

ВЕРОЯТНОСТНЫЙ ПОДХОД К РЕШЕНИЮ ЗАДАЧИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ СПЕКТРА ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Лелюхин А.С., Муслимов Д.А., Аджиева М.Д., Назаров М.В.
Оренбургский государственный университет, г. Оренбург

Информативность рентгеновских методов диагностики во многом обуславливается спектральным составом проникающего излучения. Несоответствие качества излучения заданным режимам работы рентгеновского излучателя осложняет интерпретацию визуализируемых изображений и ведет к увеличению дозовых нагрузок. Контроль радиационных характеристик регламентируется рядом нормативных документов и является неотъемлемой частью процесса лучевой диагностики [1].

Импульсный режим работы излучателей и относительно высокая интенсивность диагностических пучков в широком энергетическом диапазоне приводят к тому, что на практике задачи контроля решаются косвенными методами [2, 3]. Однако наиболее полную информацию о состоянии диагностического оборудования получают, анализируя спектральный состав генерируемого излучения. Восстановление спектральных распределений можно осуществить по сигналам с дискретного линейного полупроводникового детектора (линейный детектор), отражающим характер затухания рентгеновского пучка по мере его распространения в веществе детектора [4].

Рассмотрим вероятностный процесс формирования кривой ослабления рентгеновского пучка в веществе линейного детектора – прямая задача.

Будем исходить из следующих допущений: пучок рентгеновского излучения формируется на аноде рентгеновской трубки в виде множества квантов $\{N_A\}$, обладающих энергией не большей E_{\max} ; распределение квантов по энергии задается формулой Крамерса; ослабление излучения при распространении в среде подчиняется закону Бугера — Ламберта — Бера; линейный детектор состоит из $(m+1)$ - микродетекторов, толщиной t , плотностью материала ρ . Излучатель генерирует в направлении линейного детектора квазипараллельный рентгеновский пучок, $\{N_q\}$ - множество квантов, достигающих линейного детектора. Вероятность появления кванта с энергией E в спектре излучения на входе линейного детектора $\gamma_E = \frac{N_E}{N_q}$, где N_E - количество квантов с энергией E , N_q - суммарное число квантов в пучке.

Вероятность эффективного поглощения кванта излучения с энергией E в микродетекторе с номером n ($n \in 0 \dots m$) равна: $P_{n,E} = p_E \cdot q_{n,E}$, где $p_E = 1 - \exp(-\mu_E \cdot \rho \cdot t)$ - вероятность поглощения кванта в микродетекторе; $q_{n,E} = \exp(-\mu_E \cdot \rho \cdot t \cdot n)$ – вероятность пропускания кванта $(n-1)$ микродетектором.

Тогда дискретное представление кривой ослабления может быть задано

уравнением: $J_n = \frac{\sum_E \gamma_E P_{n,E}}{\sum_E \gamma_E P_{0,E}}$. Величина J_n определяет априорное распределение

квантов излучения, поглощенных в объеме линейного детектора по мере распространения пучка $\{N_q\}$ и характеризует приведенную интенсивность сигналов, регистрируемых детектором. Таким образом, прямая задача построения кривой ослабления решается относительно просто. Результат построения кривой ослабления по заданному спектральному распределению иллюстрируется рисунком 1.

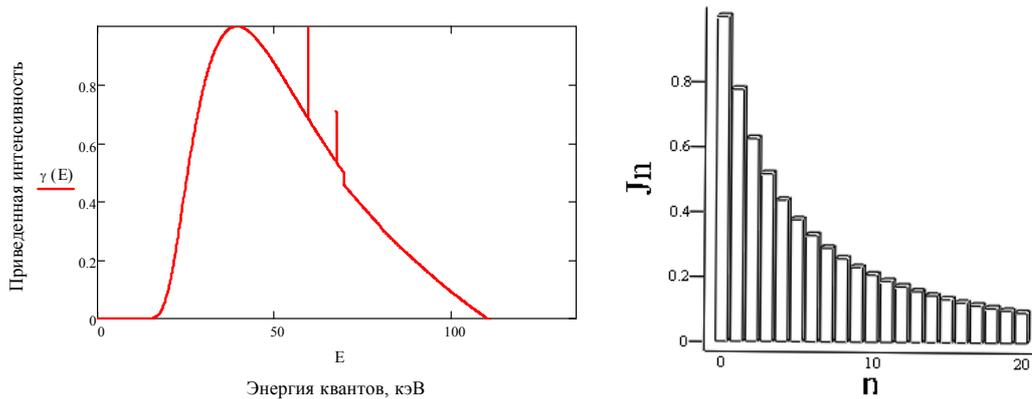


Рисунок 1. – Спектральное распределение квантов излучения γ_E и соответствующее ему распределение J_n .

Рассмотрим обратную задачу восстановления спектра излучения по регистрируемой детектором кривой ослабления. Пусть кривая ослабления зарегистрирована и вероятности P_n известны из опыта. В этом случае P_n можно определить как апостериорную вероятность: $P_n = \frac{N_n}{N_q}$, где N_n - число квантов, зарегистрированных в микродетекторе с номером n .

Если линейный детектор является детектором полного поглощения, то вероятность регистрации квантов с энергией E можно задать формулой полной вероятности [5]: $\gamma_E = \sum_{n=0}^m \gamma_{E,n} P_n$, где $\gamma_{E,n}$ - вероятность того, что квант, поглощенный в детекторе n , имеет энергию E . Определяя по формуле Байеса условные вероятности $\gamma_{E,n}$, запишем $\gamma_E = \sum_{n=0}^m P_n \frac{P_{n,E} \gamma_E}{\sum_E P_{n,E} \gamma_E}$. Как показано в [5],

последнее соотношение позволяет организовать итерационный процесс последовательных приближений $\gamma_E^{(s+1)} = \left[\gamma_E^{(s)} \sum_{n=0}^m P_{n,E} \frac{P_n}{\sum_E P_{n,E} \gamma_E^{(s)}} \right] \frac{1}{\sum_{n=0}^m P_{n,E}}$.

Описанная методика была реализована на практике в виде комплекса программных модулей для восстановления спектров излучения рентгеновских трубок с вольфрамовым анодом. Модули представляют собой

самостоятельные подпрограммы, созданные в среде математического программирования MathCAD 14 (рисунок 2).

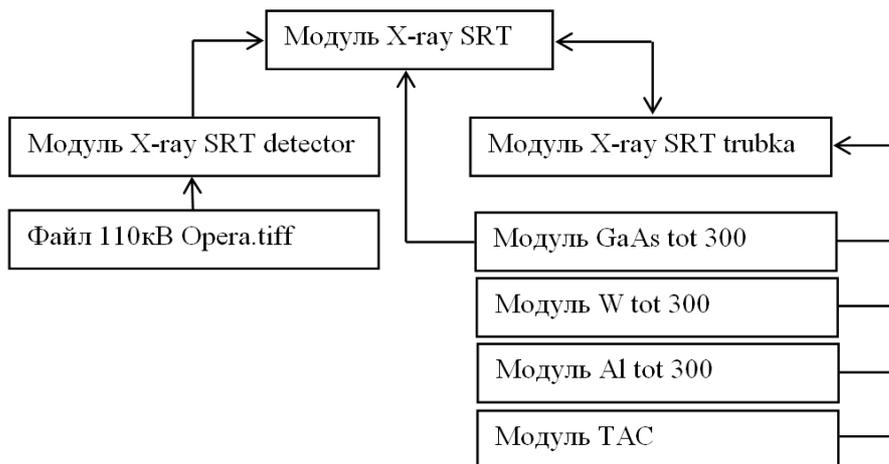


Рисунок 2. – Комплекс программных модулей для восстановления спектрального состава тормозного излучения.

В качестве примера на рисунке 3 приведены исходное и восстановленное спектральные распределения, полученные с помощью программного комплекса, при заданных условиях генерации излучения.

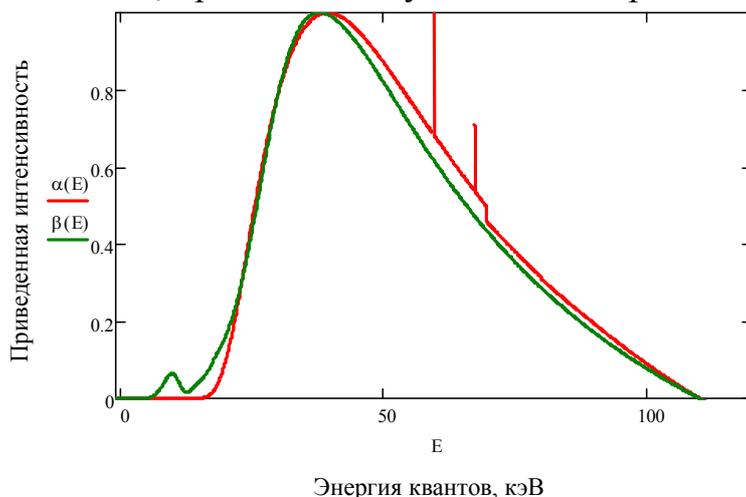


Рисунок 3. – Приведенное спектральное распределение излучения рентгеновской трубки с вольфрамовым анодом: $\alpha(E)$ - расчетный спектр; $\beta(E)$ - спектр, восстановленный методом минимизации направленного расхождения.

Список литературы

1. Гигиенические требования к устройству и эксплуатации рентгеновских кабинетов, аппаратов и проведению рентгенологических исследований: 2.6.1.1192-03. – М.: ФЦГСЭН, 2003.- 76с.
2. Владимиров Л.В., Владимиров Ю.Л., Козлов А.А. Радиационные методы контроля параметров рентгенодиагностических аппаратов. // Медицинская техника.– 2007.– №5.– С. 35–37.

3. **Муслимов Д.А., Лелюхин А.С.** Методы и средства измерения анодного напряжения рентгеновских аппаратов // *Медицинская техника.* – 2011.- №5. – С. 15-18.
4. **Муслимов Д.А., Лелюхин А.С. Гамалей К.А.** Определение практического пикового напряжения по восстановленным спектральным распределениям тормозного излучения // *Медицинская техника.* – 2011.- №5. – С. 34-39.
5. **Тараско М.З.** «Об одном методе решения линейных систем со стохастическими матрицами» в книге **Теребиж В.Ю.** Введение в статистическую теорию обратных задач. – М., ФИЗМАТЛИТ, 2005. – 376 с.