

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М. В. ЛОМОНОСОВА
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
ИМЕНИ Д. В. СКОБЕЛЬЦЫНА

Н. В. Коропченко, С. С. Красильников,
Е. Ю. Мелкумова, В. В. Тарасова

АТОМНЫЙ ПРАКТИКУМ

ЗАКОН МОЗЛИ

Лабораторная работа
№ 12



Издательство Московского университета
2016

УДК 539.18
ББК 22.28
К68

К68 **Коропченко Н. В., Красильников С. С., Мелкумова Е. Ю.,
Тарасова В. В.**

Атомный практикум. Закон Мозли: Лабораторная работа №12.
Учебное пособие / Под редакцией С. С. Красильникова – М.: Изда-
тельство Московского университета, 2016. – 24 с., илл.

ISBN 978-5-19-011146-0

Лабораторная работа из цикла «Атомный практикум» физиче-
ского факультета МГУ по общему курсу «Атомная физика».

Для студентов физического факультета МГУ.

**УДК 539.18
ББК 22.28**

Учебное издание

Коропченко Наталия Васильевна, Красильников Сергей Сергеевич,
Мелкумова Елена Юрьевна, Тарасова Валентина Васильевна

Атомный практикум. Закон Мозли. Лабораторная работа №12

Печатается в авторской редакции с оригинал-макета заказчика

Подписано в печать 05.07.2016 г. Формат 60х90/16. Усл. печ. л. 0,9.

Уч.-изд. л. 1,5. Тираж 30 экз. Заказ №

Издательство Московского университета.

119991, Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д. 1, стр. 15

(ул. Академика Хохлова, 11).

Тел.: (495) 939-32-91;

e-mail: secretary@msupublishing.ru

ISBN 978-5-19-011146-0

© Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова, 2016.

Введение

В 1895 г. немецкий физик Рентген, работая с катодной трубкой, обнаружил появление проникающих лучей от 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. Для генерации рентгеновских лучей в ядерной физике используется бетатрон (или другой тип ускорителя электронов). Источниками рентгеновского излучения являются также многие естественные и искусственные радиоактивные элементы. 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. Эти свойства рентгеновских лучей используются при создании различного рода приборов, регистрирующих рентгеновское излучение. По своей природе рентгеновские лучи тождественны свету – это электромагнитные волны малой длины $\lambda \leq 10 \overset{o}{\text{Å}}$. 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 имеет рентгеновское излучение, возникающее при торможении заряженных частиц в результате их взаимодействия с электростатическим полем атомного ядра и атомных электронов (атомов 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. Причину указанных закономерностей тормозного излучения легко понять на основе сделанных далее замечаний о его природе [1–6]. Согласно электродинамике энергия ΔE , излучаемая движущейся с ускорением заряженной частицей за время Δt , равна $\Delta E = \frac{2}{3} \frac{q^2}{c^3} a^2 \Delta t$, где 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

$$ma = qE,$$

где m – масса частицы, E – напряженность электростатического поля ядра, равная

$$E = \frac{Ze}{r^2} \mathbf{r}.$$

Здесь e – заряд электрона. Тогда ускорение, приобретаемое заряженной частицей в поле ядра, равно

$$\mathbf{a} = \frac{Zeq}{r^3} \mathbf{r}.$$

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

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

Из (1) следует, что тормозные потери в мишени из тяжелых элементов больше, чем в легких ($\sim Z^2$). Кроме того, эти потери сильно зависят от

массы заряженной частицы ($\sim \frac{1}{m^2}$), 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 $\lambda_{\text{гр}}$, 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, ускорившая частицу до энергии W_0 , W – энергия частицы после взаимодействия с атомом вещества.

Отсюда получим

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

Из (2) следует, что длина волны λ , излучаемая 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

$$\lambda_{\text{гр}} = \frac{hc}{qU}. \quad (3)$$

В последнем случае заряженная частица полностью теряет энергию. Из формулы (3) видно, что длина волны коротковолновой границы $\lambda_{\text{гр}}$ спектра не зависит от природы частиц мишени, определяется только величиной ускоряющего потенциала, что полностью согласуется с экспериментом.

Если энергия бомбардирующих частиц не превосходит определенного значения, характерного для данного 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 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, присущий только ему характеристический спектр, независимо от того, находится ли он в свободном состоянии или входит в состав химического соединения. 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 области буквами L , M , N и т. д.

Число серий в спектре элемента растет с увеличением атомного номера элемента 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 рентгеновские спектры элементов построены однотипно, никакой периодичности 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 естественно предположить, 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 свою энергию одному из электронов внутренних оболочек атомов вещества и выбить его из атома. В результате атом окажется в “ионизированном” (возбужденном) состоянии. Допустим, что возникает вакансия (дырка) в K -оболочке, т.е. окажется вакантным низкое энергетическое состояние. В это более низкое вакантное состояние перейдет один из электронов из какого-нибудь менее глубокого внутреннего слоя L, M, N и т.д. Разность энергии 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. Граница K -серии $h\nu_{гр}$ соответствует переходу свободного, покоящегося вне атома, электрона ($E = 0$) на вакантное место в K -слое. Переходы электронов на вакантное место в L -оболочке ($n = 2$) сопровождается 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 полой 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 $Z_{эфф}e$, определяющий электрическое поле, в котором находится электрон, переходящий с одной оболочки на другую, будет меньше заряда Ze 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 $R = 109737 \text{ cm}^{-1}$ – постоянная Ридберга; c – скорость света; h – постоянная Планка; $\alpha = \frac{2\pi e^2}{hc}$ – постоянная тонкой структуры; здесь j – внутреннее квантовое число (для одноэлектронного атома $j = l \pm 1/2$, здесь l – орбитальное квантовое число, которое при заданном 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 $\sim 10^5$ раз меньше энергии спин-орбитального взаимодействия электрона с ядром атома.

Согласно вышеизложенному, рентгеновские уровни энергии 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 электрона. Согласно квантовой механике электрон в состоянии с квантовым числом n можно с большой вероятностью обнаружить на характерном для данного n расстоянии n_r 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 увеличения n она растет, 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 2-ом члене выражения (4) следует Z заменить на $Z_{эфф} = Z - \sigma_2$, 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

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

Из соотношения (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 $j = 1/2$ ($j = \pm 1/2$, причем всегда ≥ 0). Сокращенно с помощью символики это запишется так: $1S_{1/2}$, где латинские буквы S, P, D, F означают возможные значения орбитального квантового числа $l = 0, 1, 2, 3$ соответственно; цифра перед символом указывает величину главного квантового числа n , а индекс внизу слева символа – величину внутреннего квантового числа j . Из (5) также следует, что L -слою соответствуют три рентгеновских уровня:

$$2S_{1/2}, 2P_{1/2}, 2P_{3/2}.$$

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. 1 представлена схема рентгеновских уровней. На ней стрелками указаны разрешенные правилами отбора дипольные переходы. Под стрелками даны принятые сейчас в рентгеноскопии обозначения линий. Как указывалось выше, все группы линий, возникающие при переходах на K -уровень, называются K -серией, а все группы линий, появляющихся после возбуждения L -уровней атома (L_I, L_{II}, L_{III}), называется L -серией и т.д.

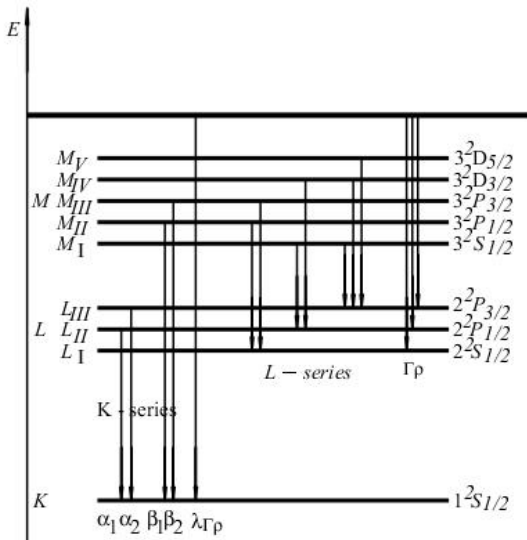


Рис. 1. Схема энергетических уровней и переходов между ними для K – и L -серий

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

$$E = -\frac{Rhc}{n^2} (Z - \sigma_1)^2, \quad (7)$$

$$k_i = R \left\{ \frac{(Z - \sigma_{1i})^2}{n_i^2} - \frac{(Z - \sigma_{1n})^2}{n^2} \right\}, \quad (8)$$

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_{1n} – постоянная полного экранирования рентгеновских уровней оболочек с $n > n_i$; σ_{1i} – постоянная экранирования рентгеновских уровней i – оболочек.

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 :

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

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_{1i} и σ_{1n} для уровней заменить одной поправкой экранирования σ_i 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, аналогичный (9). Экспериментально было установлено, что константы 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 1913 г. 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 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. 2 приведена зависимость корня квадрата из волнового числа, $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$, $L_{\alpha 1}$ -линий от атомного номера Z элементов.

Начальное состояние при излучении рентгеновских линий K -серии – это $1s$ -вакансия, электронная конфигурация атома $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 \dots$. Начальное состояние при излучении L -серии – это $2s$ -вакансия, конфигурация $1s^2 2s 2p^6 3s^2 3p^6 \dots$; $2p$ -вакансия, конфигурация $1s^2 2s^2 2p^5 3s^2 3p^6 \dots$.

Энергия атома с nl -вакансией определяется (в приближении «эффективного заряда») соотношением

$$E_{nl} = R_y \frac{(Z - \sigma_{nl})^2}{n^2}, \quad (12)$$

и равна энергии связи удаленного электрона, σ_{nl} — константа экранирования для nl -состояния.

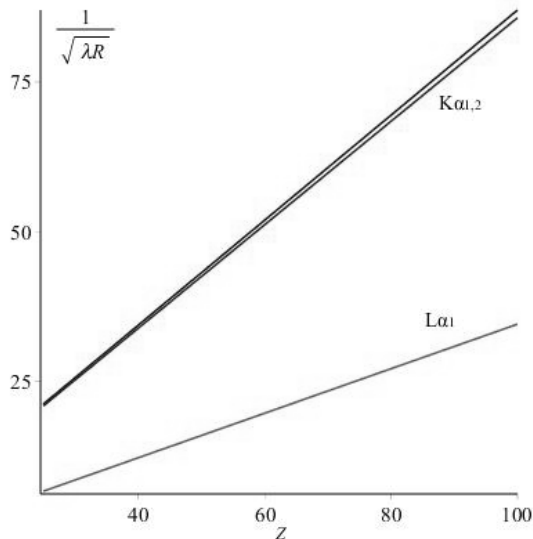


Рис. 2. Диаграммы Мозли для $K_{\alpha 1,2}$ линий K -серии и $L_{\alpha 1}$ -линии L -серии

Так что для $1s$ и для $2p$ вакансий имеем:

$$E_{1s} = R_y(Z - \sigma_{1s})^2; \quad E_{2p} = R_y \frac{(Z - \sigma_{2p})^2}{4}. \quad (13)$$

Отметим линейную зависимость $\sqrt{E_{1s,2p}} \sim Z - \sigma_{1s,2p}$.

Энергия кванта K_α -линии, естественно, выразится в виде [7]:

$$\begin{aligned} \hbar\omega(K_\alpha) &= E_{1s} - E_{2p} = R_y(Z - \sigma_{1s})^2 - R_y \frac{(Z - \sigma_{2p})^2}{4} = \\ &= R_y(Z - \sigma_{1s})^2 \left\{ 1 - \frac{1}{4} \frac{\left(1 - \frac{\sigma_{2p}}{Z}\right)^2}{\left(1 - \frac{\sigma_{1s}}{Z}\right)^2} \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Из (13) и (14) легко получить:

$$\frac{1}{4} \frac{\left(1 - \frac{\sigma_{2p}}{Z}\right)^2}{\left(1 - \frac{\sigma_{1s}}{Z}\right)^2} = \frac{E_{2p}}{E_{1s}}. \quad (15)$$

И далее:

$$\mathcal{Z}[\hbar\omega(K_\alpha)] = \sqrt{\frac{\hbar\omega(K_\alpha)}{R_y}} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{E_{2p}}{E_{1s}}}} = \sqrt{\frac{\hbar\omega(K_\alpha)}{R_y}} r[\hbar\omega(K_\alpha)] = Z - \sigma_{1s}. \quad (16)$$

Отметим, что соотношение (16) является **точным**.

$$\text{Левая часть соотношения (16) } \mathcal{Z}[\hbar\omega(K_\alpha)] = \sqrt{\frac{\hbar\omega(K_\alpha)}{R_y}} r[\hbar\omega(K_\alpha)]$$

слабо отличается от единицы и приблизительно линейно зависит от измеряемой детектором энергии $\hbar\omega(K_\alpha)$:

$$r[\hbar\omega(K_\alpha)] = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{E_{2p}}{E_{1s}}}} \approx 1 + \frac{E_{1s} - \hbar\omega(K_\alpha)}{E_{1s}} = \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \frac{\hbar\omega(K_\alpha)}{E_{1s}}. \quad (17)$$

Линейную зависимость $r[\hbar\omega(K_\alpha)]$ от измеряемой энергии можно построить по известным параметрам $r[\hbar\omega(K_\alpha)]$ и E_{1s} двух элементов. В нашем случае мы используем $Ti(Z=22)$ и $Cu(Z=29)$.

$$Ti(\text{индекс } 1): E_{1s,1} = 4.97 \text{ КэВ}; \quad E_{2p,1} = 0.46 \text{ КэВ};$$

$$\hbar\omega(K_\alpha)_1 = \hbar\omega_1 = 4.51 \text{ КэВ};$$

$$Cu(\text{индекс } 2): E_{1s,2} = 8.98 \text{ КэВ}; \quad E_{2p,2} = 0.95 \text{ КэВ};$$

$$\hbar\omega(K_\alpha)_2 = \hbar\omega_2 = 8.04 \text{ КэВ}.$$

Вычислив $r_1(Ti)$ и $r_2(Cu)$, запишем:

$$r_1 = a\hbar\omega_1 + b, \quad r_2 = a\hbar\omega_2 + b, \quad (18)$$

откуда находим параметры a, b линейной зависимости $\hbar\omega(K_\alpha)$ от измеряемой энергии:

$$a = \frac{r_2 - r_1}{\hbar\omega_2 - \hbar\omega_1}; \quad b = \frac{r_1\hbar\omega_2 - r_2\hbar\omega_1}{\hbar\omega_2 - \hbar\omega_1}. \quad (19)$$

Таким образом, для любой измеренной энергии K_α линии $\hbar\omega$ для фактора $r(\hbar\omega)$ имеем:

$$r(\hbar\omega_k) = a\hbar\omega_k + b.$$

Теперь для ряда измеренных значений энергий K_α линии $\hbar\omega_i$ имеем ряд значений Z_i для определения линейной зависимости (16) $Z_i(Z)$.

Параметры линейной зависимости $Z_i(Z) = AZ + B$ находим по известной паре значений фактора $Z_i(Z)$ калибровочных элементов Ti и Cu (см. (18) и (19)):

$$A = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 - Z_1}; \quad B = \frac{Z_1 Z_2 - Z_2 Z_1}{Z_2 - Z_1}. \quad (20)$$

Измеряя набор значений энергии $\hbar\omega_i K_\alpha$ -линий «неизвестных» элементов и, тем самым, определив набор значений фактора Z_i , находим ряд значений зарядов ядра Z_i

$$Z_i = \frac{Z_i - B}{A} \quad (21)$$

и параметров экранирования (см. (16)) в K -оболочке

$$\sigma_i = Z_i - Z_i. \quad (22)$$

Значения зарядов ядер, найденные по формуле (21), следует округлить до ближайшего целого числа.

Результаты представлены в виде диаграммы Мозли: $Z(Z) = AZ + B$.

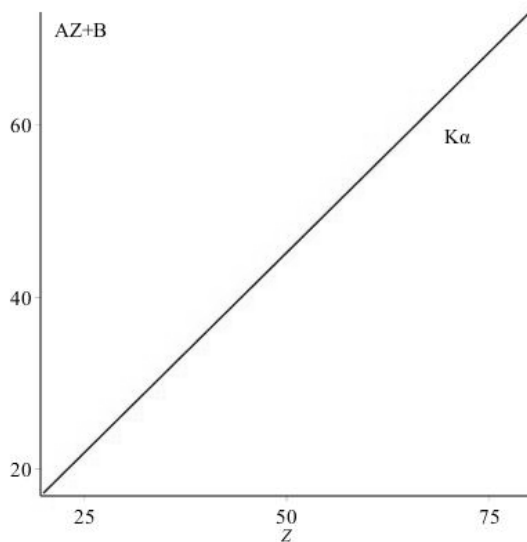


Рис. 3. Диаграмма Мозли

Схема эксперимента изображена рис. 5.

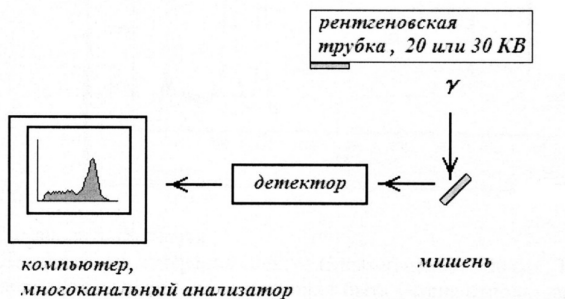


Рис. 5

В работе используется рентгеновское излучение медного антикатада (рентгеновская флюоресценция).

Спектр излучения трубки – непрерывный тормозной континуум плюс две яркие K_{α} и K_{β} -линии меди.

Спектр флуоресцентного излучения мишени – линии характеристического излучения атомов мишени; присутствует также непрерывный фон – результат когерентного рассеяния непрерывного тормозного излучения.

В качестве мишеней используются «калибровочные» фольги титана и меди, которые устанавливаются на пробковом держателе.

Под стеклянным защитным колпаком установки расположены рентгеновская трубка и детектор рентгеновского излучения на поворотном рычаге.

В центре находится стойка для крепления пробкового держателя мишеней.

Аппаратура и порядок её включения

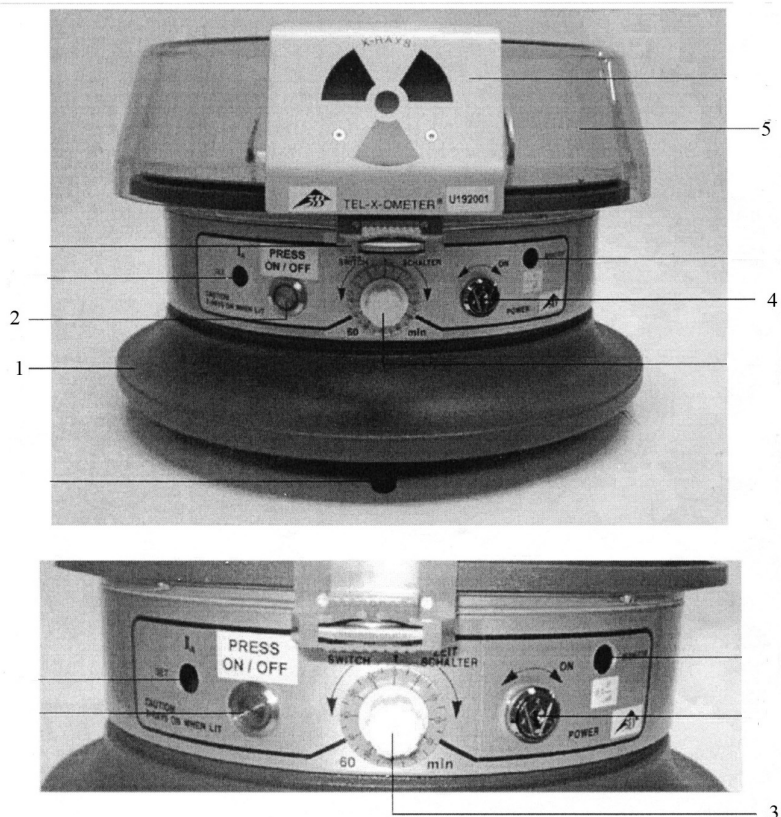


Рис. 4(а). Рентгеновский аппарат U192001. Составные части и органы управления (РА)

1 – корпус; 2 – кнопка ON/OFF для включения высокого напряжения;
3 – таймер; 4 – сетевой выключатель, запираемый ключом; 5 – крышка

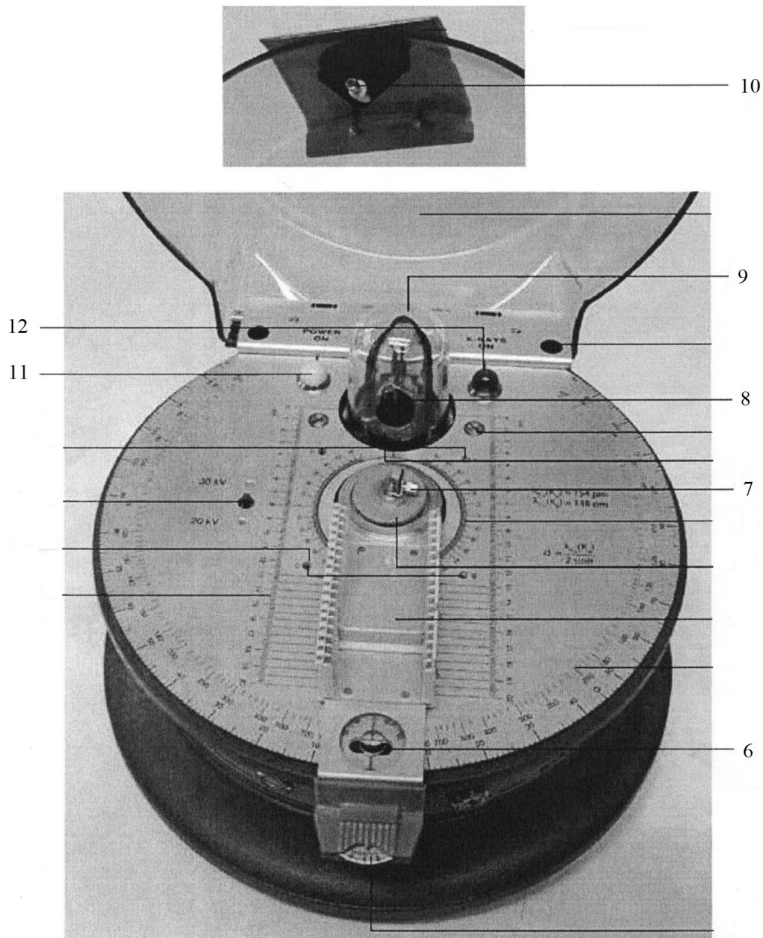


Рис. (46). Рентгеновский аппарат U192001. Составные части и органы управления (РА)

6 – гантелеобразная прорезь для блокировки крышки; 7 – держатель образца (пробка с прорезями); 8 – рентгеновская трубка; 9 – стеклянная камера в свинцовой оправе; 10 – фиксатор крышки; 11 – индикаторная лампочка напряжения в сети (белая); 12 – индикаторная лампочка высокого напряжения (красная).

Наружные органы управления:

в центре расположен таймер (3);

справа находится ключ (4) включения сети 220 В. Сеть включается только при **работающем** таймере (таймер включается поворотом ключика по часовой стрелке); **одновременно загорается белая лампочка под колпаком;**

слева помещена кнопка включения высокого напряжения рентгеновской трубки (2) и **загорается красная лампочка под колпаком.**

Последовательность действий:

сдвинуть колпак **влево** и поднять его;

установить мишень на стойке под углом 90° (угол между падающим от рентгеновской трубки лучом и детектором).

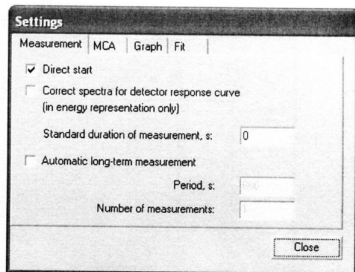
Закрыть колпак и сдвинуть его **вправо.**

Программа.

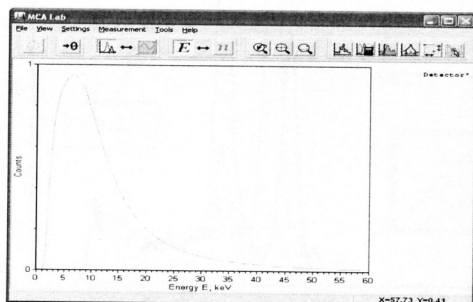
Запустить программу многоканального анализатора **МСА**; путь: *рабочий стол – практикум – 501 – Мозли – МСА – рабочее поле МСА.*

Измерение спектра:

Установить (**Settings**)



Measurement – длительность измерения – 300 сек. Измерение может быть прервано, если пик достаточно хорошо проявляется.



«MCA» – устанавливает диапазон энергий – 16 КэВ, 1024 канала, 0,015625 КэВ канал

«Graph» – представление графика: гистограмма «Bargraph» и сетка «ShowGrid»

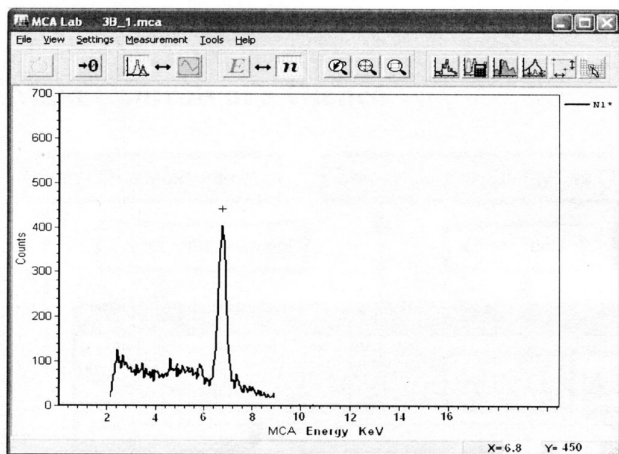
Представление спектра (верхняя строка рабочего поля) – «энергия»:

$$E \leftrightarrow n$$

Запуск счета и остановка – «часики» (верхняя строка рабочего поля).

Изменение ординаты по ходу набора спектра «Alt+y».

На рисунке изображен «типичный» спектр:



Обработка данного спектра:

Определение энергии: курсором выделяем максимальное значение энергии спектра («пик») (его «координаты» – энергия и счет – внизу справа. На рисунке: энергия – 6.8 KeV, счет – 450). Одна из опций программы МСА – аппроксимация «пиков» гауссовой кривой. В работе со спектрами можно использовать «иконки» в верхней части рабочего поля. См. также «Help».

В частности:

«**Baselinecorrection**» позволяет отделить фон. Click на иконке, далее следовать указаниям в нижней строке рабочего поля.

«**Gaussapproximation**» – аппроксимирует гауссовой кривой отмеченные пики. Click на иконке, далее следовать указаниям в нижней строке рабочего поля. Параметры гауссиан отображаются в легенде «**LegendArea**» вверху справа на рабочем поле – Right Click на соответствующем графике в легенде, далее – «**Parameter**».

ЗАДАНИЕ

1. Снять спектры титана Ti и меди Cu , т.е. зависимость счета от энергии характеристического излучения данных элементов.
2. Используя данные калибровочных элементов меди и титана, определить по формулам (16), (18) и (19) значения $Z_i(Z)$ каждого из них и построить график зависимости $Z_i(Z) = AZ + B$ (см. рис.3).
3. Снять спектры неизвестных элементов (№№1–4). Спектры желательнее расположить на одном экране.
4. Определить энергии характеристического излучения неизвестных элементов (№№ 1–4). Измеряя набор значений энергии $\hbar\omega_i$ K_α –линий «неизвестных» элементов, найти значения Z_i для каждого элемента. Используя график, приведенный на рис. 3, определить заряд Z_k ядра и константу экранирования σ_k каждого элемента.
5. Рассчитать длины волн наблюдаемого характеристического рентгеновского излучения исследуемых элементов.
6. Используя формулу (10) построить диаграмму Мозли для К-серии (см. рис.2) и по построенному графику определить константу экранирования σ_k .
7. Снять спектры оставшихся элементов и по полученному графику определить заряд ядра Z каждого элемента.
8. Снять спектры вольфрама (W) и свинца (Pb) в качестве эталонных образцов -линии.
Определить длины волн данных элементов. Построить диаграмму Мозли для L-серии (см. формулу (10)). Определить константу экранирования σ_L .
9. Снять спектры оставшихся тяжелых элементов. По полученным данным определить порядковые номера (Z) данных элементов.

В задаче используются следующие элементы: $Cu, Ti, Se, Ga, Sr, Ge, Br, Mo, Ta, Ca, Mn, Sb, Sn, Sb, Pb, W, Hg$.

При получении хорошего разрешения линий тонкой структуры следует проводить все расчеты и построения графиков для $K_{\alpha 1,2}$ и $L_{\alpha 1,2}$ -серий.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ельяшевич М.А.* Атомная и молекулярная спектроскопия. – М.: Гос. изд-во физ.-мат. литер., 1962, гл. 6, 13.
2. *Блохин М.А.* Физика рентгеновских лучей. – М.: Гос. изд-во тех. теор. литер., 1953, гл. 4–7.
3. *Соколов А.А., Лоскутов Ю.М., Тернов И.М.* Квантовая механика. – М.: Учпедгиз, 1962, §26.
4. *Гольдин Л. Л., Новикова Г.И.* Введение в квантовую физику. – М.: «Наука», 1988.
5. *Шпольский Э.В.* Атомная физика. – М.: «Наука», 1974.
6. *Попов А.М., Тихонова О.В.* Атомная физика. – Москва: «НОБЕЛЬ ПРЕСС», 2013.
7. *Коропченко Н.В., Красильников С.С.* Законы Мозли (версия 2). – М.: МГУ, 2013.