

КОНВЕРСИЯ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ЭУФ-ИЗЛУЧЕНИЕ K_{α} -ЛИНИИ Be В «ПРОСТРЕЛЬНОЙ» ГЕОМЕТРИИ

А. Я. Лопатин^а, Д. Е. Парьев^а, А. Е. Пестов^{а*}, Н. Н. Салащенко^а, Н. И. Чхало^а,
Г. Д. Дёмин^б, Н. А. Дюжнев^б, М. А. Махиборода^б, А. А. Кочетков^с

^а Институт физики микроструктур Российской академии наук
603950, Нижний Новгород, Россия

^б Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
124498, Зеленоград, Москва, Россия

^с Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского
603950, Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 30 марта 2018 г.

Приводятся описание модели и результаты теоретических расчетов взаимодействия ускоренных электронов с атомами тонкопленочной «прострельной» мишени из бериллия. В основу алгоритма положено моделирование методом Монте-Карло движения электрона в толще мишени с потерей энергии на упругое и неупругое взаимодействие. По результатам расчета вычисляется коэффициент конверсии энергии электронов в энергию излучения характеристической K_{α} -линии Be ($\lambda = 11.4$ нм), а также строится спектр излучения. Максимальное значение коэффициента конверсии в телесный угол 4π $SE = 3.0 \cdot 10^{-4}$ достигается при энергии электронов $E_e = 2.0$ кэВ и толщине свободно висящей пленки бериллия 40 нм. Экспериментально изучены пленки толщиной 200 нм и 400 нм. Максимальное значение коэффициента конверсии в телесный угол 4π для пленки толщиной 200 нм и энергии электронов $E_e = 2.75$ кэВ составило $SE_{exp} = 9.2 \cdot 10^{-5}$ при расчетном значении $SE_{calc} = 2.5 \cdot 10^{-4}$. Дается объяснение наблюдаемого расхождения между результатами теории и эксперимента.

DOI: 10.1134/S0044451018120015

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] предложена новая схема проекционного литографа для экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) и мягкого рентгеновского излучения, которая позволяет существенно упростить и на порядок уменьшить стоимость литографического процесса и самого литографа. От классического проекционного литографа эта схема отличается тем, что в ней функции маски и источника ЭУФ-излучения совмещены в одном элементе — матрице микрофокусных рентгеновских трубок. В основе идеи лежит использование развитой уже к настоящему времени технологии автоэмиссионных кремниевых нанокатодов — триодов с достаточно высокой (до 1 А/см^2) средней плотностью тока [2]. Управляя каждым отдельным катодом, можно с высокой частотой контролировать ток электронного микропучка. И ес-

ли в непосредственной близости установить тонкую пленку и подать соответствующую разность потенциалов, то при поглощении в пленке электронного пучка будет генерироваться рентгеновское излучение. То есть мы будем иметь матричный, с малым размером пикселя источник рентгеновского излучения. Контролируя состояние отдельных пикселей, можно в режиме реального времени формировать топологию источника, получив таким образом аналог традиционной маски для проекционной литографии, но маски динамической — с изменяемой топологией. Объектив переносит уменьшенное изображение источника на полупроводниковую пластину с фоторезистом, перемещения которой при экспонировании синхронизованы с переключением пикселей на матрице микрофокусных трубок.

Важным параметром литографического процесса является скорость экспонирования, которая прямо пропорциональна мощности P_X рентгеновского излучения, приходящего на пластину с фоторезистом, последнюю можно представить в виде

* E-mail: aepestov@ipm.sci-nnov.ru

$$P_X = P_e CE \frac{\Omega_{in}}{4\pi} R_m^2, \quad (1)$$

где CE — эффективность преобразования (коэффициент конверсии) мощности электронов (P_e) в мощность рентгеновской линии, излученной в 4π стерадиан; Ω_{in} — телесный угол, в котором излучение из источника попадает в объектив (полезное излучение источника); R_m — коэффициент отражения зеркал проекционного двухзеркального объектива, рассмотренного в работе [1].

В соответствии с [3] наиболее перспективной для этой задачи выглядит K_α -линия бериллия (длина волны 11.4 нм). В этом диапазоне экспериментально получены многослойные рентгеновские Mo/Be-зеркала с коэффициентами отражения до $R_m = 0.7$ [4]. Если подставить в формулу (1) параметры объектива и чипа микрофокусных трубок из работы [1], а также принять в качестве оценки коэффициента конверсии энергии электронов в излучение K_α -линии Be вероятность радиационного распада возбуждения атома, взятую из [5], то для характерной чувствительности фоторезистов в этом диапазоне 10 мДж/см^2 ожидаемая производительность литографического процесса составит $1.10 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$, или около 0.5 пластины диаметром 100 мм в час. Необходимо отметить, что эта скорость засветки обеспечивается при формировании наноструктур с минимальным топологическим размером $hp = 20 \text{ нм}$ (half-pitch), она примерно на три порядка превосходит производительность однолучевого электронного литографа и вполне достаточна для мелко- и даже среднесерийного производства микросхем.

Коэффициент CE определяется эффективностью ионизации интересующей нас электронной оболочки и вероятностью радиационного распада возбужденного состояния иона, при заполнении образовавшейся дырки электроном с верхней оболочки, и значение которого не известно. Целями данной работы являются оценка эффективности излучения рентгеновской трубки с бериллиевой мишенью в «прострельной» геометрии и определение коэффициента конверсии энергии электронов в энергию характеристической K_α -линии Be. Приводятся результаты Монте-Карло моделирования и экспериментальные измерения излучения тонкопленочной Be-мишени.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Генерация излучения рентгеновской трубкой — вероятностный процесс и для его описания необ-

