

12

Использование рассеянного рентгеновского излучения для диагностики энергетического распределения электронов в гиротронах

© А.В. Архипов, Н.В. Дворецкая, О.И. Лукша, Г.Г. Соминский,
Gerd Gantenbein, Andrey Samartsev

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
E-mail: arkipov@rphf.spbstu.ru
Karlsruhe Institute of Technology, ИМ,
Hermann-von-Helmholtz-Platz 1, 76344, Eggenstein-Leopoldshafen, Germany

Поступило в Редакцию 26 сентября 2014 г.

Предлагается использовать рассеянное рентгеновское излучение для определения энергетического спектра электронов, приходящих на коллектор гиротрона. Показано, что в условиях, типичных для приборов данного типа, спектр излучения практически не меняется при комптоновском рассеянии в диагностическом окне. Преимуществом данной модификации диагностического метода (по сравнению с использованием прямого потока рентгеновских лучей) является оптимизация плотности потока излучения для использования спектрометров энергодисперсионного типа. Опробована схема измерений, позволяющая получать данные, усредненные по всему электронному пучку гиротрона. Обсуждается возможность получения информации с оптимальным пространственным разрешением.

Для гирорезонансных приборов, как и для других мощных высокочастотных генераторов, достижение максимально возможного КПД является одной из основных задач. Для ее решения возможность измерения энергетического распределения в „отработанном“ электронном пучке может быть чрезвычайно полезной, поскольку оно несет информацию об особенностях взаимодействия электронов с высокочастотным полем и может способствовать выбору оптимального режима работы гиротрона. Особую ценность такие данные могут представлять при проектировании и настройке систем рекуперации энергии электронного потока. Традиционно для измерения энергий электронов применяется

метод тормозящего поля [1–3]. Однако использование этого метода предполагает необходимость внесения существенных изменений в конструкцию коллектора, что не всегда возможно при работе с „серийными“ гиротронами. В этих условиях одним из немногих доступных источников информации о свойствах электронного пучка оказывается рентгеновское излучение, создаваемое им при осаждении на коллектор. Рентгеновские методы диагностики электронных потоков были известны и ранее (например, [4,5]), однако практические перспективы их использования для диагностики гиротронных пучков возникли, на наш взгляд, лишь с появлением нового поколения рентгеновских спектрометров с полупроводниковыми сенсорами, обладающих высокой чувствительностью и быстродействием, точных, компактных и недорогих.

Ранее нами был предложен и испытан способ измерения энергий электронов, основанный на анализе спектров рентгеновского излучения, генерируемого пучком при его осаждении на коллектор [6,7]. В области энергий, типичных для пучков гироприборов (30–100 keV), отсутствуют линии характеристического излучения химических элементов, входящих в состав материала коллекторов. Поэтому рентгеновское излучение в указанном диапазоне энергий квантов имеет чисто тормозной характер. Спектр тормозного излучения для электронов с энергией eU с хорошей точностью описывается формулой Крамерса (см. [8] и ссылки из обзорной части этой работы):

$$N_{eU}(E) = kZ[(eU/E) - 1], \quad (1)$$

где $N_{eU}(E)$ — спектральная плотность излучения квантов с энергией E ; Z — атомный номер материала мишени; k — постоянный коэффициент. Как видно из приведенного выражения, форма спектра не зависит от материала мишени (Z выступает общим множителем) и однозначно определяется энергией электронов. Поэтому для пучка, состоящего из электронов разных энергий, энергетическое распределение $I(eU)$ можно получить, применив к экспериментально измеренному спектру рентгеновского излучения $N(E)$ операцию обратного интегрального преобразования (деконволюции) с ядром $N(eU, E) \equiv N_{eU}(E)$. Регистрируемые в практических условиях рентгеновские спектры могут быть искажены при прохождении излучения к спектрометру сквозь диагностическое окно или под влиянием некоторых других факторов [6].

Однако влияние таких искажений можно значительно уменьшить, если определяющие ядро интегрального преобразования функции $N_{eU}(E)$ измерять в ходе того же эксперимента. Снижением тока электронного пучка гиротрона ниже порога возбуждения высокочастотных колебаний можно добиться узкого энергетического распределения электронов, приходящих на коллектор. Их энергию можно варьировать, изменяя ускоряющее напряжение U . Рентгеновские спектры, измеренные в таких слабых режимах, могут быть использованы в расчетах в качестве функций $N_{eU}(E)$.

