

Расчет области эффективной генерации рентгеновского излучения в трубках с прострельным анодом

А. А. Александрова¹, А. Ю. Грязнов², Р. А. Бахтиев³, О. В. Громов

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
«ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)

¹a.a.aleksandrova@inbox.ru, ²ay-gryaznov@yandex.ru, ³Bra_11.98@mail.ru

Аннотация. В работе рассмотрены особенности взаимодействия первичного пучка электронов с материалом мишени. Представлен расчет области эффективной генерации рентгеновского излучения в трубках с прострельным анодом.

Ключевые слова: прострельный анод; область генерации; поглощение рентгеновского излучения

I. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] авторами была рассмотрена часть прикладной задачи, связанной с оптимизацией толщины прострельных мишеней рентгеновских трубок. Актуальность данной задачи, с одной стороны, связана с тем, что применение именно прострельных анодов становится все более востребованным в различных областях рентгентехники – от дефектоскопии с большим коэффициентом увеличения изображения до рентгеноструктурного анализа методом широкорасходящегося пучка.

В указанной работе дано обоснование того, что для каждого рабочего напряжения трубки может быть рекомендована строго определенная толщина прострельной мишени, обеспечивающая генерацию излучения максимальной интенсивности. Показано, что учет пространственного распределения области генерации излучения в слое мишени позволяет минимизировать толщину мишени, которая, по сути, является функцией двух факторов – генерации тормозного и характеристического излучения и ослабления этого излучения слоем прострельной мишени.

Одновременный учет этих двух факторов подтверждает, что существует некий оптимум толщины, ниже которого часть электронов будет проходить через мишень, не обеспечивая эффективной генерации, а выше которого будет наблюдаться избыточное поглощение.

В работе было сделано допущение – задана функция распределения интенсивности генерируемого рентгеновского излучения по направлению падения пучка электронов на мишень. Однако это допущение является не совсем корректным по причине отсутствия точных расчетных формул, описывающих эту зависимость.

II. ОБЛАСТЬ ЭФФЕКТИВНОЙ ГЕНЕРАЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Когда первичный пучок электронов проникает в мишень, электроны могут рассеиваться двумя

способами: происходят либо неупругие столкновения электронов первичного пучка со слабо связанными электронами атомов мишени, либо почти упругие столкновения с атомными ядрами мишени. Вследствие серии таких взаимодействий электроны движутся по зигзагообразной траектории внутри материала мишени. Часть электронов поглощается объемом мишени и теряет всю свою энергию до уровня тепловой, а другая часть может выйти из мишени в виде обратно рассеянных электронов с частичной потерей или без потерь энергии.

Согласно формуле Резерфорда, сечение упругого рассеяния обратно пропорционально энергии частиц. Поэтому в самом начале процесса взаимодействия, когда энергия электронов очень велика, вероятность того, что электроны будут рассеяны на большие углы, мала. На этом этапе наиболее вероятным процессом взаимодействия является неупругое рассеяние. В процессе продвижения электронов вглубь мишени они теряют часть энергии, возрастает вероятность упругих взаимодействий, т. е. увеличивается угол рассеяния, что приводит к увеличению поперечных размеров области взаимодействия. Таким образом, область взаимодействия имеет форму груши (рис. 1).

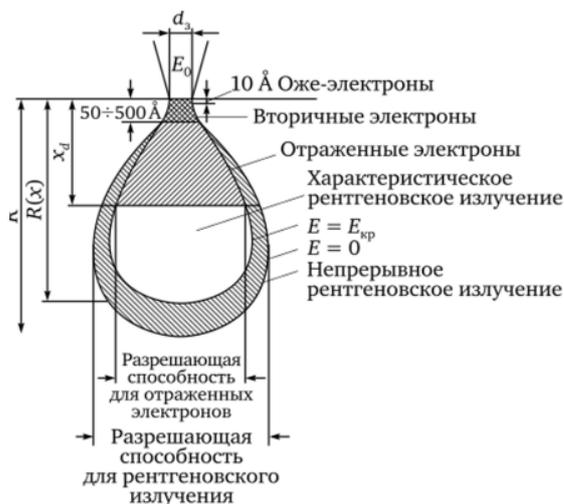


Рис. 1. Область взаимодействия электронного пучка с мишенью

Форма и размеры области взаимодействия определяются атомным номером материала мишени и энергией падающих электронов. Рентгеновское излучение может возбуждаться в любой точке вдоль этих траекторий.

На практике для оценки размеров области потерь энергии первичным пучком часто используют модели Бете–Блоха [2], Канай–Окаяма [3], а также расчеты по методу Монте–Карло [4] (рис. 2).

