

**Московский Государственный
Университет
им. М.В. Ломоносова**

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Д.В.СКОБЕЛЬЦЫНА

Атомный практикум

Закон Мозли

Лабораторная работа № 12

*УНЦ ДО
Москва
2006*

УДК 539.18

ББК 22.28

Б.А.Брусиловский, Г.И.Горяга, А.И.Кокорев,
Н.А.Красильникова, С.С.Красильников,
А.В.Смирнов, В.В.Тарасова
АТОМНЫЙ ПРАКТИКУМ. Закон Мозли. лабора-
торная работа №12 .
Под редакцией Красильникова С.С. Учебное
пособие. М. : Издательский отдел
УНЦ ДО , 2005 . – 45 стр.

ISBN 5-211-03287

Лабораторная работа из цикла «Атомный прак-
тикум» физического факультета МГУ по общему
курсу «Атомная физика».
Для студентов физического факультета МГУ.

ISBN 5-211-03287

© Б.А.Брусиловский, Г.И.Горяга, А.И.Кокорев,
Н.А.Красильникова, С.С.Красильников,
А.В.Смирнов, В.В.Тарасова

© Московский Государственный
Университет, 2006

Введение

В 1895г. немецкий физик Рентген, работая с катодной трубкой, обнаружил появление проникающих лучей от тех участков трубки, где катодные лучи встречаются с ее стеклянной стенкой. Так были открыты рентгеновские лучи, которые Рентген назвал «X - лучами».^{*)} Обычно источником рентгеновских лучей являются рентгеновские трубки, а также многие естественные и искусственные радиоактивные элементы. Для генерации рентгеновских лучей в ядерной физике используется бетатрон (или другой тип ускорителя электронов). Многие небесные тела (например, Солнце), плазма (высоко- и низкотемпературная) также являются источниками рентгеновских лучей.

Рентгеновские лучи обладают большой проникающей способностью - они проникают сквозь непрозрачные для видимого света тела. Причем поглощаются они тем меньше, чем меньше атомные номера элементов, входящих в состав тела, чем меньше толщина тел. Рентгеновские лучи невидимы глазом, но они действуют на фотопластинку, ионизируют газы, вызывают свечение (флуоресценцию) ряда веществ.

^{*)} Это название рентгеновских лучей в ряде стран употребляется и до настоящего времени.

Эти свойства рентгеновских лучей используются при создании различного рода приборов для их регистрации.

По своей природе рентгеновские лучи тождественны свету

- это электромагнитные волны малой длины $\leq 10 \overset{\circ}{\text{A}}$.

О волновой природе рентгеновских лучей свидетельствует явление их дифракции. Рентгеновские лучи возникают при взаимодействии заряженных частиц или γ -квантов с атомами какого-либо элемента. Спектры рентгеновских лучей имеют непрерывный или линейчатый характер.

Непрерывный (сплошной) спектр рентгеновского излучения возникает при торможении заряженных частиц в результате их взаимодействия с электростатическим полем атомного ядра и атомных электронов (атомные мишени). Такое рентгеновское излучение называется тормозным излучением.*) Экспериментально было установлено, что интегральная интенсивность тормозного спектра растет с увеличением заряда ядер атомов мишени. Кроме того, было обнаружено, что тяжелые частицы (например, протоны) при прочих равных условиях генерируют менее интенсивное тормозное излучение, чем легкие - электроны.

*) Иногда к тормозному излучению относят излучение электромагнитных волн заряженными частицами, движущимися в магнитном поле (магнитотормозное или синхротронное излучение).

Причину указанных закономерностей тормозного излучения легко понять на основе сделанных далее замечаний о его природе.

Согласно электродинамике энергия ΔE , излучаемая движущейся с ускорением заряженной частицей за время Δt , равна

$$\Delta E = (2/3)q^2 \left(\vec{a} \right)^2 \Delta t / c^3$$

где \vec{a} - ускорение частицы; q - заряд; c - скорость света.