Возможность практической реализации предложенной методики была продемонстрирована в работе [7]. Одним из препятствий, обнаружившихся при проведении этих экспериментов, оказалось несоответствие (многократное превышение) плотности потока рентгеновских фотонов, генерируемых на коллекторе гиротрона, возможностям рентгеновских спектрометров с полупроводниковыми детекторами. На первый взгляд, проблема носит чисто технический характер, однако для ее решения потребовалось существенно видоизменить схему измерений. Модификация рентгеновской методики измерения энергий электронов в гиротроне, связанная с необходимостью уменьшения потока фотонов без существенного изменения его спектрального состава, и является темой данного сообщения.

Наиболее информативная часть рентгеновского излучения мощных гироприборов лежит в диапазоне энергий 30–100 keV. К сожалению, в этом диапазоне не могут быть использованы брэгговские (волнодисперсионные) спектрометры, для которых мощность входного потока излучения практически не ограничена сверху. В альтернативных им энергодисперсионных спектрометрах величина энергии каждого кванта определяется отдельно, по амплитуде токового импульса, индуцируемого им в чувствительном элементе. Поэтому входной поток излучения ограничен на уровне, определяемом максимальной скоростью формирования и счета импульсов в цепях прибора. Для использовавшегося нами спектрометра Amptek X-123 CdTe она равна приблизительно 10^5 s^{-1} , что соответствует максимальным значениям для спектрометров данного диапазона. Эксперименты проводились на многочастотном (100–140 GHz) гиротроне Института технологии г. Карлсруэ (Германия) с выходной мощностью до 1 MW. В рабочих режимах гиротрона ускоряющее напряжение и ток пучка не превышают соответственно 90 kV и 50 A. Отработанный пучок осаждается на внутренней поверхно-

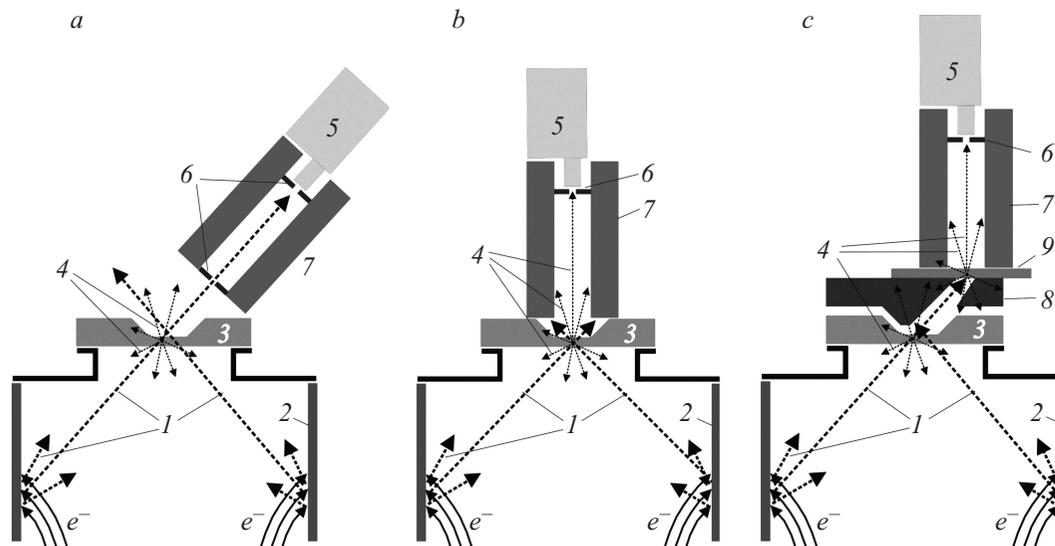


Рис. 1. Варианты схемы измерений спектров тормозного излучения отработанного электронного пучка; *a* — регистрация прямого излучения с малой части коллектора; *b* — регистрация излучения со всей площади коллектора после рассеяния в диагностическом окне; *c* — регистрация излучения с части коллектора после рассеяния в специальном рассеивающем элементе: 1 — прямое рентгеновское излучение, создаваемое электронным пучком (e^-); 2 — стенка коллектора; 3 — диагностическое окно (Al); 4 — рассеянное излучение; 5 — спектрометр; 6 — рентгеновский коллиматор (W); 7 — защита спектрометра от прямого излучения (Cu); 8 — рентгеновская маска (Cu); 9 — рассеиватель (Al).