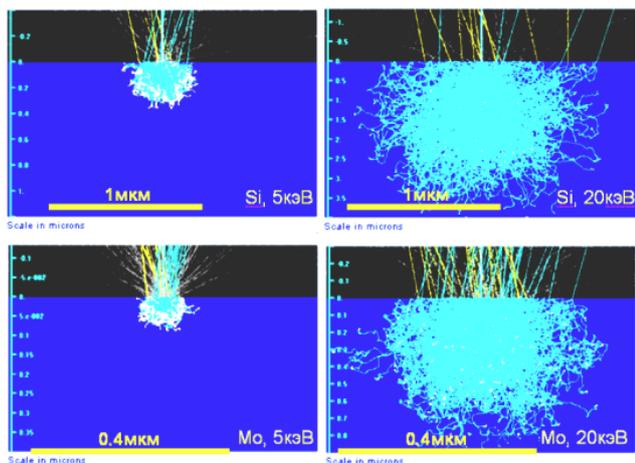


Рис. 2. Расчет по методу Монте–Карло взаимодействия электронов с веществом [4]

Однако данные модели не дают полного представления о глубине, на которой первичный пучок электронов после взаимодействия с атомами материала мишени генерирует рентгеновское излучение, а также об относительной интенсивности этого излучения.

Во многих работах [5, 6] достаточно подробно описаны механизмы генерации характеристического рентгеновского излучения с описанием зависимости его интенсивности от глубины проникновения электронов в мишень. Однако эти расчеты, в основном, базируются на модели распределения характеристического рентгеновского излучения по массовой глубине (функция $\phi(\rho z)$, описывающая отношение интенсивности излучения, генерируемого в тонком слое мишени на глубине z , к интенсивности в изолированном в вакууме такой же толщины слое), и в приложении к расчету поглощения излучения в аноде рентгеновской трубки эта модель обладает двумя существенными недостатками:

- во-первых, она экспериментально верифицирована для областей до 50 кВ, что характерно для электронно-зондового микроанализа, но недостаточно для рентгенокопии с ее напряжениями 100–150 кВ и более;
- во-вторых, учет только характеристического излучения, естественно, неудовлетворителен в условиях промышленного и медицинского просвечивания, в котором вклад тормозной составляющей в общую интенсивность излучения трубки составляет 90 и более процентов.

Предлагаемая модель распределения интенсивности генерируемого излучения по глубине мишени (в направлении движения первичных электронов) может состоять из следующих разделов:

1. Для ориентировочной оценки полной длины пробега электронов в мишени в диапазоне энергий первичного пучка 10–1000 кВ удобно воспользоваться моделью рассеяния электронов Канай–Окаяма (1)

$$R_0 [\text{мкм}] = 0,0276AE_0^{1,67}/(\rho Z^{0,889}), \quad (1)$$

где E_0 – энергия первичных электронов, кэВ; ρ – плотность материала, г/см³; A – атомный вес, г/моль.

Для еще более упрощенных расчетов в некоторых источниках предлагается формула (2)

$$R_0 [\text{мкм}] = 0,001E^2 + 0,005E, \quad (2)$$

позволяющая примерно определять глубину пробега вне зависимости от материала мишени (рис. 3).

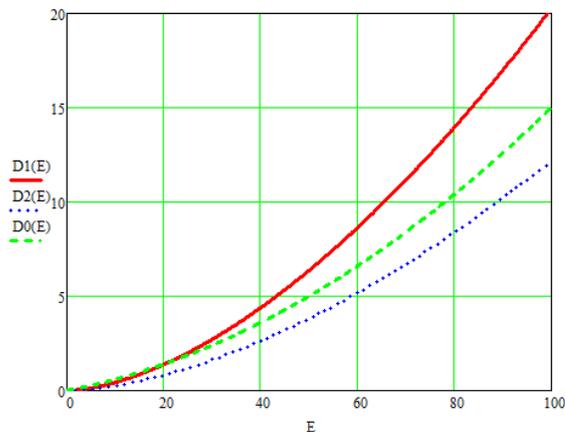


Рис. 3. Расчет глубины проникновения электронов в мишень (мкм) от энергии квантов (кэВ) по формуле Канай–Окаяма (D1, D2 – для двух различных анодов) и по упрощенной формуле (2) (D0)

2. Традиционно для приблизительной оценки области генерации рентгеновского излучения по формуле (1) или (2) определяют длину пробега электронов для заданного значения энергии электронов и из центра фокусного пучка строят полусферу этого радиуса. Однако, как показано на рис. 1, форма генерируемой области весьма далека от полусферы, что подтверждают опыты по прямому определению области взаимодействия электронов с поверхностью [7]. Эксперименты по облучению органических материалов, в которых под действием электронов происходят химические реакции, приводящие к частичному или полному распаду молекул с последующим растворением разложившихся молекул, позволяют наглядно оценить область взаимодействия электронов с веществом мишени (рис. 4).

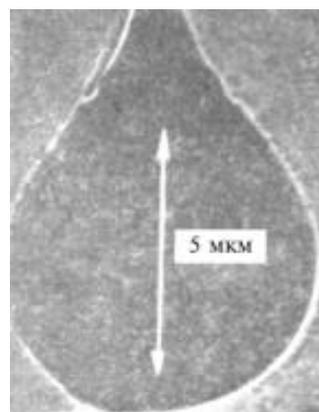


Рис. 4. Форма области взаимодействия электронов с мишенью [7]

3. На основании экспериментальных результатов, а также расчетов по методу Монте–Карло в сочетании с тем фактом, что в приповерхностной области («тонкая часть груши») генерации рентгеновского излучения не происходит, а энергия затрачивается на генерацию Оже-

электронов и вторичных электронов, может быть предложена модель, показанная на рис. 5.

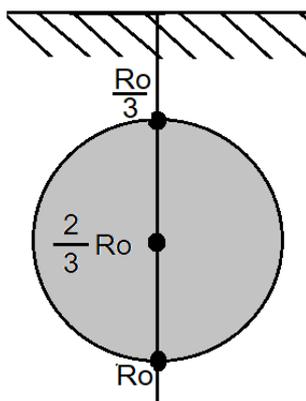


Рис. 5. Область генерации рентгеновского излучения – сфера радиусом $R_0/3$, центр которой находится на расстоянии $2R_0/3$ от поверхности мишени, R_0 – длина пробега электронов по (1)

4. Таким образом, выбрав за начало координат точку падения электронного пучка на поверхность мишени, распределение интенсивности (пропорциональное сечению сферы генерации излучения) по оси x , совпадающей с направлением движения пучка первичных электронов (сверху вниз), может быть описано формулой (3)

$$I(x) = \pi \cdot (4/3 \cdot R_0 \cdot x - x^2 - R_0^2/3), \quad (3)$$

где R_0 – полная длина пробега электронов в мишени.

Подставив полученное выражение в формулу (5) из работы [1], получим значение интенсивности полного спектра рентгеновского излучения, генерируемого трубкой с прострельной мишенью.

Разумеется, действует ограничение, что если толщина мишени больше полной длины свободного пробега, то неравномерно ослабляется все сгенерированное излучение, если меньше – то часть электронов проходит насквозь и не участвует в процессе генерации.

III. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенное дополнение к модели формирования спектра рентгеновского излучения трубок с прострельным анодом позволяет повысить точность расчета формы и интенсивности первичных спектров, что целесообразно использовать при отработке режимов просвечивания различных объектов (особенно в области малых напряжений) в промышленной и медицинской диагностике.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Александрова А.А., Грязнов А.Ю., Бахтиев Р.А. Метод оптимизации толщины прострельных мишеней рентгеновских трубок // Сборник материалов 78-ой Научно-технической конференции Санкт-Петербургского НТО РЭС имени А.С. Попова, посвященной Дню радио, 2023. С. 298-300.
- [2] Castaing R. Electron Probe Microanalysis // Advances in Electronics and Electron Physics (Academic, New York), 1960. V. 13. P. 317-386.
- [3] Kanaya K., Okayama S. Penetration and energy-loss theory of electrons in solid targets // J. Phys. D: Appl. Phys., 1972. V. 5. P. 43-58.
- [4] Калмыков К.Б., Дмитриева Н.Е. Сканирующая электронная микроскопия и рентгено-спектральный анализ неорганических материалов. Методическое пособие для студентов химического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова. Москва, 2017. 59 с.
- [5] Михеев Н.Н., Степович М.А., Широкова Е.В. Новый способ расчета матричных поправок в рентгеноспектральном микроанализе // Прикладная физика, 2012. № 2. С. 31-35.
- [6] Михеев Н.Н., Степович М.А. Распределение энергетических потерь при взаимодействии электронного зонда с веществом // Завод. лаб. Диагн. мат, 1996. № 4. С. 20-25.
- [7] Shimizu R., Ikuta T., Everhart T.E., Devore W.J. Experimental and Theoretical Study of Energy Dissipation Profiles of kev Electrons in Polymethylmethacrylate // J. Appl. Phys, 1975. V. 46, 4. P. 1581-1584.