При прохождении заряженной частицы через кулоновское поле ядра атома с зарядом Ze она отклоняется под действием силы

$$m \vec{a} = q \vec{E}$$

где m - масса частицы. \vec{E} - напряженность электростатического поля ядра, равная

$$\vec{E} = \frac{Ze}{r^3} \vec{r}.$$

Здесь e - заряд электрона. Отсюда ускорение, приобретаемое заряженной частицей в поле ядра, равно

$$\vec{a} = \frac{Ze q}{mr^3} \vec{r} .$$

Таким образом, заряженная частица, двигаясь в поле ядра, за время Δt излучает энергию

$$\Delta E = \frac{2}{3} \frac{e^2 q^4}{c^3 r^4} \frac{Z^2}{m^2} \Delta t \quad (1)$$

Из (1) следует, что тормозные потери на мишени из тяжелых элементов больше, чем на легких ($\sim Z^2$). Кроме того, эти потери сильно зависят от массы заряженной частицы ($\sim 1/m^2$), генерирующей тормозное излучение. Поэтому тормозные потери для легких частиц (электронов) будут много больше, чем для тяжелых (протонов).

Одной из характерных особенностей тормозного излучения является то, что оно обладает сплошным спектром и имеет коротковолновую границу λ_{ep} , которая сдвигается в сторону коротких волн при увеличении энергии частиц, генерирующих излучение. Эти особенности тормозного излучения являются следствием его природы и закона сохранения энергии. Энергия излучаемого кванта $h\nu$ при акте торможения заряженной частицы на атоме определяется соотношением:

$$W_0 = qU = h\nu + W,$$

где $W_0 = qU$ - энергия заряженной частицы до взаимодействия с атомом вещества; U - разность потенциалов, ускоряющая частицу до энергии W_0 ; W - энергия частицы после взаимодействия с атомом вещества.

Отсюда получаем:

$$\lambda = \frac{hc}{qU - W}, \quad (2)$$

Из (2) следует, что длина волны излучаемого при торможении рентгеновского кванта в зависимости от условий торможения может меняться от $\lambda \rightarrow \infty$, когда при взаимодействии с веществом энергия частицы не меняется ($W_0 = qU = W$), до некоторого минимального значения

$$\lambda_{cp} = \frac{hc}{qU} \quad (3)$$

В последнем случае заряженная частица полностью теряет свою энергию ($W = 0$). Из формулы (3) видно, что длина волны коротковолновой границы λ_{cp} спектра не зависит от природы частиц мишени, определяется только величи-

ной ускоряющего потенциала, что полностью согласуется с экспериментом.

Если энергия бомбардирующих частиц не превышает определенного значения, характерного для вещества, на которое частицы падают, то будет возникать только тормозное излучение, обладающее сплошным спектром. Если же энергия бомбардирующих частиц будет больше определенного критического значения, то наряду с тормозным излучением появится излучение в виде резких отдельных линий. Это излучение называется характеристическим. Так как оно характеризует вещество (точнее, строение внутренних оболочек атомов вещества), на которое падают бомбардирующие частицы, и не зависит от величины ускоряющего потенциала (если он больше некоторого критического, необходимого для появления этих линий). Таким образом, спектр характеристического излучения линейчатый. Каждый элемент дает определенный, только ему присущий характеристический спектр, независимо от того, находится ли он в свободном состоянии или входит в состав химического соединения. (Отметим, что в молекулах и конденсированных средах уровни энергии внутренних электронов атомов несколько уширены и даже расщеплены из-за взаимодействия с соседними атомами. Вследствие этого линии характеристического рентгеновского спектра изолированного атома несколько отличаются от спектра того же атома, но окруженного соседями. Однако эти отличия - уширение линий, появление мало интенсивных сателлитов - незначительны и требуют для наблюдения рент-

геновских спектральных приборов высокого разрешения). Спектральные линии характеристического излучения элемента расположены в спектре не хаотично, а вполне закономерно, образуя последовательности или серии, расположенные в различных участках спектра. Самую коротковолновую серию характеристического спектра принято обозначать буквой K , а затем по мере увеличения длин волн буквами L , M , N и т.д.