сти цилиндрического медного коллектора, имеющего диаметр 215 mm. Коллекторная секция вакуумной оболочки оснащена рентгенопрозрачным диагностическим окном из алюминия толщиной 2 mm, за которым может размещаться спектрометр (рис. 1). Расчеты показывают, что при указанных параметрах электронного пучка плотность потока рентгеновских квантов за диагностическим окном равна приблизительно $6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Даже при установке перед входом спектрометра вольфрамового коллиматора толщиной 2 mm с отверстием 0.01 mm^2 средняя частота прихода фотонов составит около $2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$, что существенно превышает максимально допустимое значение. Применение фильтров для уменьшения потока рентгеновских квантов невозможно из-за их влияния на спектральный состав излучения — селективного подавления длинноволновой компоненты. Желаемая величина ослабления может быть достигнута ограничением телесного угла, из которого происходит сбор данных. Использование двух рентгеновских коллиматоров (рис. 1, *a*) позволяет ограничить область „обзора“ спектрометра небольшой частью поверхности коллектора, где осаждается малая часть полного тока пучка. Однако расчеты показывают, что для достижения требуемого результата это ограничение должно быть очень жестким: „поле зрения“ спектрометра требуется уменьшить приблизительно до 1 mm^2 . Проведенные эксперименты выявили непрактичность такого подхода из-за необходимости „слепой“ установки коллиматора и спектрометра вдоль прямой линии, соединяющей облучаемую электронами область коллектора и диагностическое окно. Кроме того, получаемые таким образом данные относятся к малой, выбираемой случайным образом части электронного пучка и могут быть непоказательными с точки зрения оценки его усредненных характеристик, необходимых в первую очередь.

Для решения описанной проблемы была предложена модифицированная схема измерений, иллюстрируемая рис. 1, *b*. В соответствии с ней спектрометр устанавливается на оси симметрии коллектора и экранируется от прямого рентгеновского излучения, генерируемого осаждаемыми на коллектор электронами. На вход спектрометра поступает лишь излучение, претерпевшее комптоновское рассеяние в материале диагностического окна. Согласно расчетам, для квантов, проходящих через алюминиевое окно толщиной 2 mm, вероятность однократного рассеяния составляет приблизительно 10%, многократным рассеянием можно пренебречь. В классическом приближении

2* Письма в ЖТФ, 2015, том 41, вып. 2

сечение рассеяния в единичный телесный угол описывается формулой Томпсона

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) \quad (2)$$

(здесь r_0 — классический радиус электрона, θ — угол рассеяния) и не зависит от энергии первичного фотона. При более точном квантовом рассмотрении такая зависимость появляется, однако для интересующего нас диапазона энергий $E \leq 100$ keV остается слабой — величина поправки не превышает приблизительно 10%. В результате рассеяния энергия кванта уменьшается в соответствии с выражением

$$E' = \frac{E}{1 + (E/mc^2)(1 + \cos \theta)}, \quad (3)$$

где mc^2 — масса покоя электрона в энергетических единицах. Отметим, что в условиях наших экспериментов это уменьшение весьма невелико. Для типичного угла рассеяния $\theta = 25^\circ$ (определяемого геометрией коллекторной области данного гиротрона) оно составит приблизительно 0.4 и 1.5% для фотонов с исходными энергиями 50 и 100 keV. Однако при реализации обсуждаемого метода и это небольшое изменение будет скомпенсировано, поскольку окажет одинаковое воздействие на результаты измерений при малом токе (для вычисления ядра интегрального преобразования) и в рабочем режиме гиротрона.

Таким образом, переход к регистрации излучения, рассеянного в диагностическом окне, практически не меняет его спектральных характеристик. При этом плотность его потока существенно уменьшается. Например, в схеме эксперимента, представленной на рис. 1, *b*, для рабочего режима исследуемого гиротрона поток фотонов на вход спектрометра будет оптимальным (10^5 s⁻¹) при площади апертуры коллиматора 0.01 mm². При этом получаемые данные окажутся усредненными по всему отработанному электронному потоку.