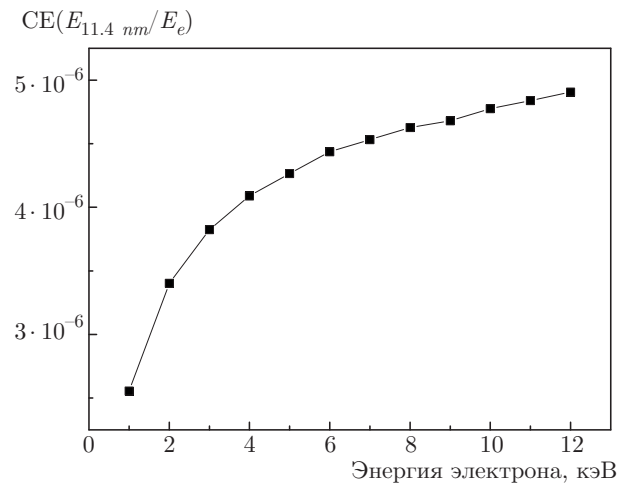


Рис. 1. Зависимость коэффициента конверсии энергии электронов в энергию характеристической K_α -линии Be от энергии налетающих электронов, полученная с помощью программы WinXray [9]

ходимо моделирование взаимодействия электрона с атомом мишени по методу Монте-Карло. В настоящее время в Интернете доступно большое число программных пакетов [6–8], рассчитывающих интенсивности линий флуоресценции, глубины проникновения электронов, глубины поглощения. Однако все эти программы либо не имеют данных по линиям легких элементов, в том числе K_α Be, либо проводят расчеты на основе полумпирических сечений взаимодействия, достоверность которых подтверждена только для зарядов ядра $Z > 6$. Более того, расчет проводится для геометрии «на отражение», т. е. рассматривается выход излучения в то же полупространство, из которого происходит падение электронов.

На рис. 1 (для демонстрации) приведены результаты расчета коэффициента конверсии энергии электронов в энергию характеристической K_α -линии Be, полученные с помощью программы WinXray (программа использует сечения ионизации, взятые из работы [9]). Абсолютный коэффициент конверсии определяется как отношение энергии, излученной спектральной K_α -линией Be в телесный угол 4π ($E_{11.4 \text{ nm}}$), к энергии электронного пучка (E_e).

Как можно видеть, коэффициент конверсии возрастает во всем представленном диапазоне энергий электронов вплоть до 12 кэВ, что противоречит данным из [10], где показано, что интенсивность излучения возрастает до энергий электронов, по порядку величины равных 10 потенциалам ионизации. После этого с ростом энергии интенсивность начина-

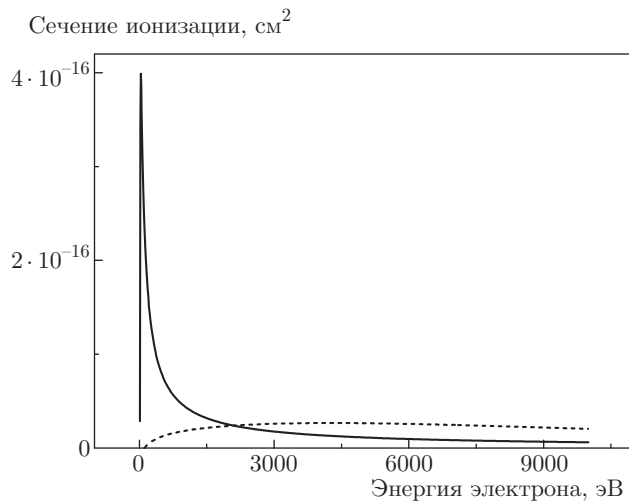


Рис. 2. Зависимости сечения ионизации K -оболочки атома бериллия от энергии налетающего электрона, построенные по данным из работ [9] (пунктирная кривая) и [13] (сплошная кривая)

ет заметно убывать в силу рассеяния электронов в толще мишени и самопоглощения излучения. Для K -уровня бериллия потенциал ионизации составляет $E_i = 111.5$ эВ [11].

Значение коэффициента конверсии составило всего $4.9 \cdot 10^{-6}$, что вызывает серьезные сомнения, поскольку согласно [5] вероятность излучательного перехода, генерирующего K_α -линию Ве, составляет $\omega_K = 3.6 \cdot 10^{-4}$, а в силу слабого рассеяния электронов атомами легких элементов полное сечение упругого рассеяния не должно превосходить сечение неупругого рассеяния более чем на два порядка. Более того, в работе [9] прямо говорится, что модель применима для $6 < Z < 79$. Таким образом, модель, используемая в программе WinXray для расчета абсолютной интенсивности излучения твердых мишеней, не может считаться корректной, следовательно, необходимо провести альтернативное моделирование на основе более адекватных сечений взаимодействия.

За основу была взята модель, описанная в [12], и сечения ионизации бериллия из [13]. На рис. 2 приведены сечения ионизации для K -уровня Ве, рассчитанные по моделям из работ [9] и [13].

Как можно видеть, сечение из работы [13] имеет максимум в окрестности энергии 100 эВ (вблизи K -края Ве), что вызывает большее доверие к данной модели по сравнению с применяемой в программе WinXray [9].

Общая схема расчета включает в себя следующие шаги:

- розыгрыш типа процесса (упругое или неупругое рассеяние),
- розыгрыш величины потерянной энергии,
- розыгрыш угла рассеяния,
- розыгрыш азимутального угла,
- розыгрыш длины свободного пробега.

Такая модель позволяет изучать поведение пучка электронов в мишени, если на каждом шаге фиксировать энергию, направление движения, глубину под поверхностью и другие интересующие исследователя характеристики.

Тип процесса выясняется из распределения $P_i = \sigma_i / (\sigma_i + \sigma_e)$; $P_e = 1 - P_i$. Здесь σ_i и σ_e — интегральные сечения соответственно неупругого и упругого взаимодействий.

Для вычисления σ_e используется выражение [14]

$$\sigma_e(E) = \frac{16m^2 Z^4 e^4 \phi^4 \pi}{\hbar^4 (8mE\phi^2 \hbar^{-2} + 1)}, \quad (2)$$

где $\phi = 0.855a_0 Z^{-1/3}$ — радиус экранирования, a_0 — радиус первой боровской орбиты, Z — заряд ядра, m — масса электрона, e — заряд электрона, E — энергия налетающего электрона.

Выражение для полного поперечного сечения неупругого столкновения получим с помощью формулы Бете [15]:

$$\sigma_i(E) = \frac{2\pi e^4 Z}{JE} \ln\left(\frac{1.166E}{J}\right), \quad (3)$$

где J — средний потенциал возбуждения атома. Из теории Блоха [16], основанной на статистической модели атома Томаса – Ферми, следует, что $J = kZ$, где $k \approx 13.5$ эВ.

Косинус азимутального угла рассчитывается по формуле

$$\cos \varphi = \cos(2\pi\gamma), \quad (4)$$

где γ — случайное число на интервале $[0,1]$, из предположения, что любой угол φ является равновероятным.

Новое значение угла относительно нормали к поверхности после l -го столкновения определяется как

$$\cos \beta_l = \cos \beta_{l-1} \cos \theta_l + \sin \beta_{l-1} \sin \theta_l \cos \varphi_l, \quad (5)$$

где β — угол относительно нормали к поверхности, θ — полярный угол.

Проводится розыгрыш длины свободного пробега λ_l и вычисляется глубина D следующего столкновения. Глубина D рассчитывается по формуле

$$D_l = D_{l-1} + \lambda_l \cos \beta_l. \quad (6)$$

Осуществляется проверка условия обратного рассеяния электрона или выхода электрона из мишени ($0 < D < d$), d — толщина пленки.

Расчет интенсивности характеристической линии проводится следующим образом.

1. Определяются сечения ионизации и возбуждения всех возможных переходов. Сечение ионизации отдельного уровня взято из работы [13]:

$$\sigma_q(t) = \frac{S}{t+u+1} \left[\frac{\ln t}{2} \left(1 + \frac{1}{t^2} \right) + 1 - \frac{1}{t} - \frac{\ln t}{t+1} \right], \quad (7)$$

$$S = \frac{4\pi a_0^2 N R^2}{B_q}, \quad (8)$$

где N — число орбитальных электронов, $t = E/B_q$, $u = U/B_q$, R — постоянная Ридберга, $U = \langle p^2/2m \rangle$ — орбитальная кинетическая энергия, B_q — энергия связи q -го уровня. Сечение возбуждения определялось методом скейлинга [17] с помощью выражения

$$\sigma_{ex} = \frac{\sigma_q E}{E + B_q + C_q}, \quad (9)$$

где C_q — энергия возбуждения q -го уровня.

Для расчета интенсивностей линий использовались данные по вероятностям, представленные в [5].

2. С учетом данных по вероятностям выхода флуоресценции, оже-процесса [5] и энергии переходов [18] определяется количество фотонов, излученных данным атомом в данную линию.

3. С учетом глубины рождения фотона, его энергии и соответствующей этой энергии диэлектрической проницаемости [19] рассчитывается количество фотонов, вышедших из мишени.

С помощью данной модели был проведен расчет интенсивности излучения бериллиевой мишени в геометрии «на прострел» (телесный угол 4π) в зависимости от энергии налетающих электронов (угол падения электронов на мишень для всех вычислений принимался равным нулю) и толщины пленки Be . По этим данным рассчитывался коэффициент конверсии энергии электронов в энергию характеристической K_α -линии Be ($\lambda = 11.4$ нм). Диапазон энергий составлял от 0.5 до 10 кэВ. Для всех вычислений принималось значение тока электронов 1.0 А (что соответствует $6.25 \cdot 10^{18}$ электронов в секунду). На рис. 3 представлен типичный спектр излучения бериллиевой мишени в геометрии «на прострел». Параметры расчета: энергия электронов $E_e = 1.0$ кэВ, угол падения $\theta_{in} = 0$, толщина пленки $d = 200$ нм.

Как можно увидеть, спектр представляет собой комбинацию характеристического и тормозного излучения. Интенсивность характеристической

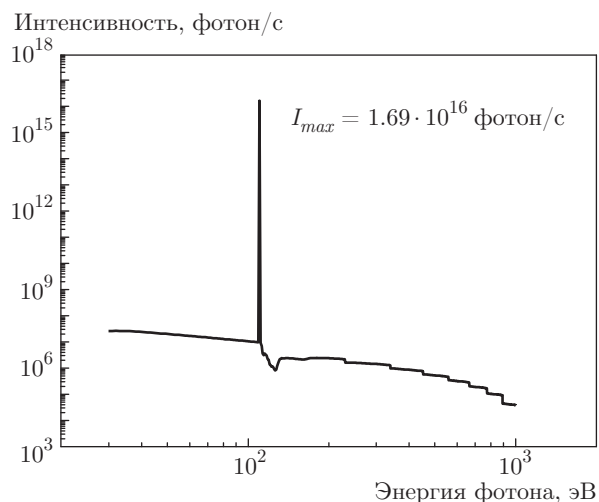


Рис. 3. Рассчитанный спектр излучения бериллиевой мишени в геометрии «на прострел». Параметры расчета: энергия электронов $E_e = 1.0$ кэВ, ток электронов 1.0 А, угол падения $\theta_{in} = 0$, толщина пленки $d = 200$ нм

линии значительно превышает интенсивность тормозного излучения в окрестности энергии 110 эВ ($\lambda = 11.4$ нм), что характерно для легких материалов. Как и должно быть, наблюдаются резкая граница непрерывного спектра, соответствующая максимальной энергии электрона (в данном случае 1.0 кэВ), и уменьшение интенсивности тормозного излучения при энергиях фотонов выше энергии характеристической линии вследствие самопоглощения излучения при прохождении фотонов через пленку. Все это говорит об адекватности построенной модели.

Ограничение непрерывного спектра при энергиях электронов менее 30 эВ объясняется обрывом в расчете (слежение за электронами в толще мишени проводилось до уменьшения его энергии до 30 эВ). Электроны с энергией 110 эВ и менее не могут возбудить характеристическую K_α -линию Be , однако чтобы увидеть изменение интенсивности тормозного излучения до и после характеристической линии, прослеживались также электроны с энергией от 110 до 30 эВ.

На первом этапе были смоделированы тонкопленочные бериллиевые мишени в геометрии «на прострел» фиксированной толщины 100, 200 и 400 нм. На рис. 4 представлены зависимости коэффициента конверсии и абсолютной интенсивности излучения характеристической K_α -линии Be ($\lambda = 11.4$ нм) в 4π стерадиан от энергии налетающих электронов.

Из приведенных рисунков видно, что пленка меньшей толщины (в данном случае 100 нм) поз-

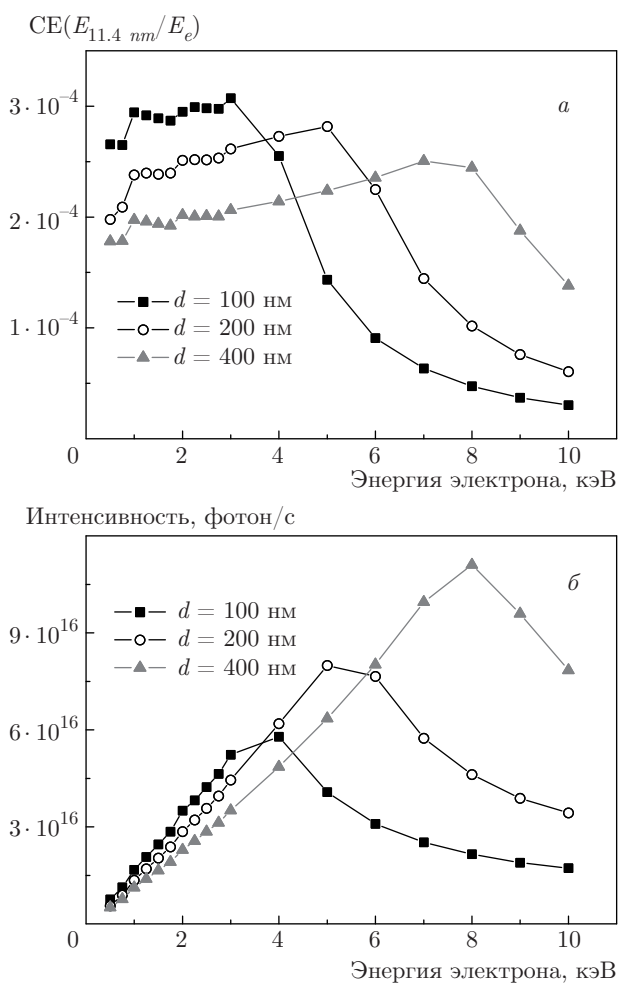


Рис. 4. Зависимости коэффициента конверсии энергии электрона в энергию характеристической K_{α} -линии Be (a) и абсолютной интенсивности излучения характеристической K_{α} -линии Be (б) в 4π стерадиан от энергии налетающих электронов (ток электронов 1.0 А)

воляет получить больший коэффициент конверсии. Резкое уменьшение интенсивности излучения и коэффициента конверсии (обрыв графиков) при энергиях электронов 4, 5 и 8 кэВ для пленок толщиной соответственно 100, 200 и 400 нм объясняется началом прохождения электронов через мишень, из-за чего снижается переданная мишени энергия и, следовательно, выход из нее излучения с длиной волны $\lambda = 11.4 \text{ nm}$.

Были проведены численные эксперименты с целью определения оптимальной толщины пленки для каждого рассматриваемого значения ускоряющего напряжения (0.5–10.0 кэВ). Под «оптимальной» мы понимали толщину, при которой наблюдается максимальная абсолютная интенсивность излучения характеристической K_{α} -линии Be ($\lambda = 11.4 \text{ nm}$) в

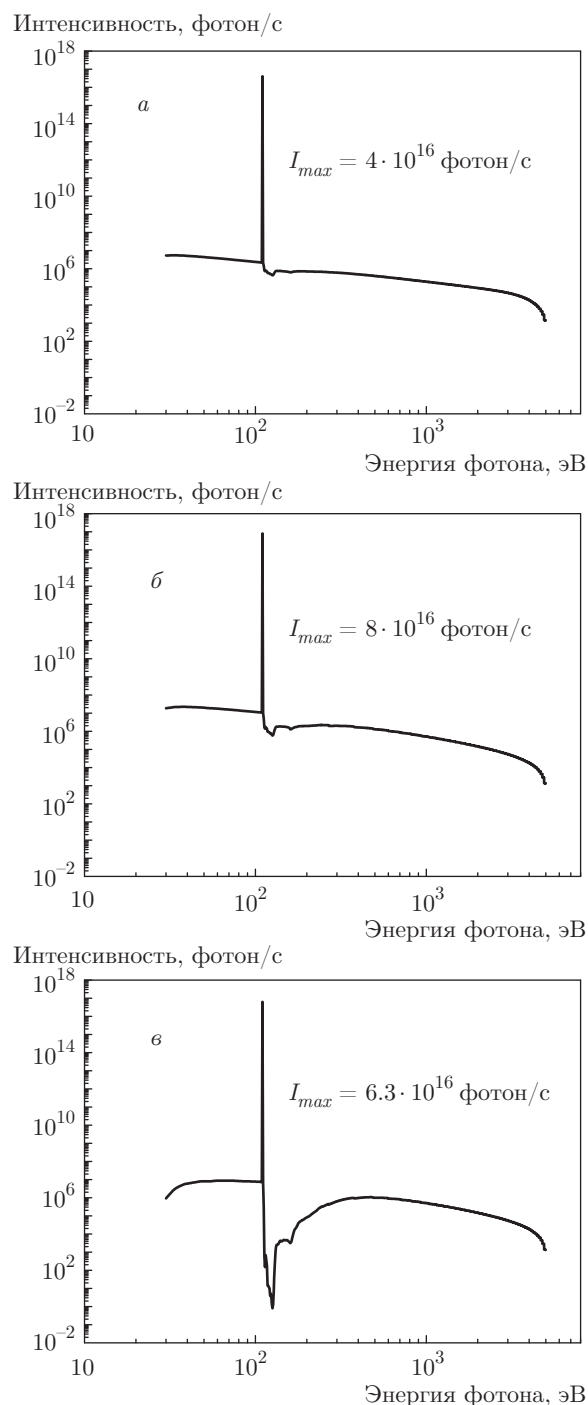


Рис. 5. Спектры абсолютной интенсивности излучения Be-мишени для энергии электронов $E_e = 5.0 \text{ кэВ}$, тока электронов 1.0 А и различных толщин пленок: 100 (a), 200 (б), 400 (в) нм

4π стерадиан в геометрии «на прострел», и, соответственно, максимальное значение коэффициента конверсии при данном значении ускоряющего напряжения. Качественно зависимость коэффициента

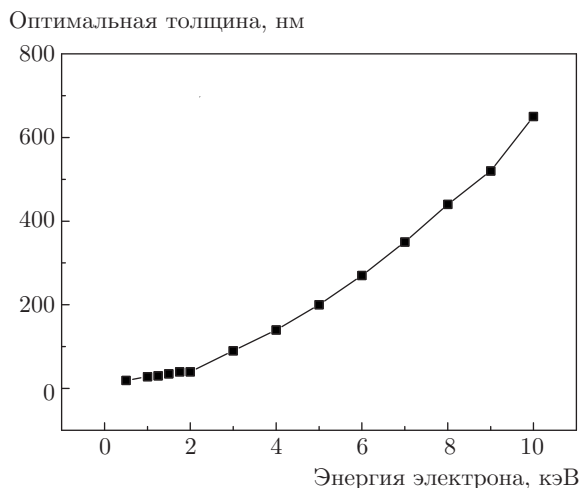


Рис. 6. Зависимость оптимальной толщины Be-пленки от энергии электронов

конверсии от толщины пленки может быть понята из следующих рассуждений. При малой толщине пленки электроны, падающие на мишень, пролетают сквозь мишень, не отдавая при этом всю свою энергию атомам мишени. В случае пленки большой толщины электроны теряют энергию далеко от поверхности «прострельной» мишени и излучение, рожденное в толще материала, теряется за счет самопоглощения при выходе из глубины мишени. Таким образом, имеется оптимальная толщина, обеспечивающая компромисс между этими противоположными по действию явлениями.

На рис. 5 представлены спектры абсолютной интенсивности излучения Be-мишени, в том числе K_{α} Be, для энергии электронов $E_e = 5.0$ кэВ и трех различных толщин пленок. Среди представленных на рисунке пленок наибольшая интенсивность соответствует пленке толщиной 200 нм. Как можно увидеть, при увеличении толщины растет самопоглощение (наблюдается уменьшение интенсивности за K -краем поглощения).

Таким образом, был проведен расчет оптимальной толщины пленки для каждого рассматриваемого значения ускоряющего напряжения (0.5–10 кэВ). На рис. 6 представлена зависимость оптимальной толщины пленки от ускоряющего напряжения.

Соответствующие этим значениям толщины пиковые значения абсолютной интенсивности излучения K_{α} -линии Be и коэффициента конверсии энергии электронов в энергию характеристической K_{α} -линии Be в 4π стерадиан в геометрии «на прострел» представлены на рис. 7.

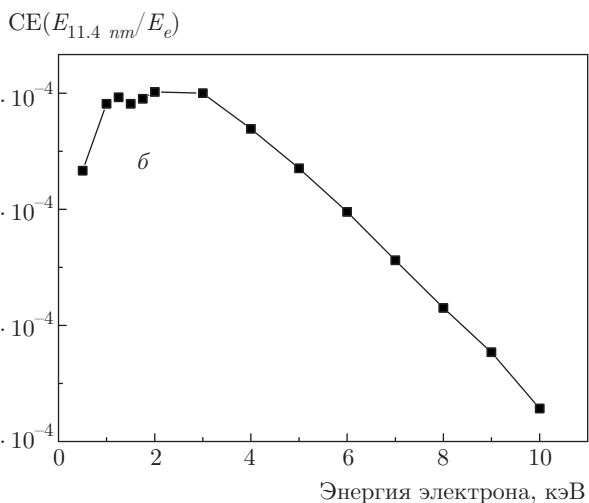
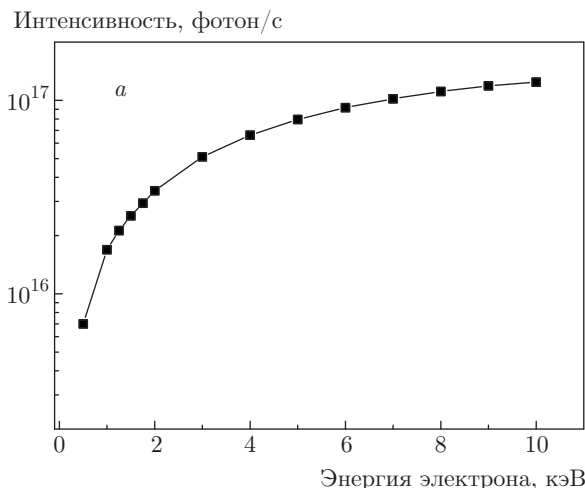


Рис. 7. Пиковые значения интенсивности излучения K_{α} -линии Be (а) и коэффициента конверсии энергии электронов в энергию характеристической K_{α} -линии Be в 4π стерадиан в геометрии «на прострел» в зависимости от энергии электронов

Как видно на рис. 7, наблюдается плато в зависимости коэффициента конверсии от энергии электронов в интервале энергий 1–3 кэВ, что согласуется с теоретическими представлениями [10], где утверждается, что оптимальное излучение имеет место при энергии электронов порядка десяти потенциалов ионизации.

Наибольшее значение коэффициента конверсии энергии электронов в энергию характеристической K_{α} -линии Be в 4π стерадиан в геометрии «на прострел» при расчетах составило $3.0 \cdot 10^{-4}$ при энергии электронов $E_e = 2.0$ кэВ и толщине свободно висющей пленки бериллия $d = 40$ нм.

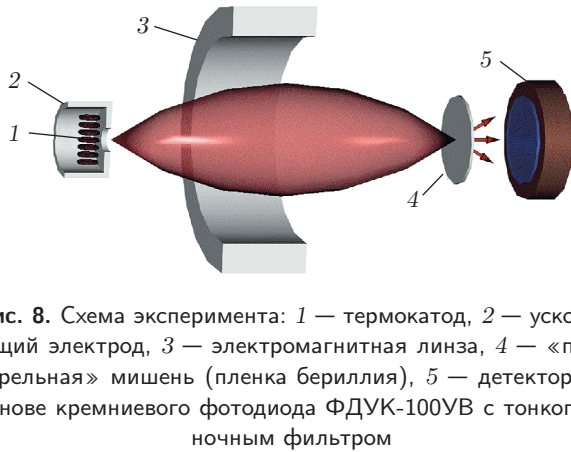


Рис. 8. Схема эксперимента: 1 — термокатод, 2 — ускоряющий электрод, 3 — электромагнитная линза, 4 — «прострельная» мишень (пленка бериллия), 5 — детектор на основе кремниевого фотодиода ФДУК-100УВ с тонкопленочным фильтром

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Стенд, на котором проводились эксперименты, и электронная пушка, обеспечивающая минимальные загрязнения мишени, описаны в работе [20]. В качестве мишеней использовались свободно висящие Ве-пленки с различными толщинами, изготовленные по методике, описанной в работе [21]. Схема эксперимента представлена на рис. 8. Электроны, эмитированные термокатодом 1 и вытянутые ускоряющим электродом 2, собираются с помощью электромагнитной линзы 3 на тонкопленочную мишень из бериллия 4. Мишень заземлялась через токоизмерительный резистор. Для каждого ускоряющего напряжения подбирается собственное значение тока через соленоид. При взаимодействии электронного пучка с атомами мишени генерируется рентгеновское излучение, которое регистрируется детектором 5 на основе абсолютно калиброванного кремниевого фотодиода ФДУК-100УВ, спектральная чувствительность которого приведена в работе [22].

Для подавления паразитного длинноволнового излучения применяется тонкопленочный абсорбционный фильтр, установленный на входное окно детектора. Фильтр представляет собой тонкую (толщиной 200 нм) бериллиевую пленку, спектр пропускания которой представлен на рис. 9.

Как можно видеть, пропускание на рабочей длине волны составляет порядка 80%, а подавление длинноволнового излучения более 5 порядков ($T_{633nm} = 5.6 \cdot 10^{-6}$). Поскольку Ве имеет только одну характеристическую линию, а интенсивность тормозного излучения на несколько порядков меньше интенсивности характеристического излучения, в первом приближении соблюдалась спектральная чистота измерений.

Коэффициент пропускания, абс.

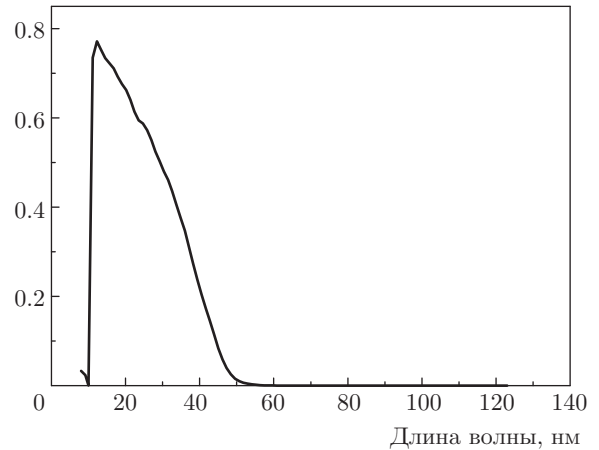


Рис. 9. Спектр пропускания тонкопленочного абсорбционного фильтра из Ве толщиной 200 нм [23]

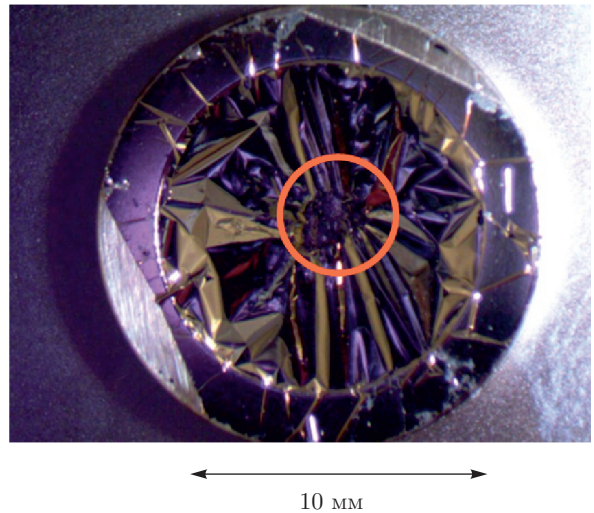


Рис. 10. Фотография тонкопленочной «прострельной» мишени (пленка Ве толщиной 200 нм)

В ходе эксперимента регистрировался сигнал с мишени в зависимости от ускоряющего напряжения, при этом измерялся ток электронов на мишень. Измерения проводились для «прострельных» мишеней толщиной 200 и 400 нм. На рис. 10 представлена фотография тонкопленочной мишени (пленка Ве толщиной 200 нм), сделанная после проведения эксперимента.

На фотографии хорошо заметен отпечаток от электронного пучка, который составлял примерно $2 \times 2 \text{ мм}^2$. Зависимости тока электронов, приходящих на бериллиевую мишень, и соответствующей этому току плотности мощности от ускоряющего напряжения представлены на рис. 11.

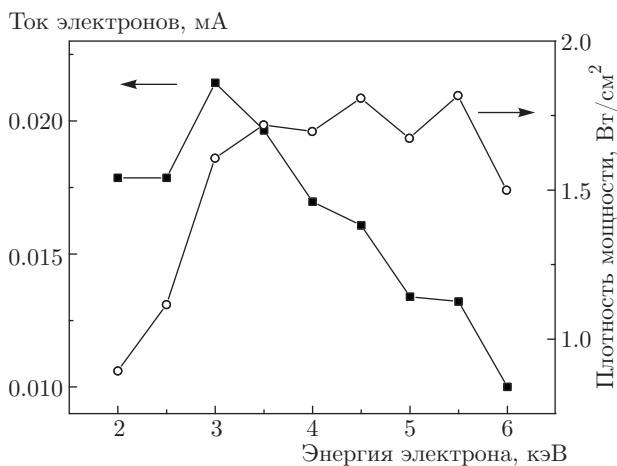


Рис. 11. Ток электронов на мишени и соответствующая этому току плотность мощности в зависимости от энергии электронов

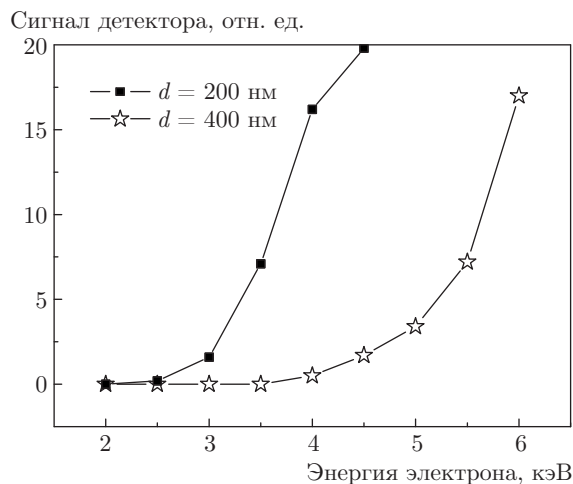


Рис. 13. Ток прошедших электронов в зависимости от энергии электронов (ускоряющего напряжения рентгеновской трубки) для пленок толщиной 200 и 400 нм

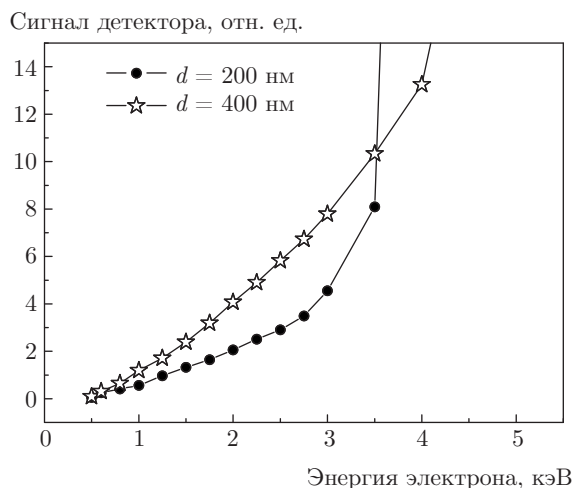


Рис. 12. Зависимости сигнала, зарегистрированного детектором, от ускоряющего напряжения

Как можно видеть, плотность мощности на мишени заметно превышала 1.5 Вт/см², что соответствует температуре не менее 700 °С. При этом пленка выдержала длительные эксперименты по регистрации рентгеновского излучения. Это говорит о том, что бериллиевая пленка легко может быть использована в качестве «прострельной» мишени с точки зрения тепловых нагрузок, так как в чипе микрофокусных трубок, который можно изготовить, рабочая температура мишени не будет превышать 200 °С. Охлаждение мишени при намного большем тепловыделении (до 1 кВт/см²) будет осуществляться путем теплоотвода через чип на систему активного охлаждения.

Результаты экспериментов по регистрации сигнала с «прострельной» бериллиевой мишени представлены на рис. 12.

Начиная с некоторого значения ускоряющего напряжения, наблюдается резкий рост сигнала: для пленки толщиной 200 нм при энергии электронов 3.0–3.5 кэВ, для пленки толщиной 400 нм — при энергии 4.0 кэВ. Данный факт мы связываем с резким увеличением доли электронов, прошедших через тонкопленочную мишень и вызывающих генерацию излучения из материала расположенного перед фотодиодом бериллиевый фильтра. Подтверждением этого являются кривые, представленные на рис. 13.

Прошедшие электроны для пленки толщиной d = 200 нм появляются при энергии электронов 2.5 кэВ, а для пленки толщиной d = 400 нм — при энергии электронов 4.0 кэВ, что и проявляется в резком искривлении графика зависимости сигнала детектора от ускоряющего напряжения рентгеновской трубки.

Далее рассчитывался коэффициент конверсии энергии электронного пучка в энергию характеристической K_α-линии Ве в телесный угол 2π по формуле

$$CE_{2\pi} = \frac{P_{ph}}{P_e} \frac{2\pi}{\Omega_d}, \quad (10)$$

где P_{ph} — мощность фотонов, вылетевших из мишени в телесный угол детектора Ω_d = 2.6 · 10⁻³ ср; P_e — мощность электронного пучка.

Мощность фотонов, вылетевших из мишени в телесный угол Ω_d, равняется мощности излучения,

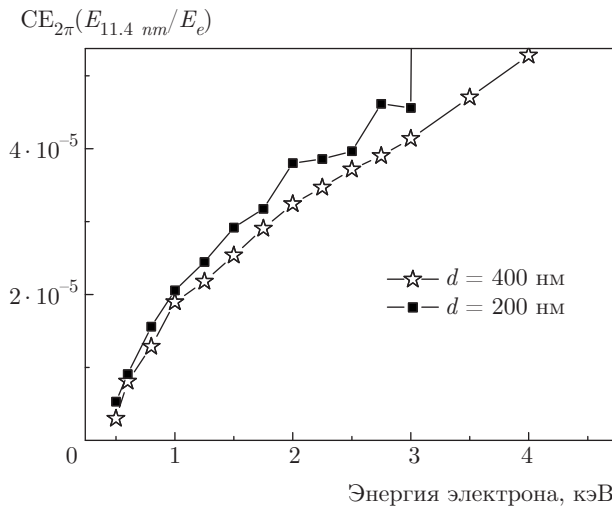


Рис. 14. Зависимости коэффициента конверсии энергии электронов в энергию характеристической K_{α} -линии Be в телесный угол 2π для рентгеновской трубки с «прострельной» мишенью из свободно висящей пленки бериллия толщиной 200 и 400 нм

зарегистрированной детектором, деленной на коэффициент пропускания спектрального фильтра (T_f) на рабочей длине волны ($\lambda = 11.4$ нм) и может быть представлена в виде

$$P_{ph} = \frac{I_d}{S_d T_f}, \quad (11)$$

где I_d [A] — ток детектора, $S_d[\lambda = 11.4 \text{ нм}] = 0.229 \text{ А/Вт}$ — чувствительность детектора на рабочей длине волны [22].

Следует отметить, что полученная величина коэффициента конверсии является оценкой, справедливой при углах отбора излучения, близких к нормальным.

Измеренный коэффициент конверсии энергии электронов рентгеновской трубки в энергию характеристической K_{α} -линии Be в телесный угол 2π в зависимости от энергии электронов представлен на рис. 14.

Максимальное значение измеренного коэффициента конверсии в телесный угол 2π составило $4.6 \cdot 10^{-5}$ для пленки толщиной 200 нм и энергии электронов 2.75 кэВ. Это соответствует коэффициенту конверсии в телесный угол 4π около $9.2 \cdot 10^{-5}$, что примерно в три раза меньше, чем получается из расчета. Таким образом, в нашей модели из-за использования сечений взаимодействия из работы [13] оказался завышенным, наоборот, вклад неупругого рассеяния в полное сечение взаимодействия. Используемые нами сечения заметно ближе к экспериментальным результатам, чем сечения, получен-

ные в работе [9], но тоже не вполне совпадают. Поэтому для уточнения методики расчета необходимо скорректировать сечения взаимодействия. Изучение спектра проходящих электронов, а также измерение коэффициента конверсии непосредственно в полюсу пропускания литографа требуют отдельного рассмотрения.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана программа моделирования методом Монте-Карло процесса взаимодействия ускоренных электронов с тонкопленочной «прострельной» мишенью. С помощью программы рассчитаны абсолютная интенсивность излучения мишени из бериллия в зависимости от толщины пленки и энергии электронов. Наибольшее значение коэффициента конверсии энергии электронов в энергию характеристической K_{α} -линии Be в 4π стерадиан в геометрии «на прострел» при расчетах составило $CE = 3.0 \cdot 10^{-4}$ при энергии электронов $E_e = 2.0$ кэВ и толщине свободно висящей пленки бериллия $d = 40$ нм.

К практически важным результатам работы относится экспериментальное определение коэффициентов конверсии энергии электронного пучка в характеристическое излучение K_{α} -линии Be в интервале энергий электронов 0.5–3 кэВ для пленок толщиной $d = 200$ нм и $d = 400$ нм. Максимальное значение измеренного коэффициента конверсии, пересчитанное в 4π стерадиан, составило $CE = 9.2 \cdot 10^{-5}$ для пленки толщиной $d = 200$ нм и энергии электронов $E_e = 2.75$ кэВ. Кроме того, важным результатом стала демонстрация самой возможности длительной работы бериллиевой пленки субмикронной толщины в качестве анода рентгеновской трубки. В процессе измерений характерные тепловые нагрузки на пленочные образцы превышали 1.5 Вт/см^2 , что соответствовало нагреву центральной области пленок до температур более 700°C , но не приводило к их разрыву или быстрой деградации характеристик.

Экспериментальные данные по эффективности преобразования энергии электронного пучка в энергию мягкого рентгеновского излучения «прострельных» бериллиевых мишеней свидетельствуют о необходимости коррекции сечений ионизации Be, представленных в литературе.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Микросистемная техника и электронная компонентная база» МИЭТ, при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Соглашения № 14.578.21.0250 (RFMEFI57817X0250).

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Дюжев и др., Кратк. сообщ. по физике ФИАН №12, 56 (2017).
2. A. Basu et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **48**, 225501 (2015).
3. N. I. Chkhalo and N. N. Salashchenko, AIP Adv. **3**, 082130 (2013).
4. C. Montcalm et al., Proc. SPIE **3331**, 42 (1998).
5. M. O. Krause, J. Phys. Chem. Ref. Data **8**(2), 307 (1979).
6. URL: www.evex.com.
7. URL: <http://microanalyst.mikroanalytik.de/software.phtml>.
8. URL: <http://montecarlo modeling.mcgill.ca/>.
9. E. Casnati, J. Phys. B: Atom. Mol. Phys. **15**, 155 (1982).
10. М. А. Блохин, *Физика рентгеновских лучей*, Гостехиздат, Москва (1953), с. 87.
11. URL: <http://xdb.lbl.gov/>.
12. В. П. Афонин, В. И. Лебедь, *Метод Монте-Карло в рентгеноспектральном анализе*, Наука, Новосибирск (1989), с. 6.
13. T. Maihom, Eur. Phys. J. D **67**, 2 (2013).
14. A. A. Abrahamson, Phys. Rev. **178**(1), 76 (1969).
15. H. Bethe, Ann. der Phys. (Leipzig) **5**, 325 (1930).
16. F. Bloch, Z. Physik A Hadrons and Nuclei **22**, 363 (1993).
17. Y.-K. Kim, Phys. Rev. A **65**, 022705 (2002).
18. М. А. Блохин, И. Г. Швейцер, *Рентгеноспектральный справочник*, Наука, Москва (1982), с. 38.
19. URL: http://www-cxro.lbl.gov/optical_constants/pert_form.html.
20. M. S. Bibishkin et al., Proc. SPIE **5401**, 8 (2004).
21. N. I. Chkhalo et al., Appl. Opt. **55**, 4683 (2016).
22. П. Н. Аруев и др., КЭ **42**, 943 (2012).
23. http://henke.lbl.gov/optical_constants/.