Число серий в спектре элемента растет с увеличением атомного номера элемента Z в таблице Менделеева. Рентгеновские спектры элементов просты и однообразны. Они состоят из сравнительно малого числа линий, в то время как оптические - сложны и состоят из множества линий. Кроме того, характеристические спектры элементов построены однотипно, никакой качественной периодичности при изменении Z в спектрах элементов нет. Единственное изменение, которое наблюдается в характеристических рентгеновских спектрах при переходах от легких к тяжелым элементам заключается в монотонном смещении линий в сторону коротких волн.

Известно, что внутренние электронные оболочки обладают у различных элементов одинаковой структурой. Так, например, начиная с гелия, у всех элементов K - оболочка ($n=1$; n - главное квантовое число) построена одинаково и состоит из двух электронов. Лишь заряд ядра, в поле которого движутся эти два электрона, монотонно растет с увеличением порядкового номера элемента. Поэтому естест-

венно ожидать, что характеристическое рентгеновское излучение, монотонно изменяющееся с изменением порядкового номера элемента возникает во внутренних оболочках атома. Положив эту гипотезу в основу своей теории, Коссель в 1916 г. дал следующее объяснение рентгеновским спектрам. Электрон (заряженная частица), падающий на вещество, если его энергия достаточно велика, может передать одному из электронов внутренних оболочек атомов вещества свою энергию и выбить его из атома. В результате атом окажется в «ионизированном» и возбужденном состоянии; возникает вакансия (дырка) в K -, L - и т.д. оболочке, оказывается незанятым низкое энергетическое состояние (см. рис.1).

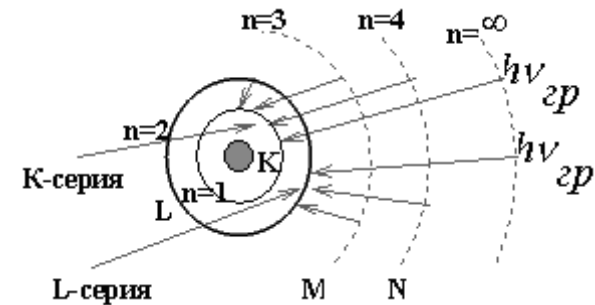


Рис.1. Схематическое изображение испускания рентгеновских серий (K - и L -серий).

В это более низкое вакантное состояние перейдет один из электронов какого-нибудь более высокого внутреннего слоя - L , M , N и т.д. Разность энергий начального E_2 и

конечного E_1 состояний переходящего электрона будет излучаться в виде фотона $h\nu = E_1 - E_2$ одной из линий характеристического излучения. При переходе электрона с L, M, N и т.д. оболочек на K - оболочку будет излучаться K - серия. Границе K - серии $h\nu_{зр}$ соответствует переход свободного, покоящегося вне атома, электрона ($E = 0$) на вакантное место в K - слое (см. рис.1). Переходы электронов на вакантное место в L - оболочке ($n = 2$) сопровождаются испусканием L - серии и т.д.

Условия, в которых находятся электроны в L, M, N - и т.д. оболочках при наличии вакансии в K - оболочке (слое) подобны тем, в которых находится электрон в водородоподобных атомах. На взаимодействие электрона с ядром внешние электроны (электроны, находящиеся в L, M, N - и т.д. слоях) влияния не оказывают (поле внутри заряженной поллой сферы равно нулю). Различие состоит в том, что поле ядра с зарядом $+Ze$ ослаблено, главным образом, оставшимся в K - слое вторым электроном. Поэтому эффективный заряд $Z_{\text{эфф}}e$, определяющий электрическое поле, в котором находится электрон, переходящий с одной оболочки на другую, будет меньше заряда ядра атома.