Приведенные оценки были подтверждены в ходе экспериментальной проверки. На рис. 2 представлены спектры рентгеновского излучения гиротрона, полученные в экспериментальной конфигурации рис. 1, *b*. Измерения проводились в режиме малого тока электронного пучка, обеспечивавшем его моноэнергетичность, при варьируемом ускоряющем напряжении U . Форма спектров хорошо описывается формулой Крамерса (1) при учете влияния поглощения длинноволновой части излучения диагностическим окном. На рис. 3, *a* приведен спектр

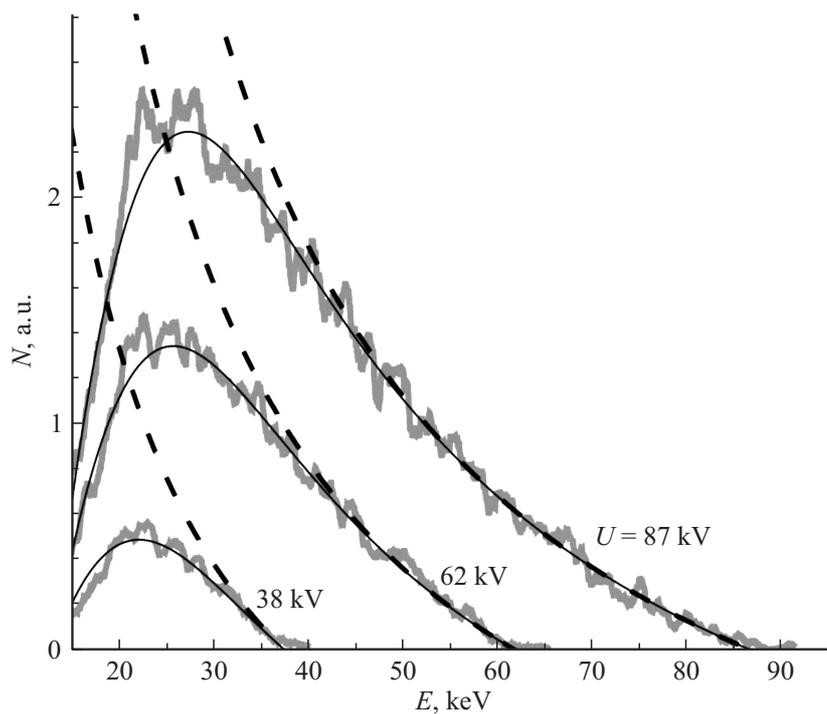


Рис. 2. Сравнение экспериментально измеренных спектров рентгеновского излучения (серые кривые) для слабotoчного режима работы гиротрона при 3 значениях ускоряющего напряжения U с теоретическими зависимостями: формулой Крамерса (пунктир) и формулой, учитывающей поглощение излучения в диагностическом окне (сплошные тонкие линии).

рассеянного излучения, измеренный при большем токе гиротрона, в условиях возбуждения высокочастотных колебаний (при мощности, составляющей приблизительно половину от максимальной). Сопоставление его с одним из спектров для слабotoчного режима демонстрирует их качественное различие. Деконволюция данного спектра позволила получить энергетическое распределение электронов, приведенное на рис. 3, *b*.

