

УДК 621.384.634.3

DOI 1053403/9785951505170_2021_26_2_20

Измерение и расчет яркости источника рентгеновского излучения

А. Н. Субботин, К. Г. Плужян, В. И. Потапин,
А. В. Калущий, А. В. Баландин,
Е. И. Валекжанина, А. А. Городнов,
М. И. Иванов, А. Ю. Архипов

Описана процедура (предложен алгоритм и приведена расчетная модель) измерения распределения яркости источника рентгеновского излучения бетатрона МИБ-7,5 с помощью полутеневой апертуры. Данный способ основан на восстановлении характеристик источника по изображению в области полутени большого кругового коллиматора. Представлена параметрическая модель формирования рентгенограммы источника излучения, основанная на априорной информации о редакции измерений.

Введение

Исследование структуры различных объектов методами радиографии заключается в получении изображения путем регистрации их собственного или наведенного радиоактивного излучения, а также при просвечивании излучением от внешнего источника. Измерение параметров источника проникающего излучения имеет важное практическое значение в радиографии. В частности, при рентгенографических измерениях пространственное распределение яркости источника оказывает влияние на размытие деталей на детекторе. Учет этого размытия при математической обработке рентгенограммы позволяет различать детали просвечиваемых объектов, имеющие малый, по сравнению с самим объектом, характерный размер. Для регистрации изображения источника проникающего излучения можно использовать «pinhole»-камеру или полутеневую апертуру. «Pinhole»-камерой будем называть коллиматор, диаметр отверстия которого намного меньше характерного размера источника излучения. При исследовании источника с большой энергией излучения необходимая толщина коллиматора становится намного больше диаметра его отверстия. Это приводит к сложностям при изготовлении и юстировке. Так же использование «pinhole»-камеры затруднительно при регистрации источников с низким выходом по причине большой статистической погрешности.

Полутеневой апертурой будем называть коллиматор, диаметр отверстия которого намного больше характерного размера источника излучения. Зарегистрированное на детекторе изображение состоит из области сплошной засветки, окруженной полутенью. Информация о распределении яркости источника излучения находится в области полутени. Для восстановления информации из полутени используют методы линейной деконволюции, различные регуляризирующие алгоритмы [1]. Данные способы чувствительны к уровню шума в регистрируемом изображении, применимы при условии соблюдения изопланарности (пространственной инвариантности) функции рассеяния точки (ФРТ) апертуры и представляют собой решение некорректной обратной задачи [2].

В данной работе представлены результаты измерения распределения яркости источника рентгеновского излучения бетатрона МИБ-7,5. Изображение источника зарегистрировано с помощью полутеневой апертуры. Составлена расчетная параметрическая модель, основанная на априорной информации о редакции измерений и распределении яркости источника излучения. Использование параметрической модели сводит решение некорректной обратной задачи восстановления к решению задачи минимизации функционала методом наименьших квадратов.

Математическая модель формирования изображения источника излучения

На рис. 1 представлена принципиальная схема формирования изображения источника излучения с помощью полутеневой апертуры (полагаем, что коллиматор представляет собой абсолютно черное тело).

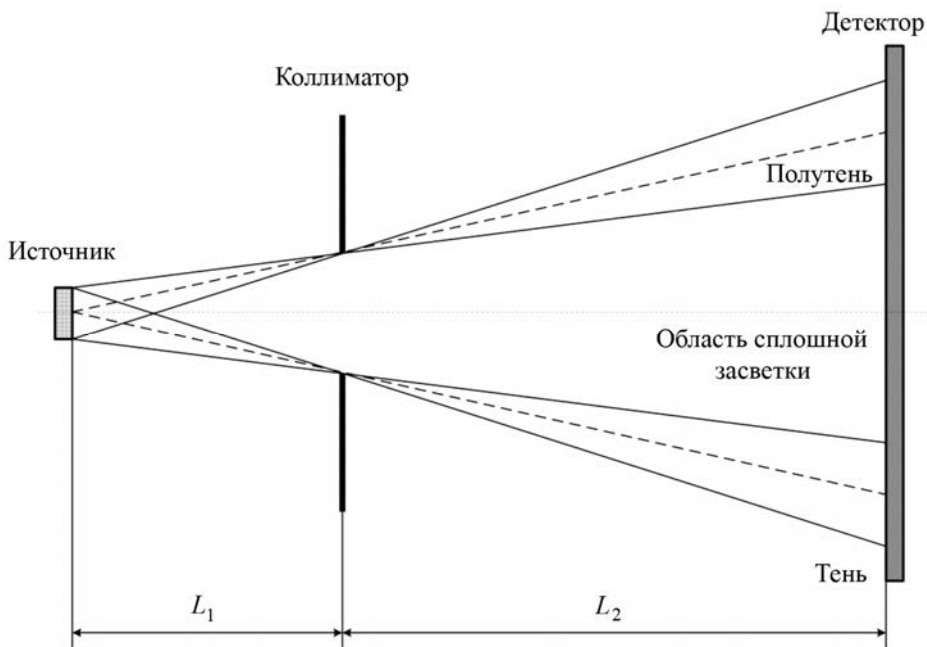


Рис. 1. Принципиальная схема формирования изображения источника излучения с применением полутеневой апертуры

Зарегистрированное на детекторе изображение состоит из области сплошной засветки, окруженной полутенью. Информация о распределении яркости источника излучения находится в области полутени. Изображение на детекторе описывается выражением [3]

$$P(r) = \int A(r;r')O(r')dr' + N(r), \quad (1)$$

где $P(r)$ – изображение, полученное на детекторе; $A(r)$ – ФРТ полутеневого апертуры, $O(r)$ – распределение яркости источника излучения, $N(r)$ – шум на изображении. Если выполняется условие изопланарности ФРТ апертуры, выражение (1) может быть сведено к интегралу свертки вида [1]

$$P(r) = \int A(r - r')O(r')dr' + N(r) = A * O + N, \quad (2)$$

где * обозначает операцию свертки двух функций.

При известных $P(r)$ и $A(r)$ решение (2) относительно $O(r)$ является некорректной обратной задачей. Задачу можно свести к оптимизации параметрической модели, описывающей формирование изображения источника на детекторе. В этом случае некорректная задача восстановления сводится к задаче оптимизации. Параметрическое описание с привлечением априорной информации о распределении яркости источника и размытии детектором позволяет существенно ограничить класс функций, являющихся решением задачи восстановления [4]. Параметрическая модель, описывающая формирование изображения источника рентгеновского излучения бетатрона (без учета шума), может быть представлена в форме [5]

$$P = A * O * D, \quad (3)$$

где P – детектируемое изображение, A – ФРТ апертуры, O – распределение яркости источника излучения, D – ФРТ детектора. Выражение (3) справедливо, если выполняется условие изопланарности (пространственной инвариантности) – отсутствие зависимости ФРТ коллиматора от характеристик источника.

Для параметрического описания распределения яркости источника введены следующие предположения:

- электроны падают на мишень бетатрона нормально;
- распределение плотности электронного пучка бетатрона по радиусу описывается распределением Гаусса;
- распределение яркости на мишени бетатрона пропорционально плотности электронного пучка, падающего на него.

Распределение яркости источника в плоскости детектора может быть представлено в форме

$$O = \begin{cases} C_0 \exp \left[-\frac{\left(\frac{L_2}{L_1}(x_0 - dx_0) \right)^2 + \left(\frac{L_2}{L_1}(y_0 - dy_0) \right)^2}{2\xi^2} \right], & |x_0| \leq W, |y_0| \leq H, \\ 0, & |x_0| > W, |y_0| > H, \end{cases} \quad (4)$$

где C_0 – коэффициент нормировки, (x_0, y_0) – координаты точки в плоскости источника; (dx_0, dy_0) – параметры, определяющие смещение максимальной яркости источника относительно его геометрического центра (оси коллиматора); ξ – параметр, характеризующий распределение (4), L_1 – расстояние от источника до коллиматора полутеневого апертуры, L_2 – расстояние от коллиматора полутеневого апертуры до детектора, W – ширина мишени бетатрона, H – высота мишени бетатрона.

Исходя из результатов расчета методом Монте-Карло, ФРТ полутеневого апертуры в плоскости детектора может быть представлена в форме

$$A = \begin{cases} 1, & \sqrt{x_d^2 + y_d^2} \leq \frac{L_1 + L_2}{L_1} R, \\ 0, & \sqrt{x_d^2 + y_d^2} > \frac{L_1 + L_2}{L_1} R, \end{cases} \quad (5)$$

где (x_d, y_d) – координаты точки в плоскости детектора, R – радиус коллиматора.

Согласно [6], ФРТ детектора может быть описана выражением

$$D = C_d \exp\left(-\frac{\sqrt{x_d^2 + y_d^2}}{s}\right), \quad (6)$$

где s – размерный параметр, C_d – коэффициент нормировки.

Исходя из выражения (3), при известном из эксперимента P , задача сводится к виду

$$Q = \sum_i \frac{[P_i - P_i^{\text{экс}}]^2}{\sigma_i^2} \rightarrow \min, \quad (7)$$

где $P_i^{\text{экс}}$ – экспериментальные значения, σ_i – среднеквадратичное отклонение погрешности измерений.

В предположении равноточности измерений (оценка ошибки будет несколько завышена) выражение (7) упрощается

$$Q = \frac{1}{\sigma^2} \sum_i [P_i - P_i^{\text{экс}}]^2 \rightarrow \min. \quad (8)$$

Ковариационная матрица ошибки измерений (с учетом допущения равноточности измерений) будет выражаться как

$$K_{\text{err}} = [J^T \times J]^{-1} \times G, \quad (9)$$

где J – якобиан выражения (9) в матричной форме, G – квадратная матрица с элементами на диагонали, равными $1/\sigma^2$.

Регистрация изображения источника

Измерения яркости источника рентгеновского излучения бетатрона МИБ-7,5 были произведены с помощью коллиматора полутеневого апертуры. В табл. 1 приведены паспортные характеристики бетатрона [7].

Таблица 1

Паспортные характеристики бетатрона МИБ-7,5

Максимальная энергия ускорения электронов, МэВ	7,5
Мощность экспозиционной дозы на расстоянии 1 м, сГр/мин	5
Рабочая частота, Гц	200
Потребляемая мощность, кВА	3,0
Размер фокусного пятна, см	0,025×0,3
Максимальная толщина контроля стали, см	30

Значения размеров фокусного пятна, приведенные в табл. 1, получены разработчиками бетатрона и указаны в паспорте на установку. В работе [8] приведена схема определения размеров фокусного пятна на мишени бетатрона. В данной работе для целей регистрации распределения яркости источника был использован коллиматор полутеневого апертуры с диаметром отверстия, равным 2 см.

Конструкция полутеневого апертуры

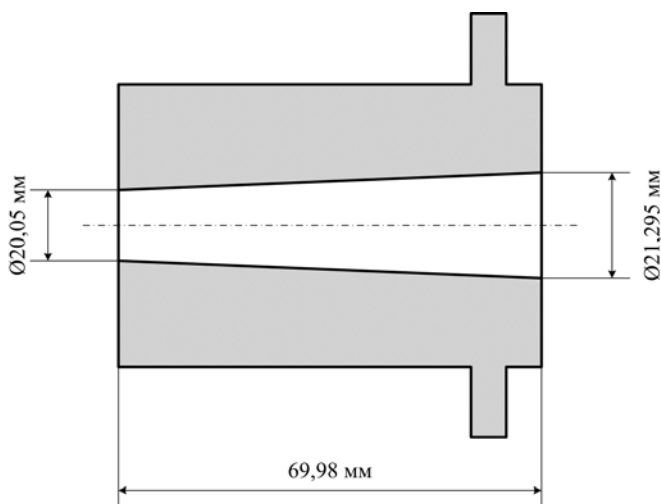


Рис. 2. Принципиальная конструкция коллиматора полутеневого апертуры

На рис. 2 представлена принципиальная конструкция коллиматора полутеневого апертуры. Для ослабления пучка был разработан коллиматор, представляющий собой свинцовый цилиндр с отверстием в форме конуса с малым углом раствора. Форма отверстия коллиматора соответствует телесному углу распространения пучка излучения. Источник располагается в вершине поверхности конуса, образующего профиль отверстия. Плечи L_1 и L_2 равны 112,7 и 450,8 см, соответственно (см. рис. 1).

Результаты измерений

В результате решения задачи минимизации функционала (7) были определены параметры распределения яркости излучающей области бетатрона МИБ-7,5. На рис. 3 представлены экспериментально полученное изображение, центральные сечения (горизонтальное и вертикальное) экспериментального и расчетного изображений источника рентгеновского излучения бетатрона МИБ-7,5.

Регистрация производилась на ADC-экран с разрешением 508 пикс./дюйм.

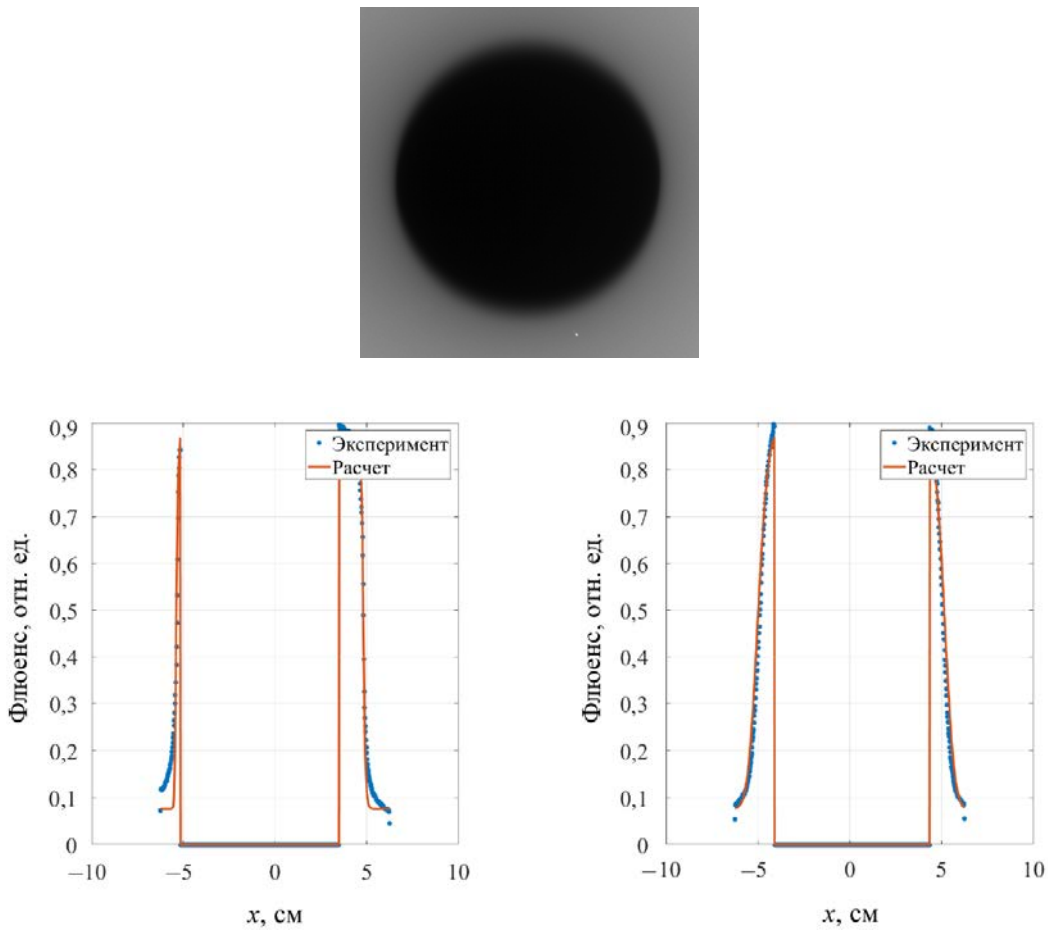


Рис. 3. Экспериментальное (вверху) изображение, горизонтальное (слева) и вертикальное (справа) сечения изображения источника бетатрона МИБ-7,5 (из сечений удалена область сплошной засветки)

На рис. 4 представлено распределение интенсивности источника рентгеновского излучения, полученное в ходе расчетов.

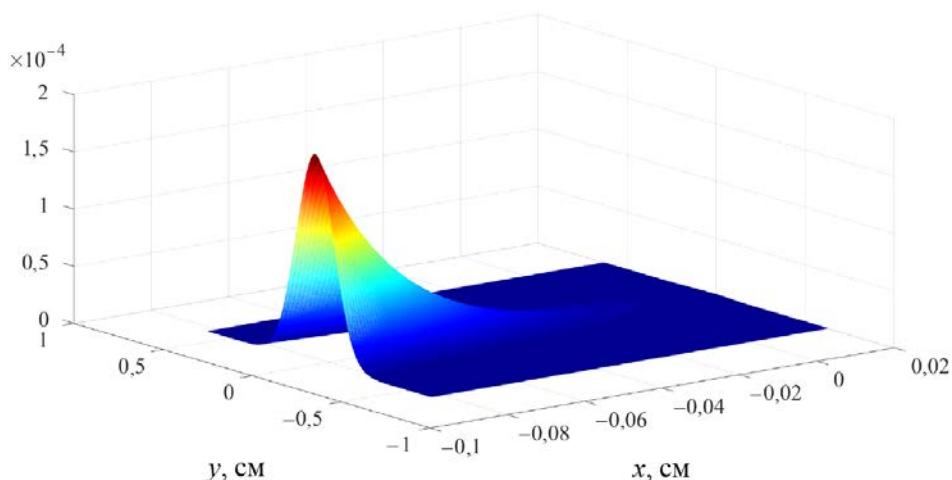


Рис. 4. Распределение яркости источника рентгеновского излучения бетатрона МИБ-7,5, рассчитанное на основе обработки результатов, полученных с помощью полутеневой апертуры

В табл. 2 приведены значения параметров модели, описывающей распределение яркости источника бетатрона, значение параметра из выражения (6) и значение среднеквадратической ошибки (MSE). Погрешности параметров получены из диагональных элементов ковариационной матрицы, определяемой выражением (9).

Таблица 2

Рассчитанные параметры модели

Параметр				
ξ , см	dx_0 , см	dy_0 , см	s , см	MSE
$0,10323 \pm 0,00341$	$-0,57286 \pm 0,05698$	$0,02455 \pm 0,01996$	$0,03015 \pm 0,00277$	$8,3038 \cdot 10^{-4}$

Для наглядности введем понятие эффективного размера фокусного пятна источника рентгеновского излучения. Эффективным размером фокусного пятна бетатрона будем называть размер, определяемый на половине высоты распределения яркости источника [8].

Эффективный размер фокусного пятна бетатрона МИБ-7,5 по результатам измерений составил 0,015 см вдоль оси OY и 0,243 см вдоль оси OX (см. рис. 4).

Список литературы

1. Barrett H. H., Swindell W. Radiological Imaging. New York: Academic Press, 1981.
2. Rosenfeld A., Kak A. C. Digital Picture Processing. New York: Academic Press, 1982.
3. Chen Yen-Wei, Nakao Zensho, Arakaki Kouichi. Generic Algorithms Applied to Neutron Penumbra Imaging // Optical Review. 1997. Vol. 4, N. 1B. P. 209–215.

4. Васин В. В., Агеев А. Л. Некорректные задачи с априорной информацией. Екатеринбург: УИФ «Наука», 1993.
5. Wang Yi, Li Qin et al. Experimental comparison of various techniques for spot size measurement of high-energy x-ray source // Chinese Physics. 2011. С. 485. P. 254–261.
6. Фризер Х. Фотографическая регистрация информации. М.: Мир, 1978.
7. Москалев В. А., Чехлов В. Л. Бетатроны. Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2009.
8. Бельтяев Ю. Н., Гейзер А. А., Отрубьянников Ю. А. и др. Разработка малогабаритных бетатронов с повышенными удельными характеристиками // Сб. тр. V Межд. коллоквиума по бетатронам. Бухарест, 1973.

Intensity Distribution Measurement and Calculation for a Source of X-rays

**A. N. Subbotin, K. G. Pluzyan, V. I. Potapin, A. V. Kalutskii, A. V. Balandin,
V. I. Valekzhanina, A. A. Gorodnov, M. I. Ivanov, A. Yu. Arkhipov**

The procedure of measuring intensity distribution of betatron MIB-7,5 hard X-ray source fulfilled with the aid of a method of half-shade aperture is described (algorithm and calculated model are proposed). The estimation of influence of half-shade aperture collimating orifice diameter on the value of signal-noise ratio in the measured distribution is given. The measurement algorithm is based on the development of mathematical model of X-ray pattern formation mechanism, experimental production of X-ray pattern and reconstruction of the source intensity distribution using a parametric model where a priori information on the experiment is contained. betatron.