Энергия уровней водородоподобных ионов описывается соотношением [1]:

$$E_{n,l,j} = -\frac{RhcZ^2}{n^2} \left\{ 1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{n} \left(\frac{1}{j+1/2} - \frac{3}{4n} \right) \right\}, \quad (4)$$

где $R=109737 \text{ см}^{-1}$ - постоянная Ридберга; c - скорость света; h - постоянная Планка; $\alpha = \frac{2\pi e^2}{hc}$ - постоянная тонкой структуры; j - внутреннее квантовое число (для одноэлектронного атома $l = j + 1/2$; здесь l - орбитальное квантовое число, которое при заданном главном квантовом числе n принимает значения $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$).

Второй член в (4) учитывает энергию взаимодействия орбитального магнитного момента электрона с его собственным магнитным моментом, т.е. учитывает энергию спин-орбитального взаимодействия. Поскольку $\alpha^2 \approx 5,3 \times 10^{-5}$, то из (4) следует, что энергия спин-орбитального взаимодействия в 10^5 раз меньше энергии взаимодействия электрона с ядром атома.

Согласно вышеизложенному, рентгеновские уровни энергии атома должны определяться аналогичной (4) формулой с заменой Z на $Z_{\text{эфф}}$. Соотношение (4) состоит из

двух членов: первый определяет энергию взаимодействия электрона с ядром водородоподобного иона, второй - энергию спин-орбитального взаимодействия. Согласно квантовой механике электрон в состоянии с квантовым числом n можно с большой вероятностью обнаружить на характерном для данного n расстоянии r_n от ядра. Однако существует конечная вероятность встретить его как вблизи, так и вдали от ядра. Поэтому в слагаемом, определяющем энергию взаимодействия электрона с ядром атома, в случае рентгеновских уровней энергии, эффективный заряд определяется экранировкой заряда ядра всеми электронами атома, т.е. распределением всех электронов атома в его объеме. В согласии с этим заменим в основном члене формулы (4) Z на $Z_{\text{эфф}} = Z - \sigma_1$, где σ_1 называется *постоянной полного экранирования*. Поскольку σ_1 определяется всеми электронами атома, то она зависит в небольших пределах от Z . Постоянная полного экранирования также зависит от главного n и орбитального l квантовых чисел. По мере их увеличения она растёт, так как возрастает число электронов, экранирующих ядро. Она также увеличивается с ростом l , поскольку орбиты становятся менее проникающими и эффективный заряд будет несколько уменьшаться.

Во втором члене выражения (4) учитывается энергия спин-орбитального взаимодействия, величина которой сильно зависит от электронной плотности вблизи ядра (как

$1/r^3$, см.[1]). Поэтому во втором члене (4) эффективный заряд ядра определяется внутренними по отношению к данной оболочке электронами. В силу этого во втором члене выражения (4) следует Z заменить на $Z_{\text{эфф}} = Z - \sigma_2$, где σ_2 - называется постоянной внутреннего экранирования. Постоянная σ_2 не зависит от Z и возрастает с увеличением n и l . Кроме того, $\sigma_2 < \sigma_1$. Таким образом, выражение для энергии рентгеновских уровней атома имеет вид:

$$E_{nl,j} = -\frac{Rhc}{n^2} (Z - \sigma_1)^2 \left\{ 1 + \frac{\alpha^2 (Z - \sigma_2)^4}{n(Z - \sigma_1)^2} \left(\frac{1}{j + 1/2} - \frac{3}{4n} \right) \right\}. \quad (5)$$

Из выражения (5) следует, что K - слою соответствует один рентгеновский уровень, так как $n = 1$, то $l = 0$ ($l = 0, 1, 2 \dots n - 1$), а поскольку $l = 0$, то $j = 1/2$ ($j = l \pm 1/2$, причем всегда $j \geq 0$). Сокращенно с помощью символики это запишется так: $1s_{1/2}$, где латинские буквы $s, p, d, f \dots$ означают возможные значения орбитального квантового числа $l = 0, 1, 2, 3$, соответственно, цифра перед символом указывает величину главного квантового числа n , а индекс внизу справа у символа -

величину внутреннего квантового числа j . Из (5) также следует, что L - слою соответствуют три рентгеновских уровня: $2s_{1/2}, 2p_{1/2}, 2p_{3/2}$ и т.д. (рис.2). Причем каждому из них соответствуют свои поправки экранирования σ_1 и σ_2 .

Согласно правилам отбора дипольные переходы между двумя уровнями возможны только при следующих изменениях квантовых чисел

$$\Delta l = \pm 1, \quad \Delta j = 0, \pm 1. \quad (6)$$

На рис.2 представлена схема рентгеновских уровней. На ней стрелками указаны разрешенные переходы. Под стрелками даны принятые сейчас в рентгенографии обозначения линий. Как указывалось выше, вся группа линий, возникающая при переходе на K - уровень, называется K -серией, а группа линий, появляющаяся после возбуждения L - уровней атома (L_I, L_{II}, L_{III}), называется L -серией и т.д.

Как уже отмечали, второе слагаемое в (5) значительно меньше первого. Сохранив в (5) только первое слагаемое, получим следующее приближенное выражение для энергии рентгеновского уровня

$$E = -Rhc(Z - \sigma_1)^2/n^2 \quad (7)$$

Из (7) легко получить приближенное выражение для волновых чисел линий рентгеновского характеристического спектра

$$k_i = R \left\{ \frac{(Z - \sigma_{li})^2}{n_i^2} - \frac{(Z - \sigma_{ln})^2}{n^2} \right\} \quad (8)$$

где $k_i = 1/\lambda_i$ - волновое число линии; n_i - главное квантовое число, соответствующее i -серии ($n_i = 1$ для K -серии; $n_i = 2$ для L -серии и т.д.) n - главное квантовое число оболочек, расположенных выше; σ_{ln} - постоянная полного экранирования рентгеновских уровней оболочек с $n > n_i$, σ_{li} - постоянная экранирования рентгеновских уровней i -оболочки.

Сам факт неравенства нулю поправки полного экранирования для уровня и зависимость ее от главного и орбитального квантовых чисел есть следствие отличия электрического потенциала, в котором движется электрон, от кулоновского. В водородоподобном ионе поправки равны нулю и существует точная зависимость частоты любой спектральной линии от заряда ядра Z :

$$h\nu \sim Z^2 \quad (9)$$

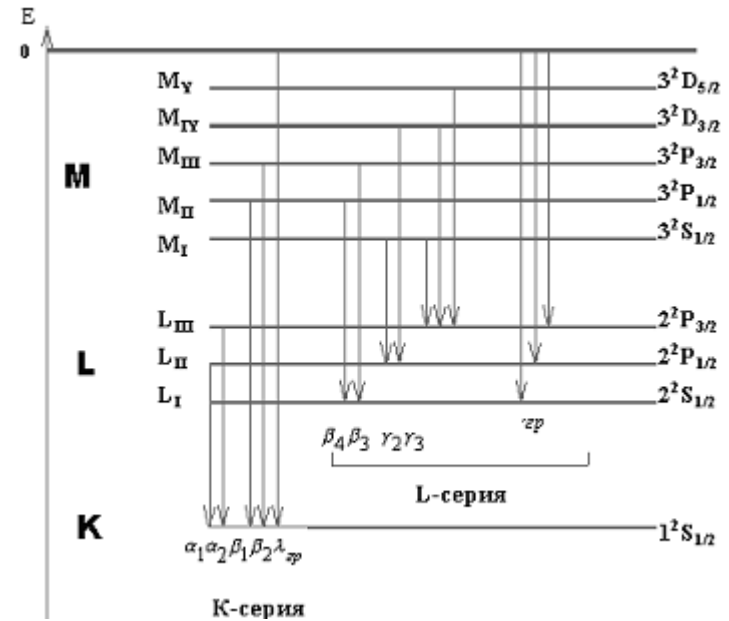


Рис.2. Схема рентгеновских уровней и переходов между ними для K - и L - серий.

В любом атоме с большим количеством электронов поле во внутренних оболочках атома можно считать кулоновским лишь приблизительно и, следовательно, квадратичная зависимость частоты от заряда ядра не будет точной. Однако то обстоятельство, что поле во внутренних оболочках многоэлектронного атома можно приблизительно считать кулоновским, позволяет в выражении для волновых чисел рентгеновских линий (8) две поправки полного экранирования σ_{li} и σ_{ln} для уровней заменить одной поправкой экранирования σ_l для линии

$$\frac{1}{\lambda_i} \approx R(Z - \sigma_i)^2 \left\{ \frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n^2} \right\}. \quad (10)$$

Это соотношение уже имеет бальмеровский водородоподобный вид, показывающий зависимость от заряда, аналогичный (9). Экспериментально было установлено, что константа экранирования σ_i для линий K -серии $\sigma_K \approx 1$, а для линий L -серии $\sigma_L \approx 7,5$.

Соотношение (10) было в 1913г. эмпирически установлено английским физиком Генри Мозли и получило название закона Мозли. Из сделанных выше замечаний следует, что закон Мозли - приближенный закон. Из (10) видно, что закон Мозли для всех серий рентгеновского характеристического излучения устанавливает линейную связь между корнем квадратным из волнового числа ($k = 1/\lambda$) соответствующей характеристической линии и атомным номером Z элемента.

Действительно, из (10) следует, что

$$Z - \sigma_i = A \frac{1}{\sqrt{\lambda_i}} \quad (11)$$

где
$$A = \frac{1}{\sqrt{R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n^2} \right)}} .$$

Экспериментально установлено, что для линий K - и L - серий отступления от линейной зависимости (11) незначительны и становятся заметными для линий длинноволновых серий [2]. На рис. 3 приведена зависимость корня квадратного из волнового числа $K_{\alpha 1}^{-}, K_{\alpha 2}^{-}, L_{\alpha 1}^{-}$ - линий от атомного номера Z элемента (диаграмма Мозли).

Целью работы является знакомство с рентгеновскими спектрами элементов, экспериментальная проверка закона Мозли. В характеристических спектрах элементов K - и L - серии наиболее интенсивны, и K -серия самая простая. Поэтому в лабораторной работе в целях простоты эксперимента проверка вывода о линейном характере зависимости $(\sqrt{1/\lambda})$ от Z проводится в основном для линий K - серии и в небольшом объеме для линий L - серии.

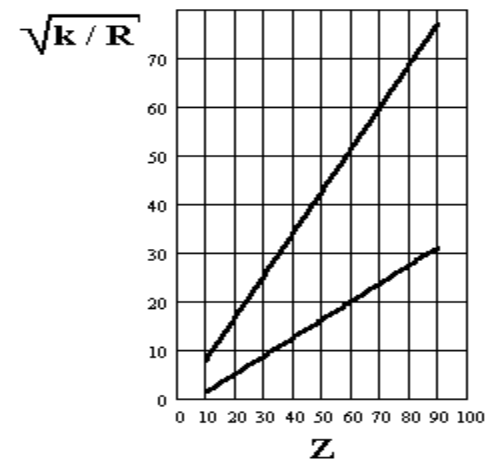


Рис. 3. Диаграммы Мозли для K_{α} - линий K - серии и L_{α} - линий L - серии.

1. Измерение интенсивности рентгеновских лучей

Сначала опишем методы измерения рентгеновских лучей.

Фотографический метод. Этот метод основан на нахождении относительных интенсивностей почернения различных участков рентгенограммы. При этом для регистрации рентгеновских лучей применяются специальные рентгеновские пленки. Значительная чувствительность этих пленок к рентгеновским лучам обеспечивается существен-

но большим содержанием бромистого серебра на единице площади слоя эмульсии, чем у обычных фотоматериалов. Этот метод удобен для регистрации широких участков спектра. Существенным недостатком является малая чувствительность.

Ионизационная регистрация. К этому методу относится обнаружение рентгеновских лучей и измерение их интенсивностей при помощи следующих приборов:

- а) ионизационной камеры;
- б) пропорционального усилителя;
- в) пропорционального счетчика;
- г) счетчика Гейгера.

Действие этих детекторов основано на ионизации рентгеновским излучением атомов газа, наполняющего прибора. Перечисленные выше четыре ионизационных прибора могут иметь одинаковое устройство. Их наружный электрод - катод представляет собой полый цилиндр, чаще всего заземленный. Внутренний электрод - анод просто нить, располагаемая по оси катода. Различные типы ионизационных приборов отличаются лишь режимом питания, характером ионизационных токов и способом их регистрации. Эти приборы позволяют проводить измерения в интервале интенсивностей, в сотни раз превосходящем интервал интенсивности фотографического метода. И чувствительность этих приборов значительно выше чувствительности фотопленки.

Сцинтилляционный счетчик. Сцинтилляционный счетчик состоит из сцинтилляционного кристалла и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Квант рентгеновского излучения, попадая в кристалл и поглощаясь одним из его атомов, выбивает из него быстрый электрон. Последний, двигаясь в кристалле, ионизует и возбуждает его атомы на протяжении всего своего пути до почти полной потери энергии. Через очень короткий промежуток времени ($\sim 10^{-8}$ с) возбужденные атомы высвечиваются, испуская фотоны видимого или ультрафиолетового света, которые затем попадают на фотокатод умножителя. Сцинтилляционный счетчик в настоящее время является одним из наиболее совершенных приборов для измерения слабых рентгеновских источников. Однако существенным недостатком сцинтилляционного счетчика является наличие значительного фона, влияние которого можно устранить лишь при измерении излучения с длиной волны не более $6 \cdot 10^{-8}$ м. Поэтому в области мягких рентгеновских лучей сцинтилляционный счетчик уже неприменим.

Фотоэлектронный умножитель. Непосредственная регистрация излучения в области мягких рентгеновских лучей возможна специальными фотоэлектронными умножителями. Катод и диоды таких ФЭУ обладают незначительной работой выхода при достаточно высоком коэффициенте вторичной эмиссии. Они изготавливаются из метал-

лов и сплавов, подвергнутых особой поверхностной термообработке - так называемой «активизации».

Узкий интервал регистрируемого рентгеновского излучения и значительный фон множителя несколько ограничивают применение этого прибора для регистрации излучения.

Кристаллический счетчик. Для измерения рентгеновских лучей используют некоторые полупроводниковые монокристаллы, обнаруживающие при облучении их рентгеновскими лучами значительную фотопроводимость. При попадании в такой монокристалл отдельного кванта рентгеновских лучей он поглощается одним из атомов с выбрасыванием быстрого фотоэлектрона. Движение последнего в решетке кристалла сопровождается возбуждением многих атомов, в результате чего внешние электроны их забрасываются в полосу проводимости. Происходит резкое кратковременное локальное изменение концентрации электронов в полосе проводимости и общее сопротивление кристалла меняется. Если на две противоположные стороны кристалла нанесены проводящие слои и на них подана разность потенциалов от источника постоянного напряжения, то в результате поглощения кванта ток через кристалл резко возрастет. Этот импульс (тока) может быть измерен после многократного усиления. Описанная система называется кристаллическим счетчиком. Существенным недостатком этого метода является то, что регистрация

импульсов требует применения довольно-таки громоздкой и сложной электронной аппаратуры.

Фотоэлементы. Для измерения интенсивности достаточно сильного прямого пучка первичных рентгеновских лучей можно использовать фотоэлементы. Для этого их поверхность покрывают светосоставом, люминесцирующим под действием рентгеновских лучей.

Калориметрический метод. Этот метод может быть использован для измерения энергии рентгеновских лучей в абсолютных единицах. Рентгеновские лучи, попадая на специальное калориметрическое тело, нагревают его. По степени нагревания этого тела можно судить о поглощенной энергии. Два последних метода являются очень грубыми и их применение крайне ограничено.