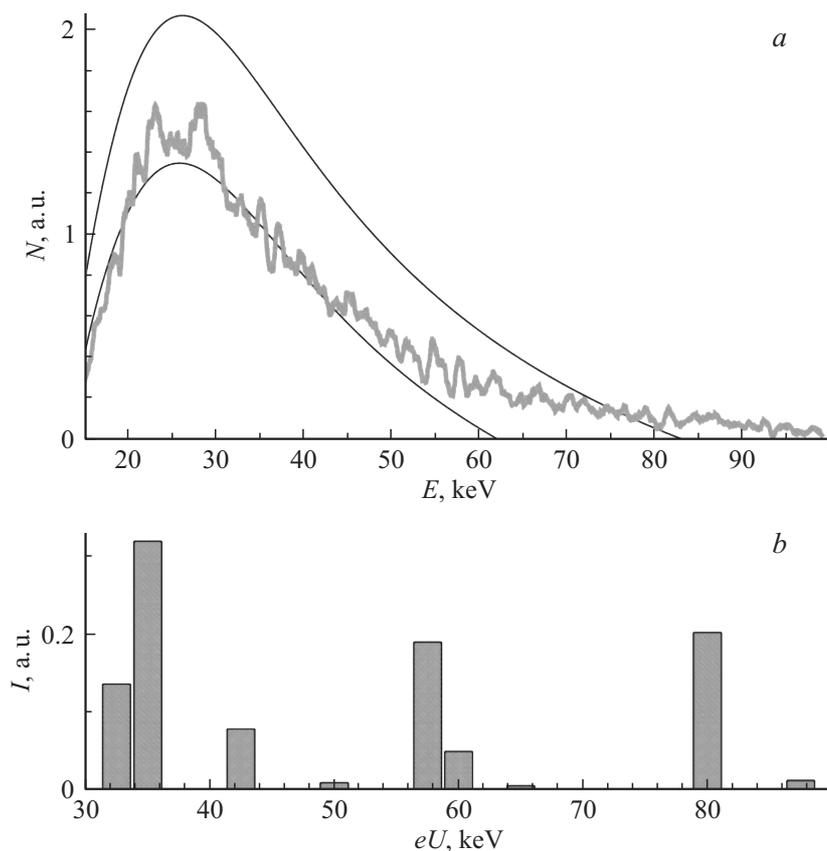


Рис. 3. *a* — спектр рентгеновского излучения с коллектора гиротрона для режима 84 kV, 29 A, 510 kW (серая кривая) в сравнении с расчетными спектрами для электронов с энергиями 62 и 84 kV (тонкие кривые). *b* — энергетическое распределение электронов, рассчитанное на основании приведенного выше спектра. Представлено парциальными токами групп электронов, имеющих энергии в пределах интервалов шириной 2 keV.

Помимо информации об усредненных свойствах всего отработанного пучка электронов предложенная модификация экспериментальной методики позволяет получать и сравнительные данные, отно-

сящиеся к отдельным его частям. Для этого можно использовать видоизмененную схему измерений, приведенную на рис. 1, с. Здесь введен дополнительный элемент рентгеновской оптики — маска, выделяющая излучение с азимутально ограниченной части поверхности коллектора. Это излучение направляется на алюминиевую пластину толщиной несколько мм. Рассеянное в ней излучение попадает на вход спектрометра. Поворот маски вокруг оси коллекторной секции позволяет анализировать излучение с различных азимутальных частей коллектора. В отличие от схемы рис. 1, а, получаемые в этом случае данные усредняются по области поверхности коллектора значительной площади, известной геометрии и положения и потому могут иметь большую практическую ценность. С помощью предлагаемой схемы эксперимента можно проводить сравнение эффективности взаимодействия электронного потока с высокочастотным полем для различных „трубок тока“, обнаруживая таким образом неточности взаимной юстировки магнитных катушек, катода и высокочастотного резонатора и определяя степень их влияния на эффективность работы гиротрона в целом (по локальным значениям электронного КПД для различных частей пучка). В ближайшее время планируется экспериментальная проверка и данной модификации диагностического метода.

Продемонстрированная возможность использования комптон-рассеянного рентгеновского излучения для измерения электронных энергетических распределений открывает возможности использования данного метода и для серийных экземпляров гиротронов, а также, возможно, и мощных электронно-пучковых устройств других типов. Такие приборы, как правило, не оборудованы диагностическими окнами, и прямое рентгеновское излучение не выходит за пределы вакуумной оболочки — его экранируют в целях обеспечения соответствия нормам радиационной безопасности. В то же время отдельные относительно рентгенопрозрачные элементы конструкции, такие как керамические изоляторы и высокочастотные окна, могут находиться в поле прямого рентгеновского облучения с коллектора. При обеспечении доступа к таким элементам снаружи, рассеиваемое ими излучение относительно невысокой плотности в некоторых случаях может использоваться в диагностических целях.

Работа финансировалась из средств гранта Минобрнауки РФ 11.G34.31.0041, гранта РФФИ 11-02-01442, а также в рамках программы Programm Kernfusion of KIