



САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
НАУЧНЫЙ ПАРК

Образовательный ресурсный центр по направлению физика

В.П. Кондратьев, Е.О. Филатова

ИЗУЧЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

**Учебно-методическое пособие
(описание лабораторной работы)**

Рецензенты: д. ф.-м. н., профессор А. А. Павлычев, к. ф.-м. н., доцент
А. А. Пастор

Рекомендовано к печати Ученым советом физического факультета
СПбГУ (выписка из протокола № 9 от 15.11.2016 г.)

Учебно-методическое пособие предназначено для студентов СПбГУ
естественно-научных направлений обучения. Оно может быть полезно
также учащимся и преподавателям средних и средне-специальных
учебных заведений.

Лабораторная работа выполняется на оборудовании Образовательного
ресурсного центра по направлению физика Научного парка СПбГУ
(<http://researchpark.spbu.ru>).

СОДЕРЖАНИЕ

1. Взаимодействие рентгеновских лучей с веществом.	2
2. Ослабление интенсивности монохроматического рентгеновского излучения при прохождении через вещество.....	4
3. Истинное поглощение рентгеновских лучей.	8
4. Монохроматизация рентгеновского излучения.	15
4.1. Метод кристаллов.	16
4.2. Метод фильтров.	17
5. Содержание работы.	19
5.1. Экспериментальное изучение закона ослабления рентгеновских лучей.	20
5.1.1. Ослабление рентгеновских лучей в зависимости от толщины поглотителя.....	20
5.1.2. Ослабление рентгеновских лучей в зависимости от вещества поглотителя.....	21
5.2. Изучение коэффициента истинного поглощения рентгеновских лучей в зависимости от длины волны излучения.....	22
5.3. Изучение коэффициента истинного поглощения рентгеновских лучей в зависимости от атомного номера поглотителя.	25
6. Обработка результатов и содержание отчета.	27
7. Контрольные вопросы.	29

1. Взаимодействие рентгеновских лучей с веществом.

При прохождении рентгеновских лучей через вещество они взаимодействуют с атомами вещества и при этом теряют часть своей энергии. Известны три основных механизма взаимодействия рентгеновского излучения с веществом:

1. истинное поглощения, т.е. исчезновение фотона;
2. рассеяние, т.е. изменение первоначального направления фотона;
3. рождение электронно-позитронных пар.

Поглощение фотона происходит, когда налетающий рентгеновский фотон полностью передает свою энергию связанному атомному электрону, освобождая его из атома (т.е. происходит ионизация атома).

В результате взаимодействия фотона с атомами поглощающего материала может произойти *рассеяние фотона*, т.е. изменение направления его движения. Рассеяние фотона может произойти как без изменения длины волны (когерентное, томсоновское рассеяние), так и с изменением длины волны (некогерентное, комптоновское рассеяние).

Когерентное рассеяние происходит, когда энергия фотона недостаточна для выбрасывания электрона из атома. Между рассеянным и падающим излучением в этом случае имеются определенные фазовые соотношения, и рассеянная волна может интерферировать с падающей волной (брэгговская дифракция).

Некогерентное рассеяние возникает в результате эффекта Комптона, при котором часть энергии электромагнитной волны передается одному из электронов атома. Оно имеет место на внешних слабо связанных электронах атомов. В результате столкновения фотона с таким электроном последний выбрасывается из атома. Электрон, выброшенный из атома в результате некогерентного рассеяния, называется электроном отдачи. Как следствие, длина рассеиваемой волны отличается (увеличивается) от длины волны падающего излучения, а их фазы никак не связаны. Отношение вкладов

когерентно и некогерентно рассеянного излучений зависит от угла рассеяния и атомного номера рассеивающего элемента.

В случае, когда энергия фотона превышает удвоенную энергию покоя электрона $E = 2m_0c^2 = 1,022$ МэВ, фотон может поглотиться с образованием электрона и позитрона. Этот процесс называется *рождением пары*.

В зависимости от энергии излучения и от поглощающего материала преобладающим является один из перечисленных трех процессов: фотоэлектронное поглощение, рассеяние или рождение пар (см. рис. 1). Для низких энергий основную роль играет фотопоглощение фотонов. Атомным процессам в материаловедении соответствует именно этот энергетический интервал. Вероятность фотоэффекта быстро падает с ростом энергии фотона. При увеличении энергии рентгеновского излучения основным механизмом взаимодействия фотонов с веществом становится комптоновское рассеяние.

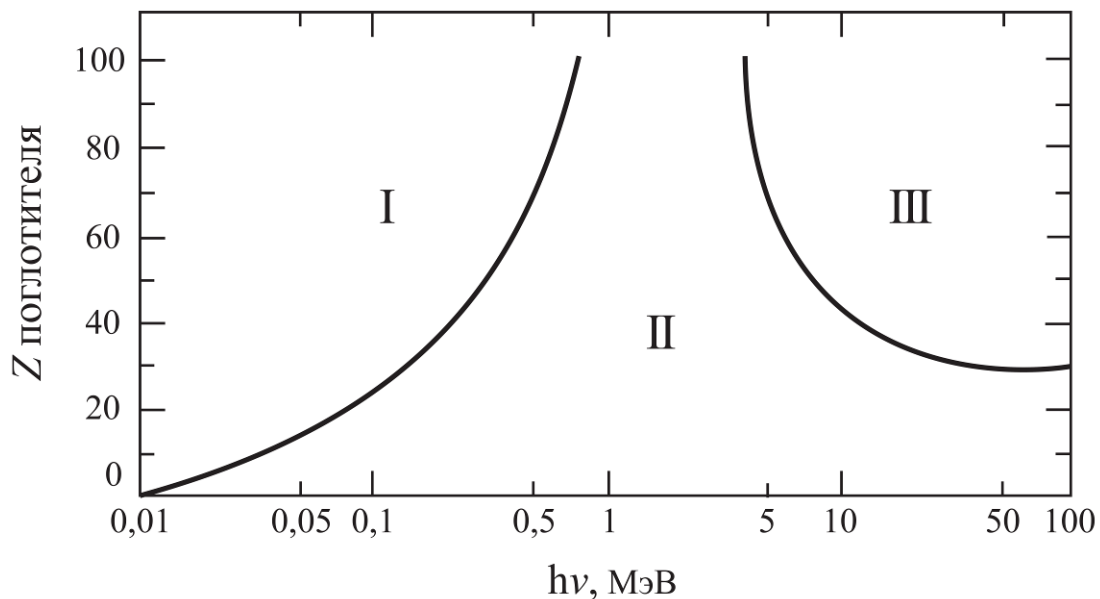


Рис. 1. Сравнительная диаграмма относительных вкладов различных типов взаимодействия в зависимости от энергии фотона и атомного номера Z . Область I – преобладание фотоэффекта; область II – преобладание рассеяния; область III – преобладание рождения пар.

2. Ослабление интенсивности монохроматического рентгеновского излучения при прохождении через вещество.

Ослабление интенсивности рентгеновских лучей, проходящих через вещество, определяется суммарным вкладом всех рассмотренных выше процессов взаимодействия рентгеновских фотонов с атомами вещества.

Рассмотрим прохождение узкого параллельного монохроматического пучка рентгеновских лучей, т.е. лучей, обладающих одной длиной волны λ , через слой вещества толщиной D (см. рис. 2). Уменьшение интенсивности рентгеновского пучка dI_x внутри слоя dx пропорционально интенсивности пучка I_x , входящего в этот элементарный слой и толщине этого слоя dx :

$$dI_x = -\mu I_x dx, \quad (1)$$

где коэффициент пропорциональности μ называют *линейным коэффициентом ослабления*. μ зависит от поглощающего вещества и длины волны рентгеновского луча.

Из формулы (1) следует, что размерность линейного коэффициента ослабления равна $[\mu] = \text{см}^{-1}$.

Перепишем формулу (1) в виде:

$$\mu = -\frac{\left(\frac{dI_x}{dx}\right)}{I_x}. \quad (2)$$

Из формулы (2) следует физический смысл μ : линейный коэффициент ослабления представляет собой относительное изменение интенсивности пучка на единице пути.

Проинтегрировав (1) по x в пределах от 0 до D , получим:

$$I_D = I_0 e^{-\mu D}. \quad (3)$$

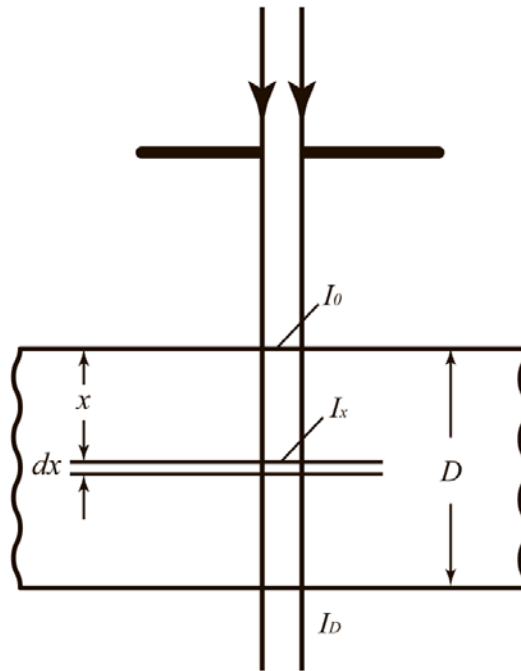


Рис. 2. К выводу закона ослабления рентгеновских лучей.

Физические механизмы рассеяния и поглощения рентгеновского излучения различны, но одинаково зависят от количества атомов вещества, взаимодействующих с рентгеновским излучением, то есть от плотности вещества. Поэтому универсальной характеристикой ослабления рентгеновских лучей веществом является массовый коэффициент μ_m ослабления. Если ρ – плотность вещества, то на путь dx луча сечением 1 см^2 приходится масса $dm = \rho dx$. Относительное изменение интенсивности dI_x / I_x такого луча на пути dx , т.е. при прохождении массы dm , будет пропорционально величине этой массы

$$\frac{dI_x}{I_x} = -\mu_m dm = -\mu_m \rho dx,$$

где коэффициент пропорциональности μ_m называют *массовым коэффициентом ослабления*. μ_m представляет собой относительное ослабление интенсивности пучка единицей массы вещества и связан с линейным коэффициентом ослабления простым соотношением:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}. \quad (4)$$

При этом закон ослабления интенсивности (3) приобретает следующий вид

$$I_m = I_0 e^{-\mu_m m}, \quad (5)$$

где m – поверхностная плотность в $\text{г}/\text{см}^2$. Массовый коэффициент ослабления имеет размерность $[\mu_m] = \text{см}^2/\text{г}$. Его характерной особенностью является независимость от агрегатного состояния вещества.

Определим теперь ослабление, приходящееся на один атом вещества. Если луч сечением 1 см^2 проходит слой с массой dm , то на своем пути в этом слое он встречает dn атомов. Масса каждого атома равна A/N_a , где A – атомный вес, численно равный массе одного грамм-атома, а N_a – число Авогадро. Относительное ослабление интенсивности рентгеновского пучка при прохождении им пути dx пропорционально числу атомов dn , заключенных в этом слое

$$\frac{dI_x}{I_x} = -\mu_a dn = -\frac{\rho N_a}{A} \mu_a dx, \quad (6)$$

где μ_a – коэффициент пропорциональности, называемый *атомным коэффициентом ослабления*. Он имеет размерность площади $[\mu_a] = \text{см}^2$ и представляет собой площадь эффективного сечения атома для поглощения или рассеяния рентгеновских лучей. Это означает, что если на 1 см^2 сечения рентгеновского пучка приходится один фотон в секунду, а на единицу площади слоя вещества приходится один атом, то вероятность поглощения или рассеяния этого фотона в единицу времени будет численно равна μ_a . Атомный коэффициент ослабления связан с линейным и массовым коэффициентами соотношением

$$\mu_a = \frac{A}{\rho N_a} \mu = \frac{A}{N_a} \mu_m, \quad (7)$$

при этом закон ослабления интенсивности (3) можно представить в виде

$$I_n = I_0 e^{-\mu_a n}, \quad (8)$$

где n – число атомов, приходящихся на единицу площади поглощающего слоя.

Считая акты поглощения или рассеяния на отдельных атомах независимыми событиями, можно положить атомный коэффициент ослабления μ_a равным сумме атомных коэффициентов истинного поглощения τ_a и рассеяния σ_a

$$\mu_a = \tau_a + \sigma_a. \quad (9)$$

Аналогичное представление можно получить для линейных и массовых коэффициентов ослабления

$$\mu = \tau + \sigma, \quad (10)$$

$$\mu_m = \tau_m + \sigma_m. \quad (11)$$

Отметим тот факт, что массовый коэффициент рассеяния σ_m практически не зависит ни от рассеивающего вещества, ни от длины волны и интенсивности первичного луча:

$$\sigma_m = \frac{8\pi}{3} r_e^2 Z \frac{N_a}{A} \approx 0,20 \frac{\text{см}^2}{\text{г}}. \quad (12)$$

где $r_e = 2,8 \times 10^{-15}$ м – классический радиус электрона. С другой стороны, массовый коэффициент истинного поглощения τ_m быстро возрастает с увеличением длины волны λ рентгеновского луча и атомного номера Z поглотителя. Поэтому в случае рентгеновских лучей с малой длиной волны λ и легких поглотителей с малым Z рассеяние играет существенную роль в общем ослаблении лучей. Для более длинных волн и более тяжелых элементов при измерении коэффициента истинного поглощения можно пренебречь рассеянием, считая $\mu = \tau$.

3. Истинное поглощение рентгеновских лучей.

Важным процессом поглощения фотона является фотоэлектрический эффект. В этом процессе налетающий фотон передает всю свою энергию связанному внутреннему электрону. Кинетическая энергия вылетающего фотоэлектрона E_e может быть определена из уравнения Эйнштейна для фотоэффекта из электронной оболочки с энергией связи E_B :

$$E_e = h\omega - E_B, \quad (13)$$

Таким образом, энергия фотона затрачивается на ионизацию атома. По истечении некоторого промежутка времени атом возвращается (релаксирует) в свое нормальное состояние путем целого каскада различных переходов, как с излучением, так и без излучения.

Поскольку в процесс истинного поглощения вовлечены электроны внутренних оболочек, не участвующие в химической связи, процессы поглощения излучения отдельными электронами атома можно считать независимыми друг от друга. Тогда *атомный коэффициент истинного поглощения* τ_a можно рассматривать как сумму частичных атомных коэффициентов истинного поглощения τ_q для отдельных уровней атома:

$$\tau_a = \sum_q \tau_q, \quad (14)$$

где τ_q определяется фотоэффектом только одного q -уровня атома.

Для химических соединений вводят понятие молекулярного коэффициента истинного поглощения $\tau_{\text{мол}}$ для молекулы вещества:

$$\tau_{\text{мол}} = \frac{M}{N_a} \tau_m, \quad (15)$$

где τ_m – массовый коэффициент поглощения рассматриваемого вещества, который можно рассчитать, зная коэффициенты поглощения входящих в состав его молекул элементов. Действительно, поглощение рентгеновских лучей происходит главным образом на внутренних электронах атома, которые

не участвуют в химических связях, и их состояние поэтому не зависит от того, входит данный атом в химическое соединение или нет. Тогда поглощение рентгеновских лучей с атомами различных элементов можно считать независимыми событиями, и полная вероятность взаимодействия определяется перемножением вероятностей соответствующих процессов с атомами различного сорта:

$$\frac{I}{I_0} = \prod_i \exp(-\tau_{ai} n_i).$$

где n_i – число атомов i -го сорта, приходящихся на единицу площади поглощающего слоя, τ_{ai} – атомный коэффициент поглощения для атомов i -го сорта. Если N_i – число атомов данного сорта i , входящих в состав молекулы с молекулярным весом M , то:

$$n_i = N_i \frac{N_a}{M} m,$$

где m – поверхностная плотность поглощающего вещества. Тогда с учетом (7) получим:

$$\begin{aligned} \prod_i \exp(-\tau_{ai} n_i) &= \prod_i \exp\left(-\frac{A_i}{N_a} \tau_{mi} N_i \frac{N_a}{M} m\right) = \\ &= \exp\left(-m \sum_i \tau_{mi} C_i\right) = \exp(-\tau_m m) \end{aligned} \quad (16)$$

где τ_{mi} – массовые коэффициенты поглощения атомов с атомным весом A_i , входящих в состав молекулы, C_i – их весовые доли в молекуле:

$$C_i = \frac{N_i A_i}{M}. \quad (17)$$

Соотношение (16) приводит к правилу аддитивности для массовых коэффициентов поглощения:

$$\tau_m = \sum_i (\tau_m)_i C_i. \quad (18)$$

Эта формула удобна для расчета массовых коэффициентов поглощения газовых смесей, сплавов, растворов и т.д.

Экспериментальные исследования показали, что атомный коэффициент поглощения τ_a всеми уровнями атома зависит от длины волны λ рентгеновского излучения и от атомного номера Z поглощающего элемента. Установим вид этой зависимости, рассматривая в классическом приближении поглощение рентгеновских лучей электроном q -ой оболочки атома. Сила, удерживающая этот электрон в атоме, равна:

$$F(x) = 4\pi^2 m \nu_q^2 x, \quad (19)$$

где ν_q – частота собственных колебаний поглощающего электрона. Под действием электрического поля рентгеновских лучей с длиной волны λ и периодом T :

$$E = E_0 \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right) = E_0 \sin\left(\frac{2\pi c}{\lambda}t\right) \quad (20)$$

электрон получает ускорение:

$$\ddot{x} = -\frac{eE}{m}. \quad (21)$$

Найдем путь электрона за период T , первую половину которого он движется со средним ускорением (21), а вторую половину – с тем же средним замедлением:

$$x_T = 2 \frac{1}{2} \ddot{x} \left(\frac{T}{2}\right)^2 = -\frac{e\lambda^2}{4mc^2} \bar{E}. \quad (22)$$

Вычислим работу силы $F(x)$ (19) за полный период T , которая равна с обратным знаком энергии W_T , поглощенной электроном:

$$W_T = -\int_0^{x_T} F(x) dx = -\frac{\pi^2 e^2 \lambda^4}{8mc\lambda_q^2} (\bar{E})^2, \quad (23)$$

где $\lambda_q = c / \nu_q$ – длина волны q -кря поглощения.

Принимая во внимание, что интенсивность рентгеновских лучей равна энергии рентгеновских лучей, проходящих через 1 см^2 перпендикулярного лучу сечения за 1 сек:

$$I = \frac{c}{4\pi} \overline{E^2}, \quad (24)$$

найдем электронный коэффициент поглощения τ_e как отношение поглощенной в единицу времени энергии к интенсивности I :

$$\tau_e = \frac{\pi^3 e^2 \lambda^3}{2mc^2 \lambda_q^2} \frac{(\overline{E})^2}{E^2}. \quad (25)$$

Подставляя в (25) усредненные по половине периода значения:

$$\overline{E} = \frac{2}{\pi} E_0, \quad \overline{E^2} = \frac{E_0^2}{2}, \quad (26)$$

получим:

$$\tau_e = \frac{4\pi e^2 \lambda^3}{mc^2 \lambda_q^2}. \quad (27)$$

Если на q -уровне имеется z_q электронов, то частичный коэффициент поглощения τ_q равен:

$$\tau_q = z_q \tau_e = \frac{4\pi e^2}{mc^2} \lambda^3 \frac{z_q}{\lambda_q^2}. \quad (28)$$

Тогда полный атомный коэффициент поглощения будет равен:

$$\tau_a = \frac{4\pi e^2 \lambda^3}{mc^2} \sum_{q=1}^Z \frac{z_q}{\lambda_q^2}, \quad (29)$$

где z_q – число электронов на q -уровне.

Найдем вклад в τ_a , обусловленный электронами К-оболочки. В этом случае:

$$z_K = 2, \quad \lambda_K = \frac{c}{\nu_K} = \frac{hc}{E_K} = \frac{1}{RZ^2}, \quad (30)$$

где энергия связи E_K электронов на К-оболочке определена по формуле Бора для водородоподобных атомов ($n = 1$):

$$E_n = Rhc \frac{Z^2}{n^2}, \quad (31)$$

где R – постоянная Ридберга, n – главное квантовое число.

Окончательное выражение для парциального коэффициента поглощения на К-оболочке приобретает вид:

$$\tau_{\text{к}} = \frac{8\pi e^2 R^2}{mc^2} \lambda^3 Z^4. \quad (32)$$

Как видно из (32), классическая теория поглощения предсказывает степенной характер зависимости коэффициентов поглощения от длины волны и атомного номера с показателями степени, равными 3 и 4, соответственно. Квантовая теория поглощения показывает, что только полный атомный коэффициент истинного поглощения τ_a всеми уровнями атома довольно хорошо удовлетворяет закону $Z^4 \lambda^3$. Частичные атомные коэффициенты поглощения τ_q не следуют этому закону, а выражаются более сложной зависимостью от Z и λ .

Если энергия излучения больше или равна энергии, необходимой для удаления электрона с данного уровня атома, то происходит поглощение, вызванное этим процессом. Если же энергия излучения меньше, то поглощение происходит только за счет электронов на более внешних оболочках. При определенных значениях длин волн происходит резкое изменение величины коэффициента поглощения, и в спектрах поглощения будут наблюдаться резкие скачки. В интервалах между скачками коэффициент поглощения увеличивается с увеличением длины волны по степенному закону

$$\tau_q = k_1 \lambda^\alpha. \quad (33)$$

Длины волн, соответствующие скачкам в изменении коэффициента поглощения, называются *краями спектров поглощения*. Различают К-, L-, М- и т.д. края спектров поглощения. Качественный вид спектра поглощения рентгеновских лучей показан на рис. 3.

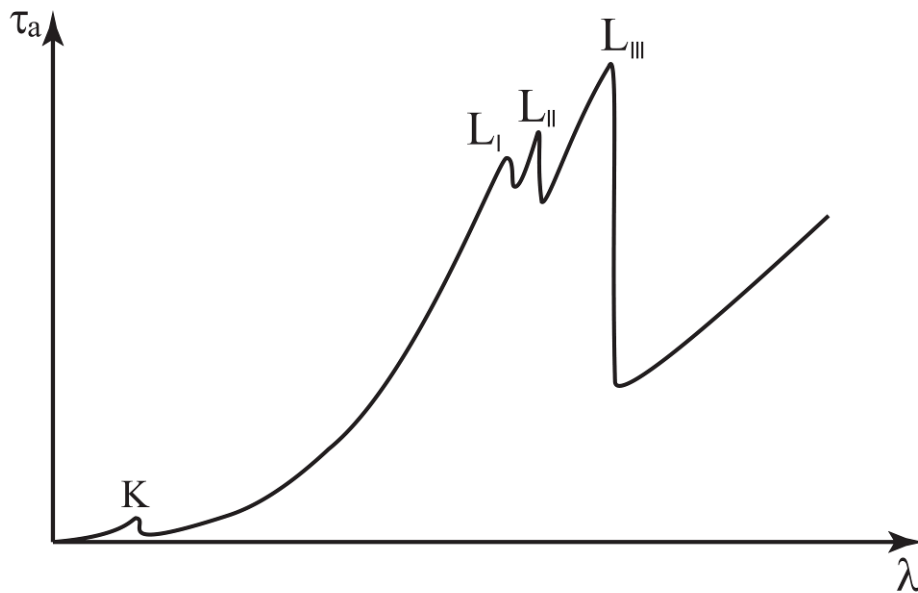


Рис. 3. Зависимость атомного коэффициента поглощения τ_a от длины волны λ рентгеновского излучения. К, L_I, L_{II}, L_{III}, – края поглощения К- и L-оболочек, соответственно.

Энергия связи электронов в атоме растет по мере увеличения его порядкового номера Z . Будем варьировать химические элементы поглотителя, на который падает монохроматическое рентгеновское излучение, увеличивая атомный номер Z . При некотором Z энергия связи электронов на К-оболочке станет больше энергии рентгеновского кванта и К-электроны такого атома не будут больше участвовать в процессе поглощения. Как следствие, коэффициент поглощения на атомах с данным Z резко уменьшится. При дальнейшем увеличении Z найдется такой элемент, для которого энергия связи электронов на L-оболочке превысит энергию рентгеновского кванта, и произойдет очередное уменьшение коэффициента поглощения. Таким образом, в зависимости коэффициента поглощения от Z будут также наблюдаться скачки, аналогичные скачкам поглощения в спектре поглощения. В промежутках между скачками эта зависимость выражается степенной функцией

$$\tau_a = k_2 Z^\beta. \quad (34)$$

Качественный вид зависимости коэффициента поглощения рентгеновских лучей от порядкового номера элемента поглотителя показан на рис. 4.

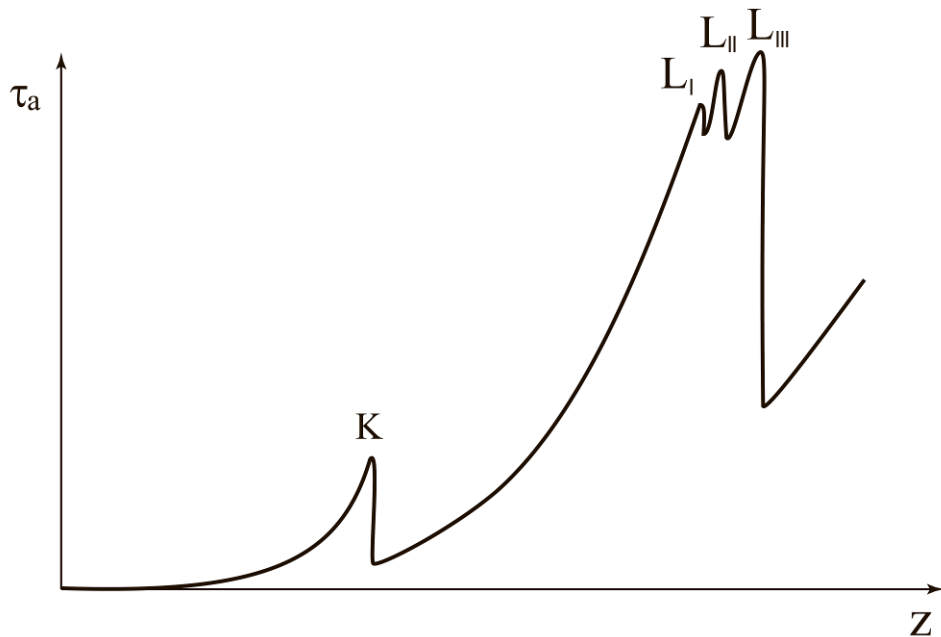


Рис. 4. Зависимость атомного коэффициента поглощения τ_a от порядкового номера Z элемента поглотителя. К, L_I , L_{II} , L_{III} – скачки, обусловленные выключением из процесса поглощения К- и L-оболочек атомов с соответствующим Z .

Для атомов с $Z \gg 1$ энергия связи К-электронов с хорошей точностью определяется по формуле Бора для водородоподобных атомов (31), так как для тяжелых элементов влияние экранировки кулоновского поля атомного ядра другими электронами с внешних оболочек будет незначительным. Тогда атомный номер элемента, отвечающего К-скачку ($n=1$), можно оценить по формуле

$$Z_K = \sqrt{\frac{hc}{\lambda} \cdot \frac{1}{hcR}} \approx 30 \left(\lambda \left[\overset{\circ}{\text{A}} \right] \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (35)$$

4. Монохроматизация рентгеновского излучения.

До сих пор мы рассматривали поглощение рентгеновских лучей одной определенной длины волны, т.е. монохроматических лучей. Известно, что рентгеновская трубка генерирует немонахроматическое излучение, спектр которого включает тормозное и характеристическое рентгеновское излучение. Тормозное излучение вызвано замедлением быстрых электронов в кулоновском поле атомного ядра и имеет в соответствии с законами электродинамики непрерывный спектр, ограниченный со стороны малых длин волн. Характеристическое излучение связано с электронными переходами во внутренних оболочках атомов, обусловленных ионизацией атомов быстрыми электронами, и имеет линейчатый спектр. В соответствии с квантово-механическими правилами отбора, наиболее интенсивными характеристическими линиями являются K_{α_1} , K_{α_2} и K_{β} . Так как длины волн линий в K_{α} -дублете различаются на доли процента, то в большинстве случаев он не разрешается и его можно считать одной линией K_{α} . Типичный спектр рентгеновского излучения, генерируемого рентгеновской трубкой с напряжением на аноде, достаточным для возбуждения характеристических линий, показан на рис. 5.

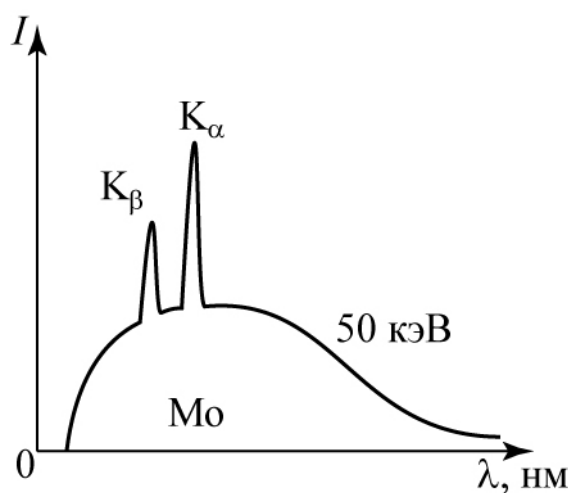


Рис. 5. Рентгеновский спектр, генерируемый рентгеновской трубкой с молибденовым анодом при напряжении на аноде $U = 50 \text{ кВ}$.

Монохроматизация излучения, испускаемого рентгеновской трубкой, достигается либо использованием кристалла-монокроматора, настроенного на отражение определенной длины волны λ в спектре испускания рентгеновской трубки, либо при помощи фильтра, подобранного для данного материала анода рентгеновской трубки.

4.1. Метод кристаллов.

Схема установки для монохроматизации рентгеновских лучей при помощи кристалла показана на рис. 6. Излучение рентгеновской трубки проходит через коллиматор и в виде узкого пучка направляется на монокристалл. Специальное гониометрическое устройство позволяет поворачивать кристалл на заданный угол θ относительно оси пучка, обеспечивая одновременный поворот счетчика рентгеновских квантов на двойной угол 2θ .

В соответствии с законом Вульфа-Бреггов длина волны рентгеновского излучения, отраженного от кристалла под зеркальным скользящим углом падения θ , в n -ом порядке дифракции определяется выражением:

$$n\lambda = 2d \cdot \sin\theta, \quad (36)$$

где d – межплоскостное расстояние кристаллической решетки.

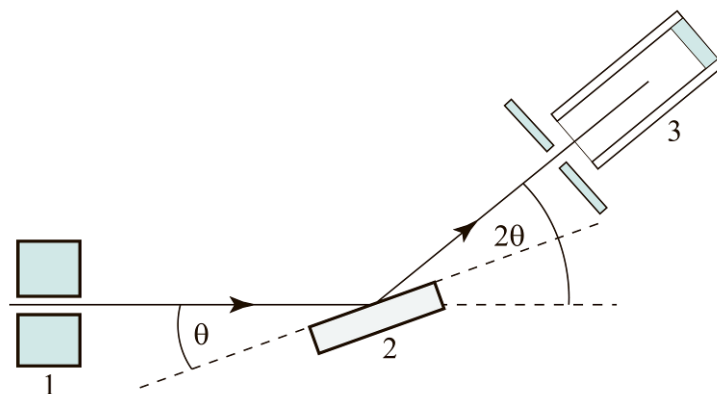


Рис. 6. Дифракция рентгеновских лучей на монокристалле. 1 – коллиматор, 2 – монокристалл, 3 – счетчик Гейгера-Мюллера.

Из уравнения Вульфа-Бреггов (36) видно, что в спектре рентгеновского излучения, отраженного от кристалла, могут присутствовать пики,

соответствующие различным порядкам дифракции. Для исключения появления в спектре отражений высших порядков, отвечающих более коротким длинам волн $\lambda/2$, $\lambda/3$ и т.д., выбирают такое напряжение на трубке U , при котором коротковолновая граница тормозного спектра $\lambda_0 > \lambda/2$:

$$eU_{\max} \leq \frac{2hc}{\lambda}. \quad (37)$$

4.2. Метод фильтров.

Наличие краев полос поглощения в спектрах поглощения различных веществ может быть использовано для ослабления K_β -линии. Для этого на пути пучка излучения К-серии ставится тонкая пластинка из материала с краем поглощения, лежащим между K_α - и K_β -линиями используемого излучения (рис. 7а). Обычно в качестве фильтра используют элемент с порядковым номером, на единицу меньше порядкового номера элемента анода. Однако для излучения Мо в качестве фильтра может быть использован не только ниобий, но и цирконий. На рис. 7б показано, как меняется спектр рентгеновской трубки с молибденовым анодом после прохождения через циркониевый фильтр.

Фильтр может быть сделан или из металлической фольги, или из порошка металла, нанесенного на кальку.

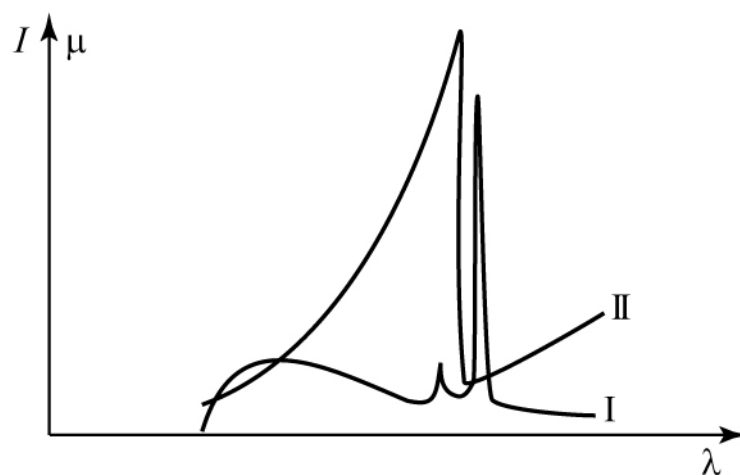


Рис. 7а. Спектр испускания рентгеновской трубки (I) и спектр поглощения(II) для соответствующего селективного фильтра.

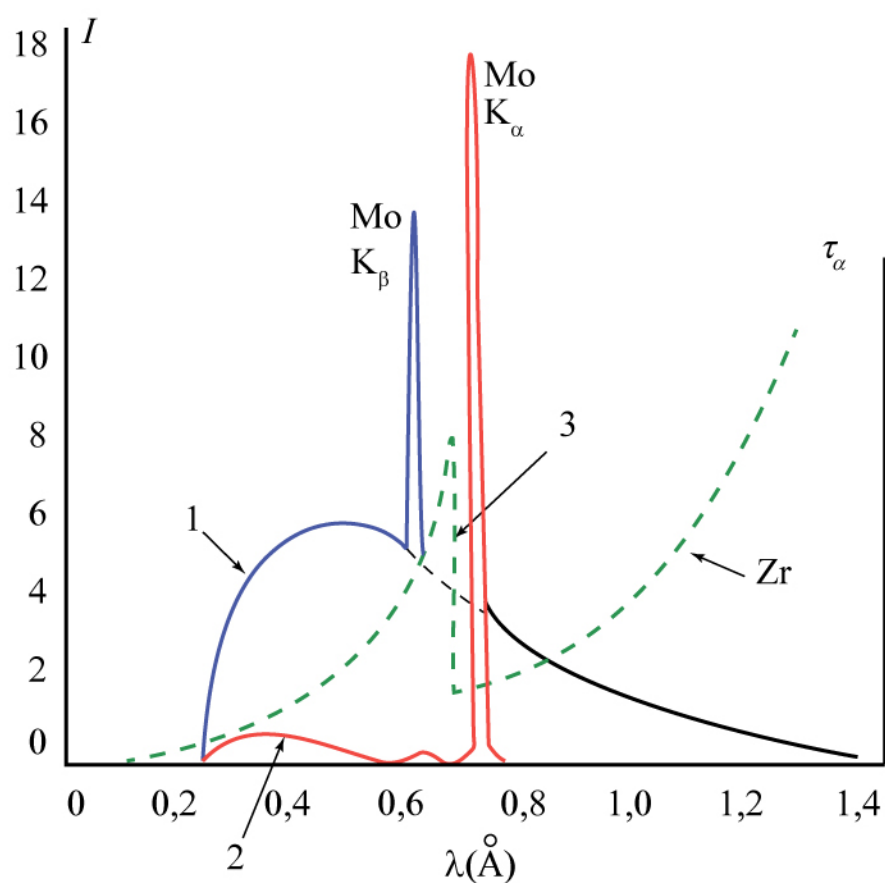


Рис. 7б. Спектр испускания рентгеновской трубки до (1) и после (2) прохождения рентгеновского излучения через Zr. Спектр поглощения Zr показан пунктирной линией: 3 – край спектра поглощения.

5. Содержание работы.

Лабораторная работа включает три этапа:

1. изучение ослабления рентгеновских лучей в зависимости от материала и толщины поглотителя;
2. изучение коэффициента истинного поглощения рентгеновских лучей в зависимости от длины волны излучения;
3. изучение коэффициента истинного поглощения рентгеновских лучей в зависимости от атомного номера элемента поглотителя.

Работа выполняется на базе рентгеновского аппарата с программным обеспечением производства фирмы LD Didactic. Общий вид установки показан на рис. 8.

Перед началом работы установите рентгеновскую трубку с анодом из Mo в камере d (см. рис. 8), включите прибор и компьютер и запустите программное обеспечение нажатием на иконку программы на рабочем столе.

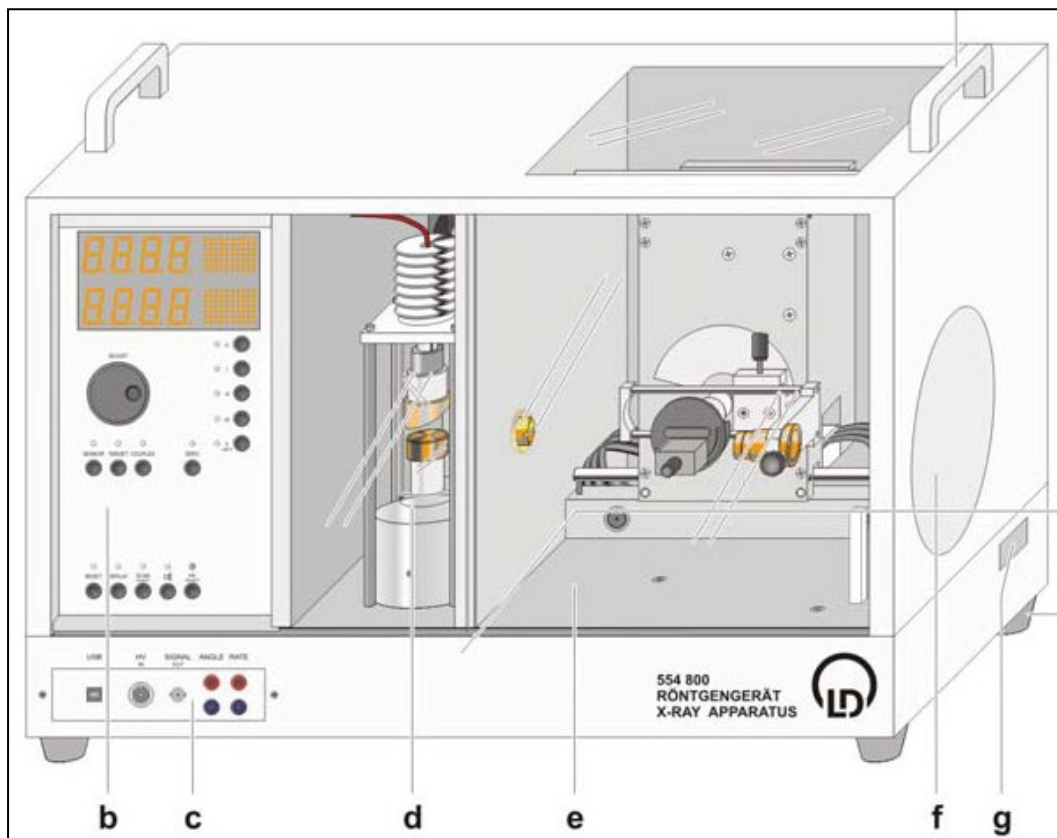


Рис. 8. Рентгеновская установка: b – панель управления, c – коммутационная панель, d – камера с рентгеновской трубкой, e – экспериментальная камера с гониометром.

5.1. Экспериментальное изучение закона ослабления рентгеновских лучей.

5.1.1. Ослабление рентгеновских лучей в зависимости от толщины поглотителя.

а) Измерение без фильтра

Установите на площадку гониометра дугообразную кассету №1 с набором алюминиевых поглотителей с толщинами 0,5; 1,0; 1,5; 2,0; 2,5 и 3,0 мм (см. рис. 9). Заметим, что первый сегмент кассеты не содержит поглотителя и предназначен для измерений в прямом пучке.

Войдите в режим настроек (Settings) и установите следующие параметры:

- напряжение на трубке $U = 21 \text{ kV}$,
- эмиссионный ток $I = 0,1 \text{ mA}$,
- минимальное значение угла $\beta_{\min} = 0^\circ$,
- максимальное значение угла $\beta_{\max} = 60^\circ$,
- шаг по углу $\Delta\beta = 10^\circ$,
- время измерения $\Delta t = 60 \text{ s}$.

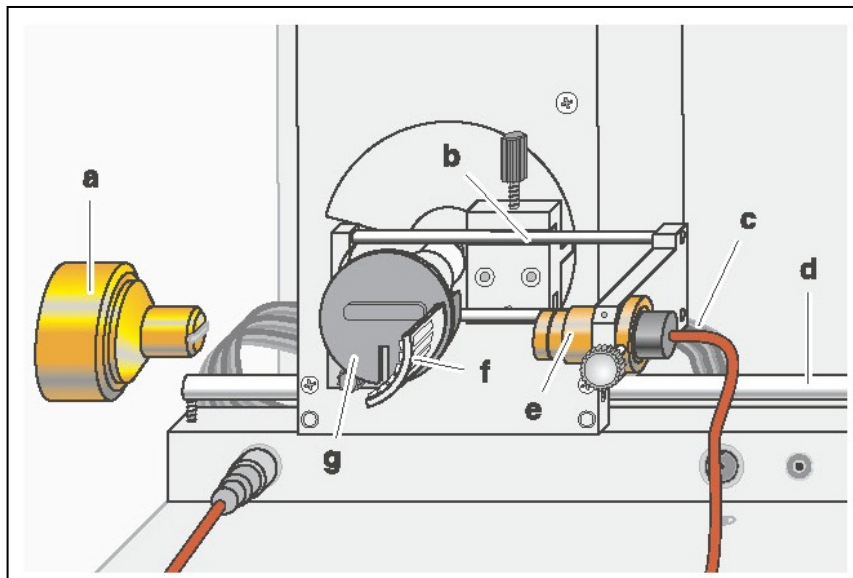


Рис. 9. Экспериментальная камера рентгеновской установки: а – коллиматор, г – гониометр, f – кассета с набором поглотителей, е – счетчик Гейгера-Мюллера.

Выберите режим гониометра Target (Мишень).

Проведите измерение, нажав на кнопку Scan (Сканирование).

Сохраните полученные результаты в файле.

б) Измерение с циркониевым фильтром

Установите на коллиматор циркониевый фильтр.

Войдите в режим настроек (Settings) и установите следующие параметры:

- напряжение на трубке $U = 21 \text{ kV}$,
- эмиссионный ток $I = 0,3 \text{ mA}$,
- минимальное значение угла $\beta_{\min} = 0^\circ$,
- максимальное значение угла $\beta_{\max} = 60^\circ$,
- шаг по углу $\Delta\beta = 10^\circ$,
- время измерения $\Delta t = 120 \text{ s}$.

Выберите режим гониометра Target (Мишень).

Проведите измерение, нажав на кнопку Scan (Сканирование).

Сохраните полученные результаты в файле.

5.1.2. Ослабление рентгеновских лучей в зависимости от вещества поглотителя.

а) Измерение без фильтра

Снимите циркониевый фильтр с коллиматора.

Установите на площадку гониометра дугообразную кассету №2 с набором из 6-ти поглотителей C, Al, Fe, Cu, Zr и Ag с толщиной $d = 0,5 \text{ мм}$ каждый (см. рис. 9). Заметим, что первый сегмент кассеты не содержит поглотителя и предназначен для измерений в прямом пучке.

Войдите в режим настроек (Settings) и установите следующие параметры:

- напряжение на трубке $U = 32 \text{ kV}$,
- эмиссионный ток $I = 0,02 \text{ mA}$,

- минимальное значение угла $\beta_{\min} = 0^\circ$,
- максимальное значение угла $\beta_{\max} = 20^\circ$,
- шаг по углу $\Delta\beta = 10^\circ$,
- время измерения $\Delta t = 30$ s.

Выберите режим гониометра Target (Мишень).

Проведите измерение, нажав на кнопку Scan (Сканирование).

Сохраните полученные результаты в файле.

Войдите в режим настроек (Settings) и установите следующие параметры:

- напряжение на трубке $U = 32$ kV,
- эмиссионный ток $I = 1,0$ mA,
- минимальное значение угла $\beta_{\min} = 30^\circ$,
- максимальное значение угла $\beta_{\max} = 60^\circ$,
- шаг по углу $\Delta\beta = 10^\circ$,
- время измерения $\Delta t = 300$ s.

Выберите режим гониометра Target (Мишень).

Проведите измерение, нажав на кнопку Scan (Сканирование).

Сохраните полученные результаты в файле.

б) Измерение с циркониевым фильтром

Установите на коллиматор циркониевый фильтр.

Повторите измерения, описанные в пункте 5.1.2а.

5.2. Изучение коэффициента истинного поглощения рентгеновских лучей в зависимости от длины волны излучения.

Для выполнения измерений на этом этапе работы переведите установку в режим брэгговской дифракции рентгеновских лучей (см. рис. 10). Для этого установите на площадке гониометра монокристалл NaCl, как показано на рис. 10, и проведите автоматическую калибровку прибора:

Войдите в режим настроек (Settings) и нажмите на кнопку Crystal calibration.

Выберите кристалл (NaCl) и анод рентгеновской трубки (Mo) и нажмите на кнопку Start search.

После окончания калибровки нажмите на кнопку Adopt.

В ходе калибровки прибор найдет начальное положение держателя кристалла и счетчика, правильная установка которого необходима для корректного сканирования по углам.

Перед началом измерений войдите в режим настроек (Settings) и установите следующие параметры:

- напряжение на трубке $U = 30 \text{ kV}$,
- эмиссионный ток $I = 1,0 \text{ mA}$,
- минимальное значение угла $\beta_{\min} = 4,2^\circ$,
- максимальное значение угла $\beta_{\max} = 8,3^\circ$,
- шаг по углу $\Delta\beta = 0,1^\circ$,
- время измерения $\Delta t = 5 \text{ s}$.

Выберите режим гониометра Coupled.

Проведите измерение, нажав на кнопку Scan (Сканирование).

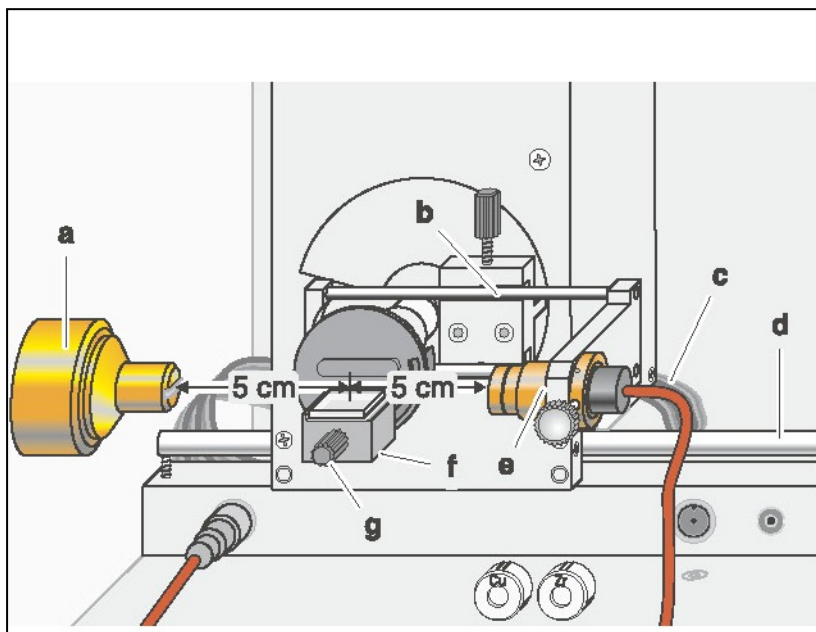


Рис. 10. Экспериментальная камера рентгеновской установки с монокристаллом NaCl.

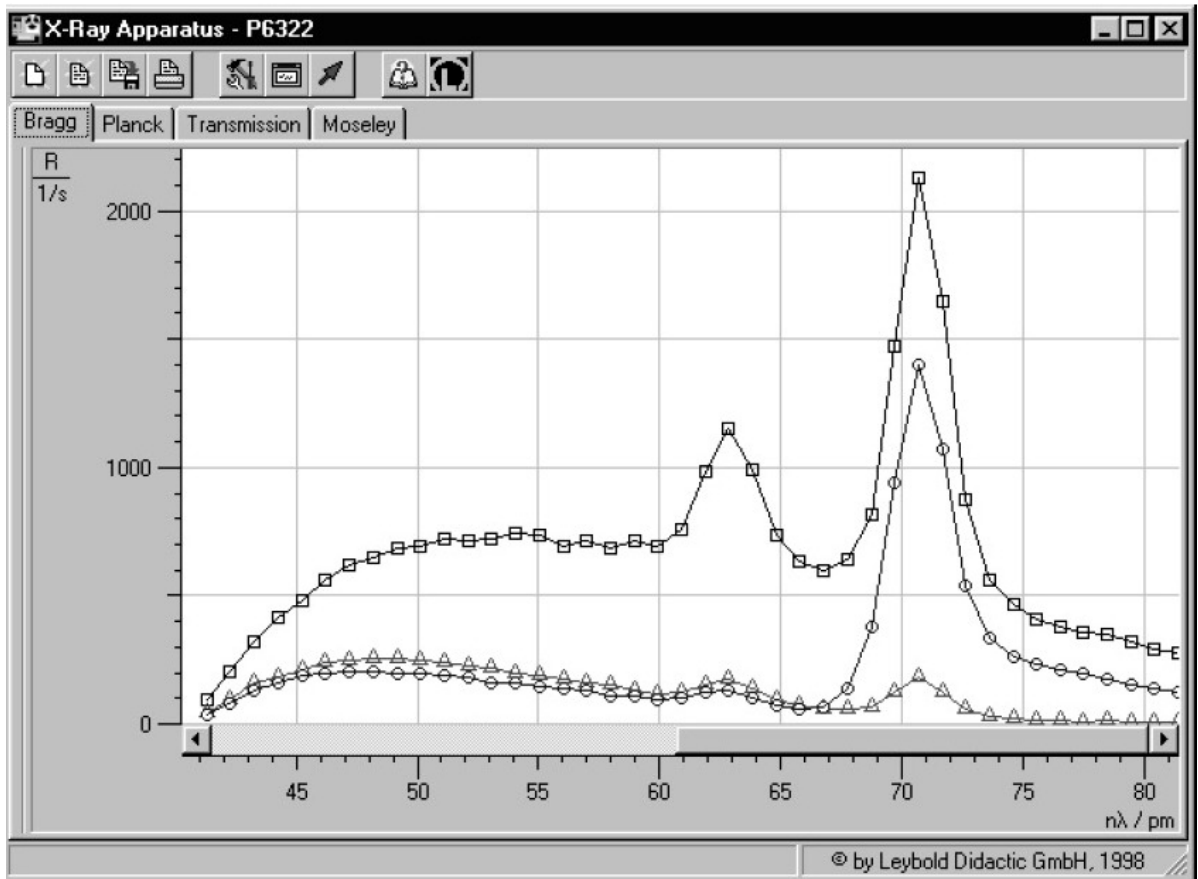


Рис. 11. Спектр испускания рентгеновской трубки с молибденовым анодом в условиях Брэгговской дифракции: □ – в прямом пучке, Δ – с аттенюатором из медной фольги, ○ – с аттенюатором из циркониевой фольги.

Выбор параметров продиктован тем обстоятельством, что при $U = 30 \text{ kV}$ коротковолновая граница тормозного спектра составляет $\lambda_{\min} = 41,3 \text{ пм}$, что соответствует дифракционному углу $\beta = 4,19^\circ$ в первом порядке дифракции и $\beta = 8,42^\circ$ – во втором порядке.

После того, как первое измерение на прямом пучке будет завершено, сохраните результаты в файл и проведите еще два измерения, надев на коллиматор насадки с медной (Cu Absorber) и циркониевой (Zn Filter) фольгой и увеличив время измерения для каждого угла до $\Delta t = 10 \text{ s}$.

После завершения измерений можно посмотреть зарегистрированные спектры на мониторе компьютера. Для этого нужно войти в диалоговое окно Settings, выбрать режим Crystal и нажать на кнопку Enter NaCl (см. рис. 11).

5.3. Изучение коэффициента истинного поглощения рентгеновских лучей в зависимости от атомного номера поглотителя.

Для выполнения измерений на этом этапе работы сохраните брегговскую конфигурацию установки (см. рис. 10) с монокристаллом NaCl и проведите автоматическую калибровку прибора, следуя инструкциям в разделе 5.2.

Перед началом измерений войдите в режим настроек (Settings) и установите следующие параметры:

- напряжение на трубке $U = 35 \text{ kV}$,
- эмиссионный ток $I = 0,6 \text{ mA}$,
- минимальное значение угла $\beta_{\min} = 4,1^\circ$,
- максимальное значение угла $\beta_{\max} = 4,2^\circ$,
- шаг по углу $\Delta\beta = 0,1^\circ$,
- время измерения $\Delta t = 20 \text{ s}$.

Выберите режим гониометра Coupled и установите угол мишени $\beta = 4,1^\circ$.

Проведите измерение, нажав на кнопку Scan (Сканирование).

То есть во всех последующих измерениях будет всего две точки. Из них нужна только первая. Поэтому, как только закончится измерение первой точки, измерение нужно будет прерывать. Это чисто техническая особенность программы (не позволяет осуществить измерение только в одной точке).

Выбор таких параметров продиктован тем обстоятельством, что при $U = 35 \text{ kV}$ коротковолновая граница тормозного спектра составляет $\lambda_{\min} = 35,4 \text{ пм}$, что соответствует дифракционному углу $\beta = 3,60^\circ$ в первом порядке дифракции.

Выбранный угол мишени $\beta = 4,1^\circ$ соответствует длине волны $\lambda = 40,3$ пм. Это значение выше λ_{\min} , но ниже К-краев поглощения λ_K для всех поглотителей от Al до Ag, используемых в этой работе.

После того, как первое измерение на прямом пучке будет завершено, сохраните результаты в файл и проведите еще пять измерений, увеличив время измерения для каждого угла до $\Delta t = 100$ s и надевая на коллиматор насадки с поглотителями из Al, Fe, Cu, Zr и Ag. Параметры фольг поглотителей приведены в табл. 1.

Таблица.1.

Параметры фольг поглотителей

Элемент	Z	ρ , г/см ³	A, г/моль	d, см
Al	13	2,70	26,98	0,050
Fe	26	7,86	55,85	0,050
Cu	29	8,92	63,55	0,007
Zr	40	6,49	91,22	0,005
Ag	47	10,50	107,87	0,005

6. Обработка результатов и содержание отчета.

По результатам измерений, описанных в пункте 5.1:

Построить в логарифмическом масштабе графики зависимости коэффициента пропускания алюминиевого поглотителя $T = I / I_0$ от его толщины d , измеренного без фильтра и с использованием циркониевого фильтра; объяснить причину различия построенных графиков.

На основе зависимости $\ln T = f(d)$, полученной с использованием циркониевого фильтра, оценить массовый коэффициент ослабления для алюминия и определить относительные вклады в ослабление рентгеновского пучка процессов поглощения и рассеяния.

Предполагая, что интенсивность прошедшего через поглотитель рентгеновского излучения пропорциональна эмиссионному току I , рассчитать линейный коэффициент ослабления для использованного в измерениях набора поглотителей с толщиной $d = 0,05$ см.

Построить в логарифмическом масштабе графики зависимости линейного коэффициента ослабления μ от атомного номера Z поглотителя, измеренной без фильтра и с использованием циркониевого фильтра.

Объяснить поведение полученных зависимостей и их различие.

Рассчитать положение К-скачка на графике Z -зависимости линейного коэффициента ослабления для K_α -излучения рентгеновской трубки с молибденовым анодом.

По результатам измерений, описанных в пункте 5.2:

Построить дифракционный спектр испускания рентгеновской трубки с молибденовым анодом, полученный в прямом пучке, а также спектры, полученные с использованием аттенюатора из медной и циркониевой фольги.

На основе построенных спектров рассчитать зависимость массового коэффициента поглощения Cu и Zr от длины волны рентгеновского излучения и построить в логарифмическом масштабе графики этих зависимостей.

Аппроксимируя соответствующие участки графиков $\tau/\rho=f(\lambda)$ линейной функцией

$$\ln \frac{\tau}{\rho} = \alpha \ln \lambda + \ln k_1, \quad (38)$$

найти методом наименьших квадратов параметры степенного закона, описывающего поведение массового коэффициента поглощения от длины волны в промежутках между скачками.

По результатам измерений, описанных в пункте 5.3:

Рассчитать зависимость массового коэффициента поглощения от атомного номера поглотителя и построить в логарифмическом масштабе ее график.

Аппроксимируя построенный график $\tau/\rho=f(Z)$ линейной функцией

$$\ln \frac{\tau}{\rho} = \beta \ln Z + \ln k_2, \quad (39)$$

найти методом наименьших квадратов параметры степенного закона, описывающего поведение массового коэффициента поглощения в зависимости от Z вдали от краев поглощения.

7. Контрольные вопросы.

- 1) Что такое истинное поглощение рентгеновских лучей?
- 2) В чем физический смысл линейного, массового и атомного коэффициентов поглощения?
- 3) Поглощают ли атомы вещества рентгеновское излучение независимо, или процессы поглощения скоррелированы?
- 4) Что такое скачок поглощения?
- 5) Как зависит коэффициент поглощения от атомного номера поглотителя и от длины волны излучения?
- 6) Для чего проводить монохроматизацию излучения рентгеновской трубки и какие существуют способы для этого?