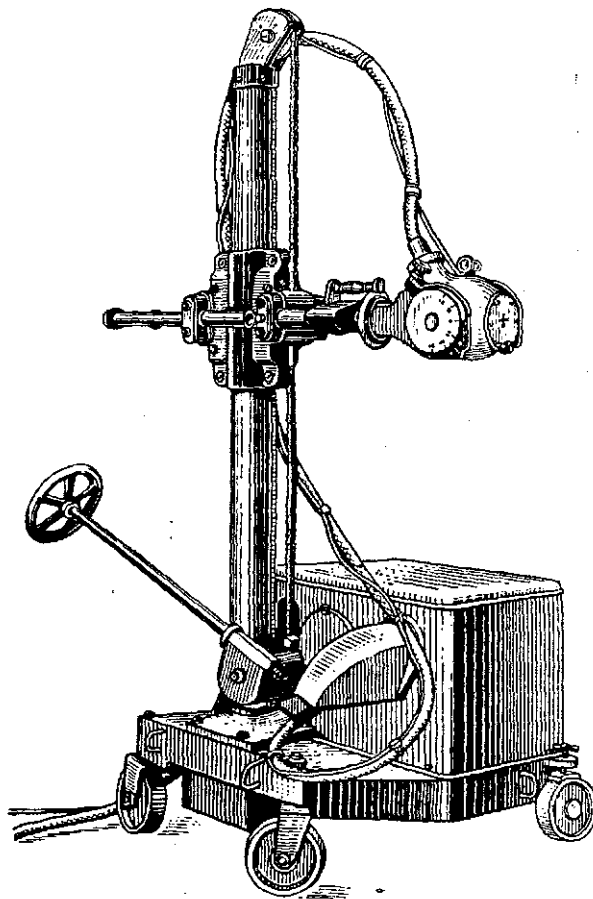


Рис. 8-8. Внешний вид отечественного кобальтового аппарата для промышленного просвечивания ГУП-Со-50-1.

вает малые размеры источника γ -излучения — «фокуса аппарата».

На рис. 8-7 приведен разрез отечественного терапевтического аппарата ГУТ-400 с препаратом кобальта активностью 400 г-экв (250 кюри). Аппарат укреплен в вилке, подвешенной на кронштейне. Перемещение препарата из положения хране-

ния в рабочее положение осуществляется электродвигателем, смещающим цилиндрический держатель препарата вдоль оси вращения защитного кожуха (контейнера); при этом препарат переводится из середины кожуха к коническому отверстию для выпуска пучка γ -излучения.

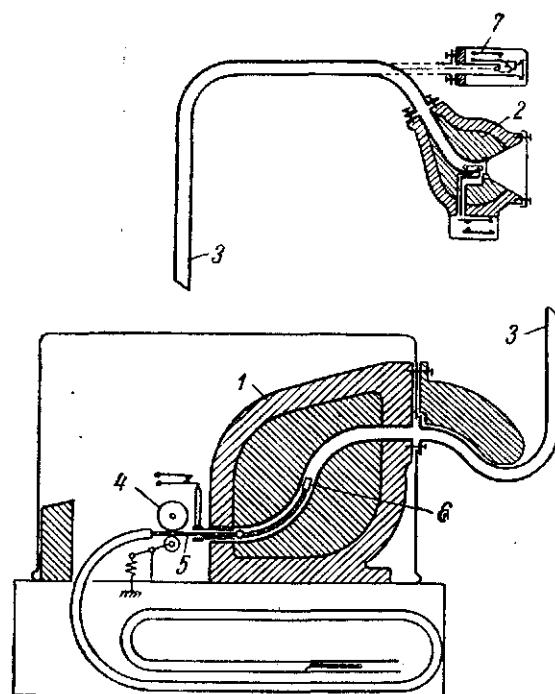


Рис. 8-9. Схематический разрез аппарата ГУП-Со-50-1.

1 — основной защитный кожух; 2 — рабочий кожух; 3 — препаратопровод; 4 — ролик, подающий трос 5 с препаратом 6 из основного кожуха в рабочий; 7 — наконечник, присоединяемый к препаратопроводу вместо рабочего кожуха для кругового просвечивания в аппарате ГУП-Со-5-1.

Для промышленной γ -дефектоскопии отечественная промышленность в настоящее время выпускает установки с кобальтовыми препаратами активностью 0,5; 5 и 50 г-экв, или соответственно 0,32; 3,2 и 32 кюри, под названиями ГУП-Со-0,5, ГУП-Со-5 и ГУП-Со-50.

Аппарат ГУП-Со-50 снабжается мощным препаратом Co^{60} с активностью 50 г-экв радия и предназначен для просвечивания изделий большой толщины (до 250 мм стали). Аппарат состоит из двух защитных кожухов (рис. 8-8 и 8-9): кожуха

хранения 1 с большой толщиной стенок (350 кг), закрепленного на тележке и облегченного рабочего кожуха 2 (65 кг), имеющего коническое окно для выхода излучения, укрепленного на штативе. Радиоактивный препарат перемещается из кожуха хранения в рабочий кожух по гибкому препаратопроводу 3 посредством электромеханического устройства 4-5-6, управление которым производится с безопасного расстояния (около 15 м). Время перемещения препарата из положения хранения в рабочее положение или обратно равно 4—5 сек. На случай отключения элек-

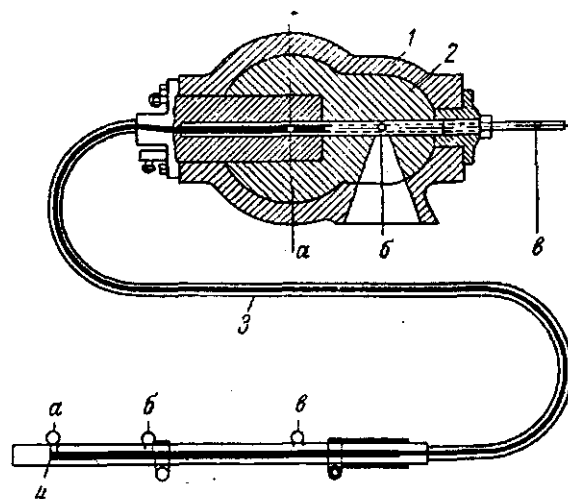


Рис. 8-10. Схематический разрез аппарата ГУП-Со-0,5-1.

1 — чугунный корпус защитного кожуха; 2 — свинец; 3 — гибкий шланг; 4 — рукоятка управления шлангом; а, б, в — три положения радиоактивного препарата.

трической цепи питания или порчи механизма перемещение препарата предусмотрено специальное устройство, позволяющее достаточно быстро убрать препарат в кожух хранения вручную. Общий вес всего аппарата около 700 кг.

Недостатком его является почти полное отсутствие защиты от излучения, испускаемого препаратом во время его перемещения по препаратопроводу.

Аппарат ГУП-Со-5 по конструкции подобен аппарату ГУП-Со-50 и отличается от него размерами и весом кожуха хранения (около 210 кг).

Аппарат ГУП-Со-0,5 рассчитан на работу с препаратом кобальта активностью до 0,5 г-экв радия или с препаратом радиоактивного иридия Ir^{192} или цезия Cs^{137} с активностью до 3 г-экв. радия и предназначен для просвечивания изделий небольшой

толщины (сталь до 30—40 мм). Схематический разрез защитного кожуха показан на рис. 8-10. Наружная оболочка защитного кожуха грушевидной формы отлита из чугуна и залита свинцом. Радиоактивный препарат перемещается вручную при помощи гибкого металлического шланга длиной 3 м и может занимать три положения: *а* — положение хранения, *б* — рабочее положение с выпуском направленного конического пучка и *в* — рабочее положение для кругового просвечивания. Общий вес аппарата со штативом 165 кг. Вес переносного защитного кожуха 15 кг.

8-11. Достоинства и недостатки радиоактивных источников γ -излучения

Радиоактивные изотопы, рентгеновские аппараты и бетатроны являются в настоящее время основными источниками жесткого излучения, используемого для глубокой терапии и промышленной дефектоскопии. Каждый из этих излучателей обладает своими достоинствами и недостатками, и только на основании изучения технических и эксплуатационных показателей можно определить в каждом отдельном случае, какой источник излучения целесообразнее всего использовать.

Исходные данные для решения этого вопроса может дать табл. 8-2, в которой приведены основные технические характеристики различных источников жесткого излучения.

Применение аппаратов с кобальтовыми препаратами активностью 400—1000 *г-экв* радия для глубокой терапии вполне эквивалентно применению высоковольтных рентгеновских аппаратов (2 Мв), но требует значительно больших длительностей облучения (см. § 7-9).

Для промышленной дефектоскопии наряду с жесткостью и мощностью излучения весьма большое значение имеет величина излучающей поверхности (фокуса) установки. Как показывает таблица 8-2, фокус бетатрона имеет размеры $0,3 \times 0,1$ мм², размеры фокуса трубки рентгеновского аппарата (2 Мв; 0,25 ма) того же порядка величины (0,25 мм). Напротив, получаемые в настоящее время радиоактивные изотопы имеют излучающую поверхность значительно больших размеров (диаметром от 4 до 25 мм).

На рис. 8-11 даны кривые для ориентировочного определения экспозиций при просвечивании стали, из которой видно, например, что для получения снимка стали толщиной 200 мм необходимы выдержки:

- 1) на рентгеновском аппарате (2 Мв; 1,5 ма) — 3,5 мин.;
- 2) на рентгеновском аппарате (1 Мв; 3 ма) — 350 мин.;
- 3) на бетатроне (31 Мэв) — 6 мин.;

Основные характеристики некоторых источников жесткого излучения

Аппарат	Электрические или физические параметры	Диаметр фокуса, мм	Мощность физической дозы на расстоянии 1 м р/мин	Удельная мощность излучения р/мин·мм²	г-экв. радиа	Габариты и вес аппарата
Рентгеновский аппарат (§ 4-17)	2 Мв, 1,5 ма	10	350	4,46	25000	Диаметр 1,5 м; длина 2,4 м; вес около 2 т
Рентгеновский аппарат (§ 4-18)	2 Мв, 0,25 ма	0,25	58	1180	4150	Диаметр 0,8 м; длина 1,5 м; вес около 0,8 т
Бетатрон	31 Мэв	0,3×0,1	Около 44	1470	3150	Радиус равновесной орбиты 245 мм; вес 5,5 т
Саскачеванский кобальтовый аппарат (Капада)	Около 1500 кюри	25,4	21,7	$44,6 \cdot 10^{-3}$	2400	Диаметр 508 мм; длина 560 мм; вес — около 1 т
Аппарат ГУТ-Со-400 (§ 8-10)	250 кюри	15	5,6	$32 \cdot 10^{-3}$	400	—
Аппарат ГУП-Со-50 (§ 8-10)	32 »	10	0,7	$9 \cdot 10^{-3}$	50	Кожух хранения 350 кг; полный вес около 700 кг
Радиоактивный препарат Co^{60}	1 »	4	0,0225	$1,8 \cdot 10^{-3}$	1,6	—
То же	1 г-экв	Около 4	0,014	$1,12 \cdot 10^{-3}$	1	—

4) на аппарате ГУП-Со — 50 около 160 г-экв. радиа. час — 3,2 часа.

Таким образом применение аппаратов типа ГУП-Со-50 требует значительно более длительных экспозиций с худшей выв-

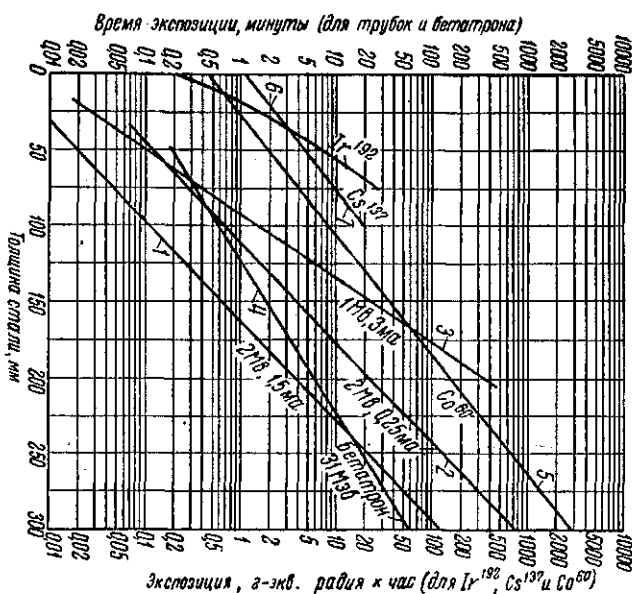


Рис. 8-11. Кривые для ориентировочного определения экспозиций при просвечивании стали.

1 — рентгеновский аппарат с резонанс-трансформатором 2 Мв, 1,5 ма; расстояние фокус-пленка 915 мм; фотопленка «Кодак А» с двумя свинцовыми экранами толщиной 0,25 мм; плотность $S=1,5$; 2 — рентгеновский аппарат с резонанс-трансформатором 1 Мв, 3 ма; условия те же; 3 — рентгеновский аппарат с электростатическим генератором 2 Мв, 0,25 ма; условия те же; 4 — бетатрон 31 Мэв; расстояние фокус-пленка 1 м; мелкозернистая пленка «Кодак А» без усиливающих экранов; 5 — излучение препарата Co^{60} ; расстояние фокус-пленка 1 м; пленка «Фентген ХХ» с двумя усиливающими экранами; плотность пленки $S=1,2$; экспозиция даны в 2-экв. час — шкала справа; 6 — излучение препарата Ir^{192} ; условия те же; 7 — излучение препарата Cs^{137} ; условия те же, но с применением свинцовых фольг толщиной 0,2 мм вместо усиливающих экранов.

лъемостью дефектов по сравнению с бетатроном или рентгеновским аппаратом.

В эксплуатационном отношении рентгеновские аппараты и бетатроны имеют также ряд несомненных преимуществ.

1. Они могут быть включены или выключены в любой момент и используются только тогда, когда необходимо произвести облучение.

2. На этих установках можно изменять жесткость и интенсивность излучения, что расширяет возможности применения данного излучателя.

3. В выключенном состоянии они не представляют никакой опасности для обслуживающего персонала.

4. Отсутствуют неудобства, связанные с необходимостью частой смены изотопов, обладающих малым периодом полураспада (например, Ir^{192} — 75 дней, Tc^{170} — 127 дней), а также из-за нарастания времени экспозиции вследствие уменьшения активности препарата (например, активность Co^{60} уменьшается за год на 13%).

С другой стороны, радиоактивные изотопы обладают рядом преимуществ по сравнению с рентгеновскими аппаратами и бетатронами.

1. Они много дешевле бетатронов и рентгеновских аппаратов.

2. Не требуют электроэнергии для питания и поэтому могут быть использованы в любой обстановке — в цехе, на складе, в полевых условиях и т. п.

3. Особенно удобны при просвечиваниях элементов конструкции мостов, трубопроводов и т. п.

Указанные преимущества и особенно экономичность использования радиоактивных изотопов обеспечили им широкое применение как в медицине для терапии, так и в промышленности для γ -дефектоскопии.

Однако современная рентгеновская аппаратура позволяет получать излучения более широкого диапазона жесткости (от 2 кэв до 30 Мэв и выше) и большей интенсивности, чем излучения радиоактивных изотопов и представляет исследователю большие возможности. В силу этих причин и особенно благодаря высокой удельной мощности излучения (острый фокус) рентгеновские трубки и бетатроны не могут быть заменены изотопами и с успехом используются при исследованиях ответственных изделий. Для структурного и химического анализа и в диагностике в настоящее время применяются исключительно рентгеновские трубки.

КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ О МЕРАХ ЗАЩИТЫ ОТ ВРЕДНОГО ДЕЙСТВИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

Как показывает опыт, работа с рентгеновскими лучами без надлежащей защиты вредна для здоровья. Результатом продолжительного воздействия рентгеновских лучей на человеческое тело являются обнаруживаемые лишь впоследствии ожоги кожи, изменения в составе крови и повреждения внутренних органов. Поэтому каждый, работающий с рентгеновскими установками, обязан защитить себя и своих сотрудников от прямого и косвенного облучения рентгеновскими лучами.

Исходным пунктом при построении норм защиты является установленная медицинской практикой так называемая предельно-допустимая или условно-безвредная доза.

В настоящее время принято считать, что при облучении гамма- и рентгеновским излучением предельно-допустимая доза равна 0,1 рентгена в неделю. Это дает для 8-часового рабочего дня мощность дозы $P_D = \frac{0,1}{6 \cdot 3600 \cdot 8} \cdot 10^6 = 0,55$ микрорентгена в секунду (*мкр/сек*), для 6-часового дня — 0,8 *мкр/сек* и для 4-часового — 1,2 *мкр/сек*.

Конечно, не следует рассматривать эту среднюю мощность дозы, как какое-то критическое значение. Различные авторы указывали различные значения для условно-безвредной мощности дозы от 1,5 до 70 *мкр/сек*. Кроме того, биологическое действие рентгеновского излучения зависит от того, какие участки человеческого тела подвергаются облучению. При защите органов человеческого тела, особо чувствительных к воздействию рентгеновских лучей, указанное значение мощности дозы (0,1 *р/неделю*) можно считать максимально допустимым и его следует снизить. Напротив, при облучении небольших участков кожного покрова оно является минимальным и может быть даже несколько увеличено.

Защита от вредного действия рентгеновского излучения сводится к ослаблению интенсивности излучения трубки до указанного значения путем увеличения расстояния от фокуса трубки,

а также помещением между трубкой и защищаемым объектом поглощающих стенок. При этом всегда стремятся расположить защитную стенку возможно ближе к трубке. Этим достигается уменьшение расхода защитного материала, а также уменьшается возможность возникновения рассеянного излучения.

Однако, так как вторичное рассеянное излучение всегда неизбежно возникает при попадании первичного излучения на облучаемый (исследуемый) объект и на окружающие предметы, то, кроме защиты от первичных лучей, необходима защита и от рассеянного излучения.

Ослабление рентгеновского излучения веществом защитных стенок, как известно, зависит от качества излучения (λ) и рода материала защитного слоя ($Z_{\text{эфф}}$) и тем сильнее, чем больше λ и Z ($\mu/\rho \approx k\lambda^3 Z^3$).

Необходимая толщина x_0 защитной стенки может быть определена из следующей формулы

$$P_{\text{доп}} = P_0 e^{-\mu x_0},$$

где

μ — эффективный коэффициент ослабления защитного материала;

P_0 — значение мощности физической дозы в воздухе в рассматриваемой точке на заданном расстоянии l (м) от фокуса трубки при отсутствии защитной стенки (табл. 9-1).

Таблица 9-1

Приблизительные значения эффективности рентгеновских трубок
(мощность дозы в воздухе на расстоянии 1 м от фокуса;
анодный ток 1 ма)

Напряжение, кв	Мощность дозы, р/мин		Напряжение, кв	Мощность дозы, р/мин	
	без фильтра	фильтр 0,5 мм. Cu		без фильтра	фильтр 0,5 мм. Cu
40	0,3	—	200	8,7	1,12
60	0,7	—	300	22,0	2,7
80	1,2	—	400	35,0	5,4
100	2,0	—	600	—	10
120	3,0	0,40	800	—	20
140	4,1	0,55	1000	—	30
160	5,5	0,75	1200	—	50
180	7,0	0,80	1400	—	70

В качестве стандартного материала для защитных устройств принят свинец ($Z=82$, $\rho=11,3$ г/см³) как наиболее удобный и доступный материал и все нормы защиты обычно даются в толщинах свинца.

На рис. 9-1 приведены кривые зависимости толщины свинца x_0 , обеспечивающие защиту (10 мкр/сек), от тока, расстояния

и напряжения на трубке в пределах от 200 до 1400 кВ (см. также приложение 3). Кривая $K = 1$ соответствует току 1 мА и расстоянию от фокуса трубки 1 м. Для других расстояний (l) и токов (i) служат другие кривые, для которых K вычисляется по формуле:

$$K = \frac{i}{l^2}.$$

Кроме свинца, в качестве защитных материалов используются свинцовое стекло, просвинцованная резина, железо

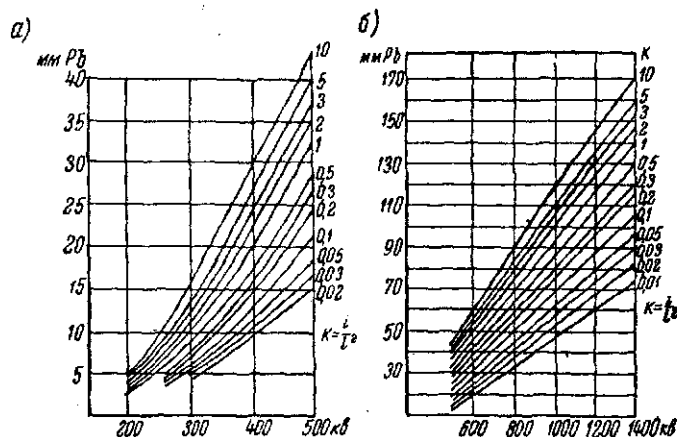


Рис. 9-1. Кривые для определения необходимой толщины защитного слоя свинца в зависимости от расстояния, тока и напряжения.

(сталь) и строительные материалы: кирпич, бетон, баритобетон, а иногда и вода.

Защитные свойства этих материалов принято характеризовать «свинцовым эквивалентом A », под которым понимается «выраженная в миллиметрах толщина свинца, ослабляющая мощность физической дозы в воздухе в той же мере, как и данный образец защитного устройства» (ОСТ 7770).

Очевидно, из этого определения

$$J_0 e^{-\mu_{Pb} A} = J_0 e^{-\mu_x d_x},$$

откуда

$$\mu_{Pb} A = \mu_x d_x \quad \text{или} \quad A = \frac{\mu_x d_x}{\mu_{Pb}},$$

где μ_x и d_x — эффективный коэффициент ослабления и толщина выбранного защитного материала.

Часто защитные материалы характеризуются обратной величиной «линейным эквивалентом миллиметра свинца»,

который означает выраженную в миллиметрах толщину защитного слоя, действие которого эквивалентно слою свинца толщиной в 1 мм (на это число следует умножить толщину необходимого свинцового слоя, чтобы получить толщину защитного слоя из данного материала).

В табл. 9-2 и на рис. 9-2 приведены приблизительные значения линейных эквивалентов миллиметра свинца для разных материалов, используемых для защитных устройств, в зависимости от жесткости излучения.

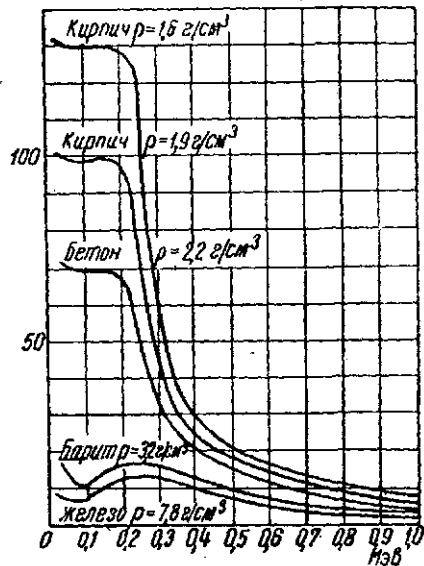


Рис. 9-2. Приблизительные значения линейных эквивалентов миллиметра свинца для различных строительных материалов.

Табл. 9-2 и кривая рис. 9-2 показывают, что при увеличении жесткости излучения линейный эквивалент миллиметра свинца всех материалов резко уменьшается. Это объясняется тем, что при мягком и средней жесткости излучении ослабление обуславливается главным образом фотоэлектрическим поглощением, массовый коэффициент поглощения которого пропорционален Z^3 (§ 5-13). При жестком излучении ослабление определяется главным образом рассеянием, зависящим в первом приближении только от плотности вещества (ρ).

Таким образом, при жестком излучении (выше 500—800 кэ) преимущество свинца резко снижается.

Защитные свойства свинцового стекла и свинцовой резины приблизительно пропорциональны содержанию свинца (плотности стекла).

Таблица 9-2

Линейный эквивалент некоторых материалов по свинцу

Защитный материал	Энергия квантов $h\nu$, Мэв						
	0,2	0,5	0,8	1,0	1,5	2,0	2,5
Свинец	1	1	1	1	1	1	1
Железо	8,8	2,88	1,96	1,74	1,49	1,43	1,47
Алюминий	38,5	7,6	5,1	4,6	4,2	4,24	4,4
Бетон	41,7	9,8	6,2	5,33	4,83	5,0	5,28
Вода	106,8	21,5	13,4	11,6	11,4	11,1	11,2

Так как рассеянное излучение значительно мягче первичного и менее интенсивно, то достаточная защита от рассеянного излучения достигается слоями защитных материалов меньшей толщины.

В таблице приложения 3 приведены ориентировочные данные для защиты от излучения, возникающего при однократном и многократном рассеянии, а также от прямого излучения.

В табл. 9-3 приведены значения толщины слоя бетона для различных расстояний от фокуса трубки, необходимые для обеспечения мощности физической дозы, равной 1,5 мкр/сек.

Таблица 9-3

Толщина защитного слоя бетона [см]

Расстояние от фокуса трубки, м	1 Мв				2 Мв			
	0,20 ма	0,5 ма	1,0 ма	1,5 ма	0,25 ма	0,5 ма	1,0 ма	1,5 ма
1,22	77,5	82,6	87,6	91,4	113,0	119,4	—	—
1,52	74,9	80,0	85,1	87,6	109,2	115,6	121,9	125,7
1,83	71,1	71,2	82,6	85,1	106,7	113,0	119,4	123,2
2,44	67,3	72,4	77,5	81,3	100,3	106,7	113,0	116,8
3,05	63,5	68,6	74,9	77,5	96,5	102,9	109,2	113,0
4,57	58,4	63,5	68,6	71,1	88,9	95,3	101,6	105,4
6,10	53,3	58,4	63,5	67,3	83,8	90,2	96,5	100,3
9,14	47,0	52,1	57,2	61,0	76,2	82,6	88,9	92,7
12,19	43,2	48,3	53,3	55,9	71,1	77,5	83,8	87,6
15,24	39,4	44,4	49,5	53,3	66,0	72,4	78,7	82,6
22,85	34,3	39,4	44,4	47,0	58,4	64,8	71,7	74,9
30,48	29,2	34,3	39,4	43,2	53,3	59,7	66,9	69,4

Защитные свойства различных материалов удобно характеризовать слоем десятикратного ослабления, т. е. толщиной слоя вещества, после прохождения которого интенсивность излучения ослабляется в 10 раз. Эта характеристика значительно облегчает расчеты защиты. Например, для ослабления излучения в 100 раз необходимо взять толщину защитного вещества, равную двум слоям десятикратного ослабления. Очевидно, n слоев десятикратного ослабления снизит интенсивность излучения в 10^n раз.

На рис. 9-3 приведены кривые зависимости толщин слоев десятикратного ослабления для некоторых веществ от энергии квантов излучения.

Защита от рентгеновского излучения в широко распространенных (диагностических и структурных) установках, работающих при напряжениях ниже 110 кВ, легко достигается применением защитных трубок. При этом необходимо следить за тем, чтобы необходимый для исследования первичный пучок лучей

после прохождения через исследуемое тело полностью поглощался защитным материалом. В качестве защитного слоя достаточно пластин металлического свинца толщиной 2 мм или эквивалентного слоя какого-либо другого защитного вещества, например свинцовой резины толщиной 6 мм, свинцового высокопроцентного стекла (до 60—70% свинца) толщиной 8—10 мм или баритового бетона толщиной около 30 мм (состава: 80% по весу барита $BaSO_4$ и 20% цемента).

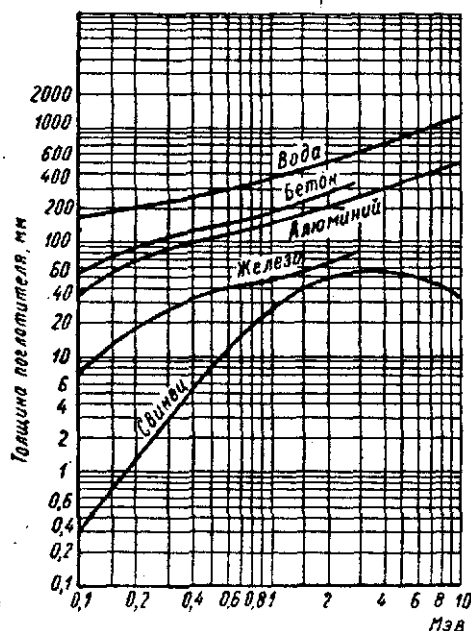


Рис. 9-3. Изменение толщины слоя десятикратного ослабления для различных веществ в зависимости от энергии квантов излучения.

В установках, также весьма распространенных (терапевтических и для просвечивания материалов), работающих при напряжениях до 200—220 кВ, защита должна быть более совершенной, так как жесткие рентгеновские лучи, попадая на другие тела, например на пол, потолок, стены и т. п., вызывают вторичное рассеянное излучение, которое также будет действовать на работающий в этом помещении персонал. Поэтому работающие с установками этого типа должны быть защищены не только от непосредственного попадания лучей, исходящих из фокуса трубки, но также и от вторичных лучей, распространяющихся по всем направлениям.

Трубка должна быть заключена в защитный кожух, покрытый металлическим свинцом толщиной 5 мм (безопасные или защитные трубки). Одновременно должна быть предусмотрена защита и от используемого для исследования пучка лучей. Персонал должен находиться в соседнем помещении, отделенном защитной стенкой достаточной толщины, или должна быть сооружена защитная кабина, со всех сторон покрытая свинцом толщиной 5 мм или слоем других материалов соответствующей толщины: свинцовой резины толщиной 15 мм, свинцового стекла (около 70% свинца) толщиной 20—25 мм и баритового бетона толщиной около 70 мм.

Установки на более высокие напряжения, как правило, должны помещаться в специальном помещении, огражденном со всех сторон защитными стенами, толщина которых подбирается в соответствии с вышеприведенными нормами защиты. Исследуемый объект также должен находиться в отдельном специальном помещении. Наблюдение производится при помощи системы зеркал (типа перископа), размещенных таким образом, чтобы ни прямое, ни рассеянное излучение не могло проникать в помещение для наблюдения.

Проверку защиты можно произвести, размещая чувствительные фотопленки в конвертах из черной бумаги в различных местах помещения на одну-две недели, а затем по почернению пленки после проявления судить о рассеянных рентгеновских лучах в данном месте.

Более точен контроль защиты с помощью рентгенометров, которые снабжаются специальными стеночными камерами большого объема для измерения микродоз (см. рис. 6-42). При проверке отсутствия щелей или повреждений в защитных слоях стен, ширм и т. п. следует пользоваться камерами малого объема, так как в противном случае интенсивный узкий пучок, проникающий через щель, будет ионизовать только часть объема воздуха в большой камере и, следовательно, показания прибора будут неправильными (преуменьшенными).

Вторым важным моментом является защита от действия тех вредных для организма человека газов (озон и азотные соединения), которые образуются при работе рентгеновской установки в искровых промежутках и на остриях высоковольтной проводки. Для удаления этих газов из помещения, где работают рентгеновские аппараты, устраивается хорошо действующая вентиляция; причем ввиду того, что эти газы тяжелее воздуха, вытяжные каналы должны размещаться не под потолком, а невысоко над уровнем пола.

Наконец работа с высоким напряжением должна отвечать правилам безопасности для электротехнических установок.

Безопасность работы с радиоактивными веществами обеспечивается строгим соблюдением «Санитарных правил при работе с радиоактивными изотопами», утвержденных Министерством Здравоохранения 4 апреля 1953 года № 129—53 (см., например, Л. 57, стр. 114), а также «Правил безопасности при работе с радиоактивным кобальтом в металлографии», утвержденных Министерством Здравоохранения 14 сентября 1950 года (см., например, Л. 50, стр. 242).

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПОСТОЯННЫЕ

1. Заряд электрона.
 $e = 4,802 \cdot 10^{-10}$ абс. электростатических единиц (CGSE);
 $e = 1,602 \cdot 10^{-20}$ абс. электромагнитных единиц (CGSM);
 $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ кулон.
2. Масса электрона, медленно движущегося по сравнению со скоростью света, $m_0 = 9,106 \cdot 10^{-28}$ г.
3. Удельный заряд электрона

$$\frac{e}{m} = 1,759 \cdot 10^7 \text{ CGSM} = 5,273 \cdot 10^{17} \text{ GGSE}.$$
4. Условный радиус электрона $r = 10^{-13}$ см.
5. Скорость света в пустоте $c = 2,99776 \cdot 10^{10}$ см·сек⁻¹.
6. Масса водородного атома $M_H = 1,6733 \cdot 10^{-24}$ г.
7. Масса любого атома $M = M_H A$, где A — атомный вес этого атома.
8. Масса протона: $M_p = 1,6724 \cdot 10^{-24}$ г.
9. Масса α -частицы: $M_\alpha = 6,644 \cdot 10^{-24}$ г.
10. Отношение $\frac{M_p}{m_0} = 1836,5$.
11. Постоянная Планка: $h = 6,624 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек.
12. Постоянная Фарадея: $F = 96514$ абс. кулон/г-экв. (физ).
13. Постоянная Авогадро, т. е. число молекул в граммоле любого вещества: $N = 6,023 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹.
14. Постоянная Ридберга (для бесконечно большой массы):
 $R = 109737,3 \text{ см}^{-1}$; $R \cdot c = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$.
15. Онгстрем: $\text{\AA} = 10^{-10} \text{ м} = 10^{-8} \text{ см}$.
16. Рентген: $r = 0,114 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2}$.
17. Электрон-вольт: $\text{эв} = 1,602 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$.
18. Температура плавления льда: $T = 273,65^\circ \text{ К}$.
19. Атомная масса в Мэв — 931 Мэв.
20. Энергия, связанная с массой покоя электрона: $m_0 c^2 = 0,511 \text{ Мэв}$.

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ ТИПОВ ЭЛЕКТРОННЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ТРУБОК

Система обозначений типов электронных рентгеновских трубок, принятая в Советском Союзе согласно ГОСТ 8490-57, указывает основные области применения и основные конструктивные особенности трубок.

Условное обозначение в общем случае состоит из пяти знаков, расположенных последовательно и имеющих следующие значения:

1. Число, стоящее в начале условного обозначения, означает предельную мощность, выраженную в киловаттах (для диагностических трубок имеется в виду секундная мощность, для остальных — продолжительная).
 2. Второй знак — буква Р или Б указывает род защиты, обеспечиваемой трубкой, причем буква Р определяет трубку с защитой от рентгеновских лучей, буква Б — трубку, предназначенную для работы в защитном безопасном кожухе. Отсутствие буквы указывает на отсутствие какой-либо защиты.
 3. Третий знак — буквы Д, Т, П или С указывают основную область применения данного типа трубки (диагностика, терапия, просвечивание материалов, структурный анализ).
 4. Четвертый знак — буквы В, К или М указывают род охлаждения, а именно: В — водяное охлаждение (проточное или непроточное), К — воздушное радиаторное охлаждение (естественное и принудительное), М — масляное охлаждение (радиаторное и проточное); отсутствие буквы указывает на отсутствие специального охлаждающего приспособления.
 5. Пятый знак — число, указывающее порядковый номер модели трубки.
 6. Шестой знак — число, находящееся в конце условного обозначения, означает предельное допустимое анодное напряжение в киловольтах.
- В обозначениях трубок для структурного анализа вводится химический символ элемента вещества зеркала анода (W, Mo, Ag и т. д.).

Примеры обозначений

4РДВ-100 — трубка диагностическая, с защитой, с водяным охлаждением анода, для работы в воздухе при напряжении до $U_{\max}=100$ кВ и предельной секундной мощности 4 кВт.

3БДМ-100 — трехкиловаттная диагностическая трубка, работающая в безопасном защитном кожухе, наполненном маслом, при напряжении до $U_{\max}=100$ кВ.

1-Т-200 — однокиловаттная терапевтическая трубка, без защиты, без специального охлаждающего устройства, работающая в воздухе при предельно-допустимом напряжении $U_{\max}=200$ кВ.

3-БПМ-200 — трехкиловаттная трубка для просвечивания материалов, с охлаждением анода проточным маслом, для работы в масляном безопасном кожухе при анодном напряжении до $U_{\max}=200$ кВ.

0,5-БСВ-Сu-60 — трубка для структурного анализа с медным зеркалом, работающая в безопасном кожухе, с охлаждением анода проточной водой при напряжении до $U_{\max}=60$ кВ и предельно-допустимой мощности 0,5 кВт.

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

**ТОЛЩИНА ЗАЩИТНОГО СЛОЯ СВИНЦА ДЛЯ ОСЛАБЛЕНИЯ
ИЗЛУЧЕНИЯ ДО 10 мкр/сек НА РАССТОЯНИИ 1 м ОТ ФОКУСА ТРУБКИ
ПРИ АНОДНОМ ТОКЕ 1 ма**
(по К. К. Аглицеву—В. А. Петрову)

Напря- жения, кв	Прямой пучок	Одно- кратное рассеяние	Много- кратное рассеяние	Напря- жения, кв	Прямой пучок	Одно- кратное рассеяние	Много- кратное рассеяние
50	(1)	0,25	—	400	20,0	5,5	1,75
75	1	0,5	0,25	500	32,0	7,0	2,25
100	1,5	0,75	0,25	600	45,0	10,5	2,75
125	2,0	—	—	800	70,0	12,5	3,25
140	2,5	1,25	0,75	1000	90,0	15,0	3,75
150	2,5	—	—	1200	115,0	—	—
175	3,0	—	—	1400	140	15,0	4,25
200	4,0	2,0	1,0	1500	150	—	—
250	6,0	3,0	1,25	2000	—	17,5	5,0
300	10,0	4,0	1,5				

ПРИЛОЖЕНИЕ 4

**ЗНАЧЕНИЯ ТОЛЩИНЫ МАТЕРИАЛОВ В МИЛЛИМЕТРАХ,
ОСЛАБЛЯЮЩИХ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ТОЙ ЖЕ МЕРЕ,
КАК И 1 мм МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СВИНЦА**

Материал	Плотность г/см ³	Напряжение, кв				
		50	80	100	150	200
Свинец	11,3	1	1	1	1	1
Бариевый цемент	3,5	10	—	4	7,5	9,0
» кирпич	—	—	—	—	—	13,3/14,6 ¹
Кирпич	2	—	—	—	—	80/110 ¹
Бетон	—	—	—	—	—	47/60 ¹
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

¹ Числитель — для малого поля, знаменатель — для большого поля.

ПРИЛОЖЕНИЕ 5

ПОСТОЯННЫЕ РЕШЕТОК d НЕКОТОРЫХ КРИСТАЛЛОВ ПРИ 18°
(по Зигбану)

Кристалл	Плоскость	d · 10 ⁶ см
Каменная соль	Плоскость спайности	2,81400
Известковый шпат	»	3,02904
Гипс	»	7,573
Слюда	»	9,927
Кварц	» призмы	4,247

ПРИЛОЖЕНИЕ 6

ДЛИНА ВОЛНЫ В ОНГСТРЕМАХ И ПОТЕНЦИАЛ ВОЗБУЖДЕНИЯ
К-СЕРИИ НЕКОТОРЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Элемент	Потенциал возбуждения U , А, кэВ	Длина волны			
		$\lambda_{K\alpha_1}$	$\lambda_{K\alpha_2}$	$\lambda_{K\beta_1}$	$\lambda_{K\beta_2}$
92U	115	0,126	0,131	0,112	0,108
82Pb	87,6	0,165	0,170	0,146	0,141
78Pt	78,1	0,185	0,190	0,163	0,159
74W	69,3	0,209	0,213	0,184	0,179
73Ta	67,4	0,215	0,220	0,190	0,184
56Ba	37,4	0,384	0,389	0,340	0,332
47Ag	25,5	0,558	0,562	0,496	0,486
46Pd	24,4	0,584	0,588	0,520	0,509
45Rh	23,2	0,612	0,616	0,545	0,534
42Mo	20,0	0,708	0,712	0,631	0,620
29Cu	8,86	1,537	1,541	1,389	1,378
28Ni	8,29	1,654	1,658	1,497	1,485
27Co	7,71	1,785	1,789	1,617	1,605
26Fe	7,10	1,932	1,936	1,753	1,740
24Cr	5,98	2,285	2,289	2,080	2,067
13Al	1,55	8,319		7,940	—

ПРИЛОЖЕНИЕ 7

ЗНАЧЕНИЯ МАССОВЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОСЛАБЛЕНИЯ

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} \text{ ОДНОРОДНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ}$$

Длина волны λ , А	Be $Z = 4$; $\rho = 1,85$	Графит $Z = 6$; $\rho = 2,3$	Al, $Z = 13$; $\rho = 2,7$	Fe, $Z = 26$; $\rho = 7,7-7,9$	Cu, $Z = 29$; $\rho = 8,9$	Ag, $Z = 47$; $\rho = 10,5$	W, $Z = 74$; $\rho = 19,6$	Pb, $Z = 82$; $\rho = 11,3$
0,005	—	0,0385	0,038	—	0,038	—	—	0,0425
0,01	—	0,059	0,058	0,058	0,057	—	—	0,071
0,024	—	0,080	0,079	0,08	0,081	—	—	0,21
0,04	—	0,110	0,105	0,118	0,126	—	—	0,62
0,064	—	0,130	0,130	0,178	0,198	0,465	—	1,64
0,081	—	0,143	0,145	0,235	0,270	0,740	2,40	2,53
0,090	—	0,148	0,160	0,250	0,295	0,900	2,80	3,00
0,100	—	0,150	0,168	0,270	0,330	1,13	3,40	(3,4) K
0,150	—	0,153	0,203	0,59	0,770	2,63	7,90	(2,37) K
0,200	0,16	0,165	0,273	(0,07)	1,55	5,60	3,50	(4,64)
0,300	—	(0,190)	(0,545)	(3,30)	(4,50)	(17,9)	(8,6)	(13,6)
0,400	0,185	(0,245)	(1,11)	(7,25)	(10,2)	(38,2)	(19,8)	(31,8)
0,500	0,21	(0,326)	1,94	—	19,3	10,0	(38,0)	(58)
0,600	—	—	—	—	33,0	—	—	—
0,631	0,255	(0,550)	(3,78)	—	(37,8)	(20,5)	75,0	(102)

Продолжение прилож. 7

Длина волны λ , ° А	Be $Z = 4$; $\rho = 1,85$	Графит $Z = 6$; $\rho = 2,3$	Al, $Z = 13$; $\rho = 2,7$	Fe, $Z = 26$; $\rho = 7,7-7,9$	Cu, $Z = 29$; $\rho = 8,9$	Ag, $Z = 47$; $\rho = 10,5$	W, $Z = 74$; $\rho = 19,6$	Pb, $Z = 82$; $\rho = 11,3$
0,700	—	—	—	—	—	25,0	—	—
0,709	0,315	0,63	(5,35)	38,4	52,0	26,8	—	(140)
0,890	0,425	0,900	—	—	72,0	41,0	—	(147)
0,900	—	1,20	10,4	—	98,0	55,0	—	—
1,000	0,55	1,50	14,2	102,0	133	73	—	77
1,090	—	2,0	18,5	128	165	—	—	98
1,175	—	2,4	22,5	160	206	95	—	120
1,293	0,95	3,2	29,8	213	266	146	105	154
1,390	1,25	3,8	36,0	—	— ^K	173	—	180
1,433	—	4,3	40,3	290	42,0	192	130	202
1,540	1,6	4,9	48,5	330	50,0	225	—	230
1,655	—	6,4	61,5	430	64,0	280	—	290
1,752	—	7,3	73,2	56 ^K	76,0	325	—	335
1,933	3,05	9,2	94,0	71	99,0	410	300	420
2,29	—	15,0	150	115	153	550	—	—
2,50	6,1	17,8	193	147	197	710	—	—

ПРИЛОЖЕНИЕ 8

ЗНАЧЕНИЯ СЛОЯ ПОЛОВИННОГО ОСЛАБЛЕНИЯ Δ
ДЛЯ НЕКОТОРЫХ МАТЕРИАЛОВ ПО ЗИГБАУ, мм

λ , ° А	0,1	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,5	2,0
Воздух (760 мм)	—	—	—	7230	3500	1950	690	327
Вода	40	33	19,2	9,6	4,8	2,5	0,79	0,34
Графит	21	17,5	12,5	7,6	4,3	2,4	0,82	0,36
Алюминий	15	9,8	2,4	0,79	0,35	0,18	0,056	0,024
Медь	—	0,51	0,078	0,025	0,011	0,0055	—	—
Серебро	0,66	0,11	0,017	0,034	0,015	0,0081	0,0026	0,0011
Свинец	0,37	0,15	0,018	0,005	—	—	—	—

ПРИЛОЖЕНИЕ 9
ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГИИ, ИМПУЛЬСА Hr И ИЗМЕНЕНИЯ МАССЫ
 $\frac{m}{m_0}$ **ОТ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОНА**

$\beta = \frac{v}{c}$	$eU, \text{кэВ}$	Hr	$\frac{m}{m_0}$	$\beta = \frac{v}{c}$	$eU, \text{кэВ}$	Hr	$\frac{m}{m_0}$
0,005	0,0064	8,5	1,00001	0,70	204,3	1670	1,400
0,01	0,0255	17,0	1,00005	0,75	261,4	1931	1,512
0,02	0,102	34,1	1,0002	0,80	340,4	2271	1,667
0,04	0,409	68,3	1,0008	0,85	458,7	2749	1,898
0,06	0,920	102,3	1,0018	0,90	660,9	3517	2,294
0,08	1,640	136,9	1,0032	0,9411	1000,0	4739	2,9577
0,10	2,573	171,1	1,0050	0,95	1125	5182	3,203
0,12	3,718	205,9	1,0073	0,96	1313	5840	3,571
0,14	5,080	240,8	1,0100	0,97	1590	6797	4,113
0,16	6,664	276,1	1,0131	0,98	2056	8389	5,025
0,18	8,447	311,7	1,0166	0,99	3109	11950	7,089
0,20	10,53	347,7	1,0206	0,995	4602	16970	10,01
0,25	16,75	439,8	1,0326	0,996	5204	19060	11,19
0,30	24,66	535,7	1,0483	0,997	6087	21940	12,92
0,35	34,48	631,4	1,0675	0,998	7568	26890	15,82
0,40	46,52	743,4	1,0910	0,999	10911	38060	22,37
0,45	61,17	858,3	1,120	0,9995	15630	53860	31,627
0,50	79,00	983,4	1,155	0,9999871	10^5	334900	196,77
0,55	100,8	1122	1,197	0,9—870	10^6	$3,33 \cdot 10^6$	1958,7
0,60	127,7	1278	1,250	0,9—870	10^7	$3,33 \cdot 10^7$	19587
0,65	161,3	1458	1,316				

ПРИЛОЖЕНИЕ 10
ОПРЕДЕЛЕНИЕ МНОЖИТЕЛЯ k В ФОРМУЛЕ
ДЛЯ КОЭФФИЦИЕНТА ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ
 $\eta = kZU$

Наблюдатель	Метод измерения	Источник напряжения	Пределы напряжения $U, \text{кВ}$	$k \cdot 10^7$
Вин (1905) Битти (1913)	Термостолбик Ионизация газа	Индуктор Выделение электронов одинаковой скорости магнитным полем	$U_{\text{max}} = 58,7$ $U = 8 \div 40$	0,83 0,44
Розерфорд и Барнс (1915) Боуэрс (1924)	То же Болометр	Постоянное напряжение Трансформа- тор	$U = 48 \div 96$ $U_{\text{max}} = 30 \div 106$	0,62 0,75
Оре (1925)	Термостолбик	Постоянное напряжение Трансформа- тор	$U = 60 - 100$ $U_{\text{эфф}} = 50 - 100$	0,72 0,66

Продолжение прилож. 10

Наблюдатель	Метод измерения	Источник напряжения	Пределы напряжения U кв	$k \cdot 10^4$
Куленкамф (1926)	Ионизация газа	Постоянное напряжение	$U = 7 \div 12$	0,92
Румп (1927)	Калориметр	То же	$U = 43 \div 150$	1,4
Петраускас и др. (1943)	Ионизация газа	Эл. статич. генератор	$U = 908 \div 2350$	0,45
Керст (1942)	То же	Бетатрон	$U \approx 20 \text{ Мэв}$	0,45

ПРИЛОЖЕНИЕ II

ТАБЛИЦА ЗНАЧЕНИЙ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ФУНКЦИИ e^{-x}

x	e^{-x}	x	e^{-x}	x	e^{-x}
0,02	0,9802	0,41	0,6636	3,1	0,0450
0,04	0,9608	0,42	0,6570	3,2	0,0408
0,06	0,9418	0,43	0,6505	3,3	0,0369
0,08	0,9231	0,44	0,6440	3,4	0,0334
0,10	0,9048	0,45	0,6376	3,5	0,0302
0,11	0,8958	0,46	0,6313	3,6	0,0273
0,12	0,8869	0,47	0,6250	3,7	0,0247
0,13	0,8781	0,48	0,6188	3,8	0,0224
0,14	0,8694	0,49	0,6126	3,9	0,0202
0,15	0,8607	0,50	0,6065	4,0	0,0183
0,16	0,8521	0,6	0,5488	4,1	0,0166
0,17	0,8437	0,7	0,4966	4,2	0,0150
0,18	0,8353	0,8	0,4493	4,3	0,0136
0,19	0,8270	0,9	0,4066	4,4	0,0123
0,20	0,8187	1,0	0,3679	4,5	0,0111
0,21	0,8106	1,1	0,3329	4,6	0,0100
0,22	0,8025	1,2	0,3012	4,7	0,00910
0,23	0,7945	1,3	0,2725	4,8	0,00823
0,24	0,7866	1,4	0,2466	4,9	0,00745
0,25	0,7788	1,5	0,2231	5,0	0,00674
0,26	0,7711	1,6	0,2019	5,1	0,00610
0,27	0,7634	1,7	0,1827	5,2	0,00552
0,28	0,7558	1,8	0,1653	5,3	0,00499
0,29	0,7483	1,9	0,1496	5,4	0,00452
0,30	0,7408	2,0	0,1353	5,5	0,00409
0,31	0,7335	2,1	0,1225	5,6	0,00370
0,32	0,7261	2,2	0,1108	5,7	0,00335
0,33	0,7189	2,3	0,1003	5,8	0,00303
0,34	0,7118	2,4	0,0907	5,9	0,00274
0,35	0,7047	2,5	0,0821	6,0	0,00248
0,36	0,6977	2,6	0,0743	7,0	0,00091
0,37	0,6907	2,7	0,0672	8,0	0,00033
0,38	0,6839	2,8	0,0608	9,0	0,00012
0,39	0,6771	2,9	0,0550	10,0	0,00005
0,40	0,6703	3,0	0,0498		

ПРИЛОЖЕНИЕ 12

ХАРАКТЕРИСТИКИ ВАЖНЕЙШИХ МЕТАЛЛОВ

Металлы	Вольфрам	Тантал	Молибден	Иридий	Ниобий	Платина	Хром	Палладий	Железо
Характеристика									
Точка плавления °C . . .	3370	3325	2600	2350	1950	1755	1630	1552	1520
Точка кипения °C . . .	5900	4100	3590	4400	3510	4300	2200	2210	3000
Атомный номер Z . . .	74	73	42	77	41	78	24	46	26
Атомный вес A . . .	184,0	181,5	96,0	193,1	93,1	195,2	52,01	106,7	55,84
Удельный вес . . .	19,6	16,6	10,2	22,4	8,4	21,4	7	11,5	7,9
Удельная теплоемкость . . .	0,034	0,036	0,072	0,032	0,062	0,032	0,014	0,054	0,133
Коэффициент линейного расширения, $\alpha \cdot 10^4$. . .	0,044	0,065	0,053	0,065	0,072	0,089	0,123	0,117	0,119
Коэффициент теплопроводности, $\text{кал} \cdot \text{см} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$. . .	0,35	0,13	0,346	0,141	—	0,166	—	0,168	0,158
Удельная электропроводимость . . .	31,2	11	33	25,9	—	13	61	14,8	15
Магнитная восприимчивость ($\times 10^{-6}$) . . .	+0,33	+0,93	+0,04	+0,14	+1,5	+1,1	+3,7	+5,8	—
Удельное электрическое сопротивление ($\times 10^{-6} \Omega/\text{см}^2$) . . .	5,6	15,5	5,3	6	20	10,9	2,6	11	8,8
Временное сопротивление разрыву ($\text{кг}/\text{см}^2$) . . .	34300	9100	18200	—	—	3710	—	2730	4200
Твердость по Бринеллю . . .	290	125	147	179	75	64	91	49	77

Продолжение прил. 12

Металлы	Кобальт	Никель	Медь	Золото	Серебро	Сурьма	Цинк	Свинец	Кадмий	Олово
Характеристика										
Точка плавления °C . . .	1482	1452	1080	1070	960	630	420	327	320	232
Точка кипения °C . . .	2900	2900	2300	2600	1950	1380	908	1640	766	2265
Атомный номер Z . . .	27	28	29	79	47	51	30	82	48	50
Атомный вес A . . .	58,97	58,69	63,57	197,2	107,88	121,8	65,4	207,2	112,4	118,7
Удельный вес . . .	8,9	8,8	8,95	19,3	10,5	6,7	7	11,4	8,7	7,3
Удельная теплоемкость . . .	0,103	0,086	0,091	0,031	0,056	0,048	0,091	0,029	0,055	0,055
Коэффициент линейного расширения . . .	0,123	0,126	0,162	0,140	0,185	0,136	0,154	0,312	0,2	0,214
Коэффициент теплопроводности . . .	—	0,142	0,918	0,705	1,006	0,04	0,265	0,083	0,22	0,15
Удельная электропроводимость . . .	13	23	100	70	114	4	30	8	23	15
Магнитная восприимчивость ($\times 10^{-6}$) . . .	—	—	-0,09	-0,15	-0,19	-0,94	-0,15	-0,12	-0,17	+0,03

Продолжение прил. 12

Металлы	Кобальт	Никель	Медь	Золото	Серебро	Сурьма	Цинк	Свинец	Кадмий	Олово
Характеристика										
Удельное электрическое сопротивление ($\times 10^{-6} \Omega/\text{см}^2$)	9,7	6,9	1,6	2,4	1,5	41,7	5,8	22	7,5	13
Временное сопротивление разрыву ($\text{кг}/\text{см}^2$)	2380	6440	4350	1750	2940	—	910	—	—	350
Твердость по Бриггеллю	124	110	40	—	114	—	48	—	24	14

ЛИТЕРАТУРА

1. К. К. Аглинцев, Дозиметрия ионизирующих излучений, Гостехиздат, 1957.
2. Л. М. Ананьев, А. А. Воробьев, В. М. Горбунов, Индукционный ускоритель электронов — бетатрон, Атомиздат, 1961.
3. А. В. Бибеграль и др., Защита от рентгеновских и гамма-лучей, Медгиз, 1955.
4. Дж. Дж. В. Биркс, Сцинтилляционные счетчики, Изд-во иностр. лит., 1955.
5. М. А. Блохин, Физика рентгеновских лучей, Гостехиздат, 1953.
6. Д. И. Блохинцев, Н. А. Николаев, Первая атомная электростанция СССР и пути развития атомной энергетики, Доклады Советской делегации на международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955, вып. «Реакторостроение и теория реакторов», Изд-во АН СССР, 1955.
7. И. В. Боровский, М. А. Блохин, Рентгеноспектральный анализ, ГОНТИ, 1939.
8. В. Бочкарев, И. Кеирим-Маркус, М. Львова Я. Пруслин, Измерение активности источников бета- и гамма-излучений, Изд-во АН СССР, 1953.
9. У. Л. Брэгг, Кристаллическое состояние, ОНТИ, т. 1, 1938.
10. Э. Брюхе, О. Шерцер, Геометрическая электронная оптика, Ленинградское газ.-книжн. изд-во, 1943.
11. Е. А. Вайнриб, В. И. Милютин, Электронная оптика, Гостехиздат, 1951.
12. А. К. Вальтер и др., Электростатические ускорители заряженных частиц, Атомиздат, 1963.
13. А. К. Вальтер, ред. Электростатические генераторы, Сборник статей, Атомиздат, 1959.
14. А. К. Вальтер, ред. Теория и расчет линейных ускорителей, Атомиздат, 1962.
15. В. Векслер, Л. Грошев, Б. Исеев, Ионизационные методы исследования излучений, Гостехиздат, 1949.
16. В. А. Витка, Рентгеновские аппараты, издание Московского Рентгеновского завода, 1933.
17. А. А. Воробьев, Ускорители заряженных частиц, Госэнергоиздат, 1949.
18. А. П. Гринберг, Методы ускорения заряженных частиц, Гостехиздат, 1950.
19. К. Гудмен, ред., Научные и технические основы ядерной энергетики, Изд-во иностр. лит., т. I, 1948, т. II, 1950.
20. В. В. Дмоховский, А. Г. Сулькин, Новая рентгеновская установка, Ред.-изд. отдел, ЦБТИ МЭП СССР, 1947.
21. В. В. Дмоховский, А. И. Рудерман, Рентготехнический справочник, изд. главн. врачебно-санит. упр. МПС, 1949.

22. Е. И. Долгирев, П. И. Малеев, В. В. Сидоренко, Детекторы ядерных излучений, Судпромгиз, Л. 1961.
23. Р. Егер, Дозиметрия и защита от излучений. Атомиздат, 1961.
24. Г. С. Жданов, Я. С. Уманский, Рентгенография металлов, ГОНТИ, т. I, 1941, т. II, 1938.
25. М. И. Корсунский, Физика рентгеновских лучей, ОНТИ, 1936.
26. З. А. Комптон, С. Алисов, Рентгеновские лучи, Гостехиздат, 1941.
27. С. Корф, Счетчики электронов и ядерных частиц, Изд-во иностр. лит. 1947.
28. В. Косслет, Введение в электронную оптику, Изд-во иностр. лит. 1950.
29. А. А. Лебедев, ред., Электронная микроскопия, Гостехиздат, 1954.
30. М. С. Ливингстон, Ускорители, Изд-во иностр. лит., 1956.
31. Л. Левин, Современная теория волноводов, Изд-во иностр. лит. 1954.
32. М. А. Михеев, Основы теплопередачи, Госэнергоиздат, 1949.
33. Р. Мэррей, Введение в ядерную технику, Изд-во иностр. лит. 1955.
34. А. Н. Мурин, Введение в радиоактивность, ЛГУ, 1955.
35. С. Т. Назаров, ред., Гамма-дефектоскопия металлов, Сборник статей, Изд-во АН СССР, 1955.
36. А. Н. Несмеянов и др., Получение радиоактивных изотопов, Госхимиздат, 1954.
37. М. С. Овощников, Новые аппараты и методы рентгенологического исследования, Медгиз УССР, Киев, 1962.
38. Б. Я. Пинес, Острофокусные рентгеновские трубки и прикладной рентгеноструктурный анализ, Гостехиздат, 1955.
39. Э. Поллард, В. Дэвидсон, Прикладная ядерная физика, Гостехиздат, 1947.
40. П. В. Поль, Введение в оптику, Гостехиздат, 1947.
41. И. В. Поройков, Физические основы дозиметрии, СИР, 1934.
42. И. В. Поройков, Справочник по рентгенометрии, Стандартгиз, 1936.
43. И. В. Поройков, Рентгенометрия, Гостехиздат, 1950.
44. И. В. Поройков, ред., Исследования в области рентгенотехники, АМН СССР, 1951.
45. В. Прайс, Регистрация ядерного излучения. Изд-во иностр. лит., 1960.
46. Промышленная радиография, перевод с английского, Атомиздат, 1960.
47. В. И. Раков, Электронные рентгеновские трубки, Госэнергоиздат, 1952.
48. Рентгеновские лучи, перевод под ред. М. А. Блохина, Изд-во иностр. лит., 1960.
49. В. Рицлер, Введение в ядерную физику, Изд-во иностр. лит., 1948.
50. С. В. Румянцев, Ю. А. Григорович, Контроль качества металлов гамма-лучами, Металлургиздат, 1954.
51. С. В. Румянцев, Применение радиоактивных изотопов в дефектоскопии, Атомиздат, 1960.
52. А. Рустерхольц, Электронная оптика, Изд-во иностр. лит., 1952.
53. М. М. Рутковский, Производство рентгеновских трубок, Энергоиздат, 1934.
54. Г. Семат, Введение в атомную физику, Изд-во иностр. лит., 1948.
55. Д. В. Скобельцын, Рентгеностереоскопия и стереометрия, Гостехиздат, 1943.
56. В. И. Спицын и др., Методы работы с применением радиоактивных изотопов, Изд-во АН СССР, 1955.
57. Л. К. Таточенко, С. Б. Медведев, Промышленная гамма-дефектоскопия, Металлургиздат, 1955.
58. Токсикология бериллия, Сборник статей под редакцией А. А. Летавета, Изд-во иностр. лит., 1953.

59. А. К. Трапезников, Рентгенодефектоскопия, Машгиз, 1948.
60. Ускорители, перевод с английского и немецкого под ред. Б. Н. Яблочкина, Атомиздат, 1962.
61. Ф. Н. Хараджа, Рентгенотехника, Оборонгиз, 1938.
62. Ф. Н. Хараджа, Общий курс рентгенотехники, Оборонгиз, 1940.
63. Ф. Н. Хараджа, Общий курс рентгенотехники, Госэнергоиздат, 1956.
64. Ф. Н. Хараджа, Основы расчета охлаждения анодов рентгеновских трубок, Изд. ЛЭТИ, 1960.
65. Дж. Хайн и Г. Браунелл, ред., Радиационная дозиметрия, Изд-во иностр. лит., 1958.
66. Химическое действие излучений большой энергии, Сборник статей, Изд-во иностр. лит., 1949.
67. Я. Л. Шехтман, Рентгеновская дозиметрия, Медгиз, 1941.
68. В. К. Шмелев, Рентгеновские аппараты, Госэнергоиздат, 1957.
69. Э. В. Шпольский, Атомная физика, Гостехиздат, т. I, 1949, т. II, 1950.
70. Энергетические ядерные реакторы и использование продуктов деления, Сборник статей, Изд-во иностр. лит., 1955.
71. Bouwers A., Elektrische Höchstspannungen, Berlin, J. Springer, 1939.
72. Clark G. L. Applied X-rays, Mc Craw Hill Book Co, N. Y.—London, 1955.
73. Cork I. M., Radioactivity and Nuclear Physics. D. van Nostrand company, N. Y., 1950.
74. Grossmann G., Physikalische und technische Grundlagen der Röntgentherapie, Berlin, 1925.
75. Kollath, R. Teilchenbeschleuniger, Berlin, 1962.
76. Lovell B., Electronics and their application in industry and research, Chapman Hall Limited, 1951.
77. Pohl R. Die Physik der Röntgenstrahlen, Braunschweig, 1912.
78. Röntgenstrahlen, Handbuch der Physik, B. XXIII, Berlin, 1933.
79. Siegbahn M., Die Spektroskopie der Röntgenstrahlen, Berlin, 1931.
80. Sproull W. T., X-rays in practice, Mc Craw Hill Book Co, N. Y.—London, 1946.

Отдельные статьи

81. К. К. Аглинцев, Г. П. Остромухова, Воспроизведение рентгена в области γ -излучения с энергией квантов 0,25—3 Мэв, Труды ВНИИМ, вып. 55 (115), стр. 55—65, 1961.
82. А. И. Ахизер и Я. Б. Файнберг, Медленные электромагнитные волны, УФНXLIV, вып. 3, стр. 322—368, 1951.
83. В. Д. Безверхий, Б. Я. Пинес, Острофокусные трубки для структурного анализа, ЖТФ, т. XVII, вып. II, 1947.
84. М. М. Бутсулов, Электронно-оптические усилители яркости рентгеновского изображения, Известия АН СССР, Серия физическая, т. XXIII, № 5, 552—557, 1959.
85. О. А. Вальднер и др., Линейный электронный ускоритель на 6 Мэв. Известия ВУЗов — «Радиотехника», № 2, 1958.
86. О. А. Вальднер, Линейные электронные ускорители МИФИ, Сборник статей «Линейные ускорители», стр. 7—15, Атомиздат, 1959.
87. В. А. Витка, Новый рентгеновский аппарат для получения высокого напряжения, ЖПФ, 1926, № 3—4.
88. А. А. Воробьев, В. А. Москвелев, Исследование и разработка электронных циклических ускорителей в ТПИ, «Атомная энергия», т. 4, в. 3, 229—237, 1958.
89. А. П. Гринберг, Микротрон, УФН, LXX, в. 3, 421—458, 1961.

90. А. П. Гринберг, Ускорение электронов с помощью электромагнитной индукции, УФН, т. 22, стр. 31, 1945.
91. Г. А. Гринберг и др., К теории теплового расчета анодов мощных рентгеновских трубок, работающих в импульсном режиме, ЖТФ, 1950, т. XX, в. 12, стр. 1452.
92. Б. М. Гохберг, Элегаз — электрическая газовая изоляция, «Электричество», 1947, № 3.
93. В. В. Дмоховский, Стабилизация напряжения в рентгентехнике (обзор). Достижения в области рентгентехники, 1933, № 3, стр. 39.
94. И. В. Доманский, Р. А. Золковер, Аномальное падение напряжения на электронных вентилях, Достижения в области рентгентехники, 1933, № 2, стр. 9.
95. А. М. Кабакчи и В. А. Грамолин, Химические методы дозиметрии, ионизирующих излучений, Успехи химии, т. XXVII, вып. 4, стр. 459—480, 1958.
96. Б. Г. Каган, Распределение температур в аноде рентгеновской трубки при продолжительной работе, Успехи рентгентехники, 1938, вып. 1, стр. 41.
97. В. С. Коган, Б. Я. Пинес, Острофокусная рентгеновская трубка с регулируемым размером фокального пятна, Известия АН СССР, Серия физическая, т. XVI, 1952, № 3, стр. 339.
98. С. П. Капица, В. П. Быков, В. Н. Мелехин, Эффективный силовоточный микротрон, ЖЭТФ, 41, 368—384, 1962.
99. В. С. Лукошков, Электролитический метод изучения электрических полей, ИЭСТ, 1939, № 10.
100. В. С. Лукошков и др., Графоаналитические методы построения траекторий электронов, ИЭСТ, 1940, № 1.
101. В. Мюллер, Т. Циммер, Рентгеновская трубка на 400 кв с внутренней защитой от рентгеновских лучей, Достижения в области рентгентехники, 1933, № 1, стр. 30.
102. П. В. Пошехонов, Тепловой расчет мощных рентгеновских трубок с охлаждением проточной жидкостью при длительных непрерывных нагрузках, Автореферат кандидатской диссертации, ЛЭТИ, 1954.
103. В. И. Раков, А. М. Близнюк, Т. А. Петрова, Расчет температуры фокуса рентгеновской трубки при стационарном режиме работы, ЖТФ, вып. 11, 1940.
104. В. И. Раков, В. А. Антонов, Вторичная электронная эмиссия вольфрама, меди и железа при высоких напряжениях, ЖТФ, т. IX, вып. 10, стр. 870, 1939.
105. Г. Симон, Изменение проводимости кристаллов CdS под действием рентгеновских лучей, Сборник статей: «Действие излучений на полупроводники и изоляторы». Изд-во иностр. лит., 1954.
106. Дж. К. Слетер, Конструкция линейных ускорителей, У. Ф. Н., т. XXXVII, вып. 3, стр. 316—348 и вып. 4 стр. 459—499, 1949.
107. Ф. И. Соловьев, Определение температуры фокуса рентгеновской трубки при максимальных кратковременных нагрузках, ЖТФ, т. IX, вып. 15, стр. 1425, 1939.
108. Я. П. Терлецкий, Релятивистская задача о движении электрона в переменном магнитном поле с осевой симметрией, ЖЭТФ, 1941, т. II, стр. 96.
109. Труды ВНИИМ, Исследования в области рентгентехники, под ред. И. В. Поройкова, вып. 8 (24), 1935, вып. 17 (33), вып. 25 (41), 1939, вып. 7 (52), 1941.
110. Труды ЦНИИРП, Исследования в области рентгентехники, под ред. И. В. Поройкова, т. VIII, 1951.
111. А. И. Тхоржевский, Работа рентгеновских трубок и кенотронов в их окружении, Успехи рентгентехники, вып. 1, стр. 46, 1936.
112. В. И. Феоктистов, Теория томографии, Вестник рентгенологии и радиологии, 1938, т. XXI, № 3.

113. Д. У. Фрай и В. Уолкиншоу, Линейные ускорители, УФН, т. XLII, вып. 3, стр. 362—408, 1950.
114. Ф. Н. Хараджа, Вакуумные камеры для измерения больших мощностей дозы рентгеновского излучения, Известия ВУЗов — «Приборостроение», т. IV, вып. 1, стр. 99—104, 1961.
115. Ф. Н. Хараджа, Вакуумные камеры для измерения больших мощностей доз жесткого рентгеновского и γ — излучений, Авторское свидетельство № 149155 от 3 октября 1962 г.
116. А. В. Шальнов, Н. П. Собенен, Диапазонные свойства круглого диафрагмированного волновода, Известия ВУЗов — «Радиотехника» № 5, стр. 524—528, 1960.
117. А. В. Шальнов, Е. Г. Пятнов, А. А. Глазков, Основы инженерного расчета линейного электронного ускорителя на бегущей волне, Сборник статей «Линейные ускорители», стр. 16—31, Атомиздат, 1959.
118. М. Ф. Юдин, Воспроизведение единицы рентген в области мягкого рентгеновского излучения, Труды ВНИИМ, вып. 30 (90), 1957.
119. В. В. Ясинский, Ускорение электронов в переменном электромагнитном поле, ЖЭиТФ, 1935, т. V, вып. 10, стр. 983.
120. Arx, von A., Промышленное просвечивание на бетатроне и с помощью радиоактивных изотопов, Brown-Boveri Mitteilungen, т. 40, № 8, стр. 289—295, 1953.
121. Atlee Z. I., Beryllium windows, G.E.R., IV v. 46, № 4, 233—236, 1943.
122. Atlee Z. I., Industrial X-ray tubes, Electronics, Nov. 1945, стр. 136.
123. Bareford C. F. and Kelliher, M. G., The 15-million electronvolt linear electron accelerator for Harwen. Philips tech. Rev., v. 15, № 1, стр. 1, July, 1953.
124. Bodten P. I., Combée B. and Houtman I., An experimental X-ray apparatus with midget X-ray tube. Phil. tech. Rev., 14, № 6, 165, Dec. 1952.
125. Bouwers A., Über ein Temperaturverlauf an der Anode einer Röntgenröhre. ZS. f. t. Phys., 271, 1927.
126. Bouwers A., Convergence of electrons by means of magnetic coils Physica, 4, 200, 1937.
127. Bouwers A. und Kuntke, Ein Generator für drei Millionen Volt Gleichspannung. Zs. f. t. Phys., 18, 209, 1937.
128. Bragg W. H. und Bragg W. L., The reflection of X-rays by crystals. Proc. roy. Soc., London, 88A, 428, 1913.
129. Busch H., Berechnung der Bahn von Kathodenstrahlen in axialsymmetrischen electro-magnetischen Felde, Ann. Phys. 81, 1926; Arch. f. Electro-techn., 18, 584, 1927.
130. Buechner W. W., Van de Graaff и др., Electrostatic accelerator for electrons. Rev. Sci. Instr., 18, 10, 754, 1947.
131. Charlton E. E. and Westendrop W. F., Mobil industrial X-ray unit. Electronics, Dec., 128, 1944.
132. Chodorov M. и др., Stanford high energy linear accelerator for electrons (Mark III). Rev. Sci. Instr., 26, 134, 1955.
133. Chu E. L. and Hansen W. W. The Theory of disk loaded waveguides. Jour. Appl. Phys., V. 18, № 16, 996, 1947.
134. Combée B. and Bodten P., Special X-ray tubes, Phil. tech. Rev. 13, № 3, 71, Sept. 1951.
135. Compton A., Aquantum theory of the Scattering of X-rays by light elements. Phys. Rev. 21, 483, 715, 1923.
136. Coolidge W. D. A powerful Röntgen ray tube with a pure electron discharge. Phys. Rev., 2, 409, 1913.
137. Coolidge W. D. and Charlton E. E., Roentgen-ray-tubes. G. E. R., 48, № 11, 36, 1945.

138. Cosslett V. E., Nixon W. C., The X-ray shadow microscope. *Jour. Appl. Physics*, V. 24, № 5, 613—624, 1953.
139. Criscuolo E. L. and O'Connor D. T., The development of a fine-focus flash X-ray tube. *Rev. Sci. Instr.* 24, № 10, 944, 1953.
140. Franke H., Ionometrische Bestimmung optimaler Belichtungszeiten. *Fort. a. d. Geb. d. Röntgenstr.*, Bd. 40, Kongressheft, 99, 1929.
141. Fransen J., Ein Miniatur — Röntgengerät für Zahnärzte. *Phil. tech. Rundschau*, 10, № 3, 69, 1948.
142. Frerichs R., The Photo — conductivity of "Incomplete Phosphors". *Phys. Rev.*, v. 72, № 7, 594—601, October 1, 1947.
143. Fry D. W. и др., Travelling — wave linear accelerator for electrons. *Nature*, 160, 351, 1947.
144. Fry D. W., The linear electron accelerator. *Phil. tech. Rev.* July 1952, № 1, crp. 1.
145. Fussangel W., Schott O., und Ungerer K. Probleme der Belichtungsautomatik in der Röntgen-Diagnostik, *ETZ-B*, Bd. 11, H. 7, 290—294, 1959.
146. Funfer E., Zur Wirkungsweise von Röntgen blitzröhren. *Zs. f. ang. Phys.* II, B., 1, 25, 1950.
147. Greening I. R., A contribution of the theory of ionisation chamber measurements at low pressures. *Brit. I. Radiol.* XXVII, № 315, III 163—170, 1954.
148. Harvie R. B., Travelling wave linear accelerators. *Proc. Phys. Soc.*, v. 61, 255, 1948.
149. Harvie R. B. and Mullett L. B., A travelling wave linear accelerator with r. f. power feedback. *Proc. Phys. Soc.*, 62B, 270, 1949.
150. Iona M., Zur Theorie der Gleichspannungs-Kondensatorröntgen apparaten. *Zs. f. t. Phys.*, 5, 405, 1924.
151. Kossei W., Bemerkungen zum Seriencharakter der Röntgenspektren. *Verh. deutsch. phys. Ges.*, 18, 339, 396, 1916.
152. Kramers H., On the theory of X-ray absorption and of the continuous X-ray spectrum. *Phil. Mag.*, 46, 836, 1923.
153. Kulenkampff H., Untersuchungen über die kontinuierliche Röntgenstrahlung. *Phys. Zs.*, 50, 513, 1929.
154. Levi R. and Espersen G. A., Preparation of rhenium emitters and measurements of their thermoionic properties. *Phys. Rev.* II, 78, v, I 1950.
155. Luthy A., Контроль γ -лучами качества материалов без их разрушения. *Brown Boveri Mitteilungen*, т. 40, № 8, 296—304, 1953.
156. Machlett R. R., An improved X-ray tube for diffraction analysis. *Jour Appl. Phys.* 13, VI, 398, 1942.
157. Mills, B. Y., A million-volt resonant-cavity x-ray tube. *Proc. I.E.E.*, 97, 425, 1950.
158. Moseley H., The highfrequency spectra of the elements, *Phil. Mag.* (6), 24, 1024, 1913; (6), 27, 703, 1914.
159. Mullett L. B. and Loach B. C., Experimental work on corrugated waveguides and associated components for linear electron accelerators. *Proc. Phys. Soc.*, V. 61, 271, 1948.
160. Müller A., On the input limit of an X-ray tube with circular focus. *Proc. roy. Soc., London, A*, v. 117, 30, 1927.
161. Rogers T. H., A high-intensity source of long — wave — length X-rays. *Proc. of the I. R. E.*, 35, № 3, 236, 1947.
162. Rump W., Energiemessungen an Röntgenstrahlen. *Zs. f. Phys.* 43, 254, 1927.
163. Rutherford E. and Barns I., Efficiency of production of X-ray from a Coolidge tube. *Phil. Mag.*, 30, 361, 1915.
164. Slack C. M. and Ehrke L. F., Field emission X-ray tube, *Jour. of Appl. Phys.* 11, v. 12, N 2, 165, 1941.

165. Stive F. E., Über die Dominante im Röntgenbild. Fort. a. d. Geb. d. Röntgenstr. B. 87, H. 80—100, 1957.
166. Taylor L. S., The measurement on X and gamma radiation over a wide energy range. Brit. J. Radiol. 1951, XXIV, II, 67—81.
167. Trump I. G., Electrostatic sources of electric Power. El. Eng. 66, № 6, 525, 1947.
168. Trump I. G., Electrostatic accelerator as a source of ionising energy. El. Eng., 70, XI, 781, 1951.
169. Trump I. G. and Van de Graaff. R. I., The insulating of high voltage in vacuum. Jour. of Appl. Phys. 18, № 3, 327, 1947.
170. Trump I. G. и др., Generating voltmeter for pressure — insulating high voltage sources. Rev. Sci. Instr. 11, № 2, 54, 1940.
171. Ulrey C., An experimental investigation of the energy in the continuous X-ray spectra of certain elements. Phys. Rev. 11, 401, 1918.
172. Walkinshaw W., Theoretical design of linear accelerator for electrons. Proc. Phys. Soc. V, 61, 246, 1948.
173. Walkinshaw W., Notes on "Wave guides for slow waves", Jour. of Appl. Phys. v. 20, № 6, 634, 1949.
174. Wentzel G., Zur Quantentheorie des Röntgenbrems — spectrum. Zs. f. Phys. 27, 257, 1924.
175. Wiedemann L., Welche Voraussetzungen erfordert das Arbeiten mit universell verwendbaren Belichtungsautomat? Röntgen — Blätter 12, 68, 1959.
176. Zickler E., Der Amplimat, ein Belichtungsautomat für allgemeine Röntgenographie. Fort. a. d. Geb. d. Röntgenstr. B. 86, H. 3, 382—393, 1957.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие к третьему изданию	3
Из предисловий к первому и второму изданиям	5
Глава первая. Рентгеновские лучи	7
1-1. Открытие рентгеновских лучей и их главные свойства	—
1-2. Природа рентгеновских лучей	8
1-3. Уравнение Вульфа — Брэгга	10
1-4. Измерение длины волны рентгеновских лучей	12
1-5. Преломление рентгеновских лучей	16
1-6. Определение показателя преломления рентгеновских лучей	18
1-7. Полное «внутреннее» отражение	20
1-8. Диффракция рентгеновских лучей от обыкновенной диффракционной решетки и непосредственное измерение длины волны	21
1-9. Возбуждение рентгеновских лучей	23
• 1-10. Импульсная теория тормозного излучения	25
1-11. Распределение интенсивности рентгеновского излучения в пространстве	29
1-12. Распределение энергии в спектре тормозного излучения	32
1-13. Квантовая теория возбуждения тормозного излучения	33
1-14. Сплошной спектр тормозного излучения	35
• 1-15. Развитие квантовой теории	36
1-16. Граница непрерывного спектра	39
1-17. Зависимость интенсивности тормозного рентгеновского излучения от напряжения	40
1-18. Влияние формы кривой напряжения	41
1-19. Зависимость интенсивности тормозного излучения от тока, протекающего через трубку	43
1-20. Зависимость интенсивности тормозного излучения от рода вещества анода трубки	—
1-21. Коэффициент полезного действия рентгеновской трубки	45
1-22. Пространственное распределение интенсивности рентгеновского тормозного излучения	47
1-23. Зависимость спектрального распределения интенсивности от направления (азимута)	51
1-24. Распределение плотности интенсивности в непрерывном спектре	52
1-25. Характеристическое рентгеновское излучение	57
1-26. Экспериментальные исследования характеристического излучения	—
1-27. Теория возникновения характеристического излучения	63
1-28. Закономерности в линейчатых спектрах рентгеновского излучения и их систематика	69
1-29. Недиаграммные линии	73
Глава вторая. Рентгеновские трубки	74
2-1. Классификация рентгеновских трубок	—
2-2. Ионные трубки	78

2-3. Электрическая характеристика ионной трубки	80
2-4. Фокус трубки	81
2-5. Конструкция и типы ионных трубок	—
2-6. Разборная ионная трубка	82
2-7. Первые электронные рентгеновские трубки с накалимым катодом	83
2-8. Электрическая характеристика электронной трубки	85
2-9. Фокусировка пучка электронов	86
2-10. Теория и расчет фокусировки электронов	87
2-11. Экспериментальное изучение электростатического поля методом электролитической ванны	91
2-12. Графоаналитические методы построения траекторий электронов	94
2-13. Метод резиновой модели	98
2-14. Пример исследования фокусировки электронов в рентгеновской трубке	101
2-15. Определение величины фокусного пятна	104
2-16. Фокусировка электронов аксиально-симметричным магнитным полем «короткой» катушки	107
2-17. Отраженные электроны и их влияние на работу рентгеновской трубки	115
2-18. Дальность полета отраженных электронов	120
2-19. Нагревание фокуса	122
2-20. Расчет нагревания фокуса при кратковременной нагрузке	123
2-21. Расчет нагревания фокуса трубки при длительной нагрузке	130
2-22. Охлаждение анода	138
2-23. Расчет охлаждения анода проточной жидкостью	142
2-24. Вакуумная оболочка трубки	149
2-25. Типы и конструкции электронных рентгеновских трубок	153
2-26. Трубки с защитой от неиспользуемого излучения (самозащитные трубки)	165
2-27. Безопасные трубки	171
2-28. Трубки с выносным полым анодом	182
2-29. Трубки с вращающимся анодом	185
2-30. Импульсные трубки для микросекундной рентгенографии	192
2-31. Рентгеновская трубка для мягкого излучения высокой интенсивности	197
2-32. Миниатюрная безопасная мягколучевая рентгеновская трубка	201
2-33. Рентгеновские трубки для очень высоких напряжений	203
2-34. Высоковольтная рентгеновская трубка с магнетроном	214
2-35. Рентгеновский теневой микроскоп	215
2-36. Разборные электронные рентгеновские трубки	221
Глава третья. Ускорители заряженных частиц	223
3-1. Линейный ускоритель	224
3-2. Циклотрон	225
3-3. Физические принципы новых резонансных ускорителей («автофазировка»)	231
3-4. Фазотрон (синхроциклотрон)	234
3-5. Индукционный ускоритель электронов — бетатрон	235
3-6. Синхротрон	252
3-7. Микротрон	256
3-8. Линейный ускоритель электронов	270
Глава четвертая. Рентгеновские аппараты	290
4-1. Системы питания рентгеновских трубок	—
4-2. Трансформаторные рентгеновские аппараты	291
4-3. Трансформаторные аппараты без выпрямителя	—
4-4. Кенотроны	296

4-5. Работа кенотрона, включенного последовательно с электронной рентгеновской трубкой	297
4-6. Конструкции рентгеновских кенотронов	298
4-7. Высоковольтный секционированный рентгеновский газотрон	299
4-8. Полупроводниковый вентиль	302
4-9. Однокенотронный полуволновой рентгеновский аппарат	307
4-10. Четырехкенотронный выпрямитель, собранный по мостовой схеме	309
4-11. Шестикенотронный выпрямитель трехфазного тока	312
4-12. Конденсаторная схема ударного питания трубок	313
4-13. Схема удвоения с пульсирующим напряжением	315
4-14. Схема удвоения с практически постоянным напряжением	318
4-15. Схема утроения	320
4-16. Схема каскадного многократного умножения напряжения	321
4-17. Рентгеновские аппараты с резонанснотрансформатором	323
4-18. Аппараты с электростатическим генератором	326
4-19. Регулирование напряжения трансформаторных рентгеновских аппаратов	334
4-20. Стабилизация напряжения	337
4-21. Феррорезонансные стабилизаторы	338
4-22. Компенсация падения напряжения	341
4-23. Сетевой корректор	344
4-24. Реле времени	—
4-25. Работа электромагнитного рубильника	345
4-26. Типы реле времени	348
4-27. Автомат экспозиции	350
4-28. Измерение высокого напряжения, подводимого к трубке	357
4-29. Измерение тока, протекающего через трубку	366
Глава пятая. Взаимодействие рентгеновских лучей с веществом	369
5-1. Виды взаимодействия	—
5-2. Фотоэлектрический эффект	370
5-3. Рассеяние рентгеновских лучей	373
5-4. Классическая теория рассеяния рентгеновских лучей	374
5-5. Коэффициенты рассеяния	—
5-6. Зависимость интенсивности рассеянного излучения от направления	376
5-7. Квантовая теория рассеяния рентгеновских лучей (эффект Комптона)	377
5-8. Элементарная теория эффекта Комптона	378
5-9. Энергия и направление полета электрона отдачи	381
5-10. Рассеяние с неизменной длиной волны	383
5-11. Коэффициент рассеяния жестких лучей	384
5-12. Вторичные процессы при взаимодействии рентгеновских лучей с веществом	385
5-13. Ослабление интенсивности пучка однородных рентгеновских лучей вследствие поглощения и рассеяния	388
5-14. Универсальная кривая Ионсона	393
5-15. Ослабление пучка неоднородных лучей. Эффективный коэффициент поглощения и эффективная длина волны	397
5-16. Поглощение очень жестких рентгеновских лучей. Образование пар	402
Глава шестая. Измерение энергии рентгеновского излучения	407
6-1. Общие соображения об измерении рентгеновского излучения	—
6-2. Основные понятия и величины, характеризующие излучение	408
6-3. Определение энергии рентгеновских лучей, переходящей в другие виды энергии	411
6-4. Тепловое действие рентгеновских лучей	413

6-5. Воздушный термометр	411
6-6. Плоский болометр	—
6-7. Термоэлектрический столбик	416
6-8. Радиомикрометр	417
6-9. Калориметр	—
6-10. Фотографическое действие рентгеновских лучей	420
6-11. Измерение энергии рентгеновского излучения фотографическим методом	422
6-12. Фотометрирование почернения фотопленки	424
6-13. Радиометр	425
6-14. Световозбуждающее действие рентгеновских лучей	—
6-15. Рентгенофотометр	427
6-16. Электрические действия рентгеновских лучей	428
6-17. Ионизационное действие рентгеновских лучей	431
6-18. Измерение энергии рентгеновских лучей ионизационным методом	433
6-19. Ионизационные камеры	439
6-20. Измерение ионизационных токов в камерах	447
6-21. Единицы измерения рентгеновского излучения	450
6-22. Практические дозиметры (рентгенометры)	453
6-23. Счетчики заряженных частиц	457
6-24. Кристаллические счетчики	465
6-25. Сцинтилляционные счетчики	467
6-26. Методы измерения очень больших мощностей дозы рентгеновского излучения	469
6-27. Химические методы дозиметрии	472
6-28. Вакуумные камеры для измерения больших мощностей дозы рентгеновского и γ -излучений	479
Глава седьмая. Применение рентгеновских лучей	485
7-1. Исследование методом поглощения	—
7-2. Специальные методы рентгенографии в медицине	491
7-3. Специальные методы рентгенографии в технике	494
7-4. Исследование структуры кристаллических тел рентгеновскими лучами	498
7-5. Некоторые сведения из структурной кристаллографии	499
7-6. Метод неподвижного кристалла. Метод Лауэ	504
7-7. Метод вращающегося кристалла	508
7-8. Метод порошков — метод Дебая	510
7-9. Применение жесткого рентгеновского излучения в медицине	513
7-10. Промышленное применение жесткого излучения	516
7-11. Применение жесткого рентгеновского излучения в ядерной физике	518
Глава восьмая. Аппараты с радиоактивными изотопами	522
8-1. Применение радиоактивных изотопов для γ -терапии и γ -дефектоскопии	—
8-2. Схемы радиоактивного распада	—
8-3. Основные соотношения радиоактивного распада	523
8-4. Единицы активности	524
8-5. Методы получения радиоактивных изотопов	526
8-6. Накопление радиоактивных атомов изотопа $^{55}\text{Cs}^{137}$ в ядерном реакторе при делении U^{235}	527
8-7. Накопление радиоактивных изотопов $^{27}\text{Co}^{60}$ при облучении нейтронами препарата Co^{59} в ядерном реакторе	529
8-8. Самопоглощение γ -излучения	530
8-9. Выбор радиоактивных изотопов	531

8-10. Конструкция аппаратов с радиоактивными изотопами	533
8-11. Достоинства и недостатки радиоактивных источников γ -излучения	537
Глава девятая. Краткие сведения о мерах защиты от вредного действия рентгеновских лучей	541

ПРИЛОЖЕНИЯ

1. Некоторые физические постоянные	548
2. Условные обозначения типов электронных рентгеновских трубок	549
3. Толщина защитного слоя свинца для ослабления излучения до 10 мкг/сек на расстоянии 1 м от фокуса трубки при анодном токе 1 ма	550
4. Значение толщин материалов в миллиметрах, ослабляющих рентгеновское излучение в той же мере, как и 1 мм металлического свинца	—
5. Постоянные решеток d некоторых кристаллов при 18° (по Зигбану)	—
6. Длина волны в ангстремах и потенциал возбуждения К-серии некоторых элементов	551
7. Значения массовых коэффициентов ослабления $\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho}$ однородных рентгеновских лучей	—
8. Значения слоя половинного ослабления Δ для некоторых материалов по Зигбану, мм	552
9. Зависимость энергии, импульса $h\epsilon$ и изменения массы $\frac{m_0}{m}$ от относительной скорости электрона	553
10. Определение множителя k в формуле для коэффициента полезного действия	—
11. Таблица значений показателей функции e^{-x}	554
12. Характеристики важнейших металлов	557
Л и т е р а т у р а	557

Хараджа
Феофан Николаевич

ОБЩИЙ КУРС
РЕНТГЕНОТЕХНИКИ

М.-Л., издательство «Энергия», 1966
568 стр. с рис.

Редактор *Е. И. Кабалкин*
Техн. редактор *О. С. Житникова*
Корректоры *Е. С. Барбан, Э. А. Любченко,*
М. Э. Орешенкова
Обложка *Ю. Н. Давыдова*

Сдано в производство 30/X 1965 г.
Подписано к печати 5/III 1966 г. М-16604.
Печ. л. 35,5. Уч.-изд. л. 35. Бум. л. 17,7.
Типографская № 2. 60×90^{1/16}. Тираж 7000.
Цена 1 р. 95 к. Заказ 2430.

Ленинградская типография № 4 Главполиграфпрома Комитета по печати при Совете Министров СССР, Социалистическая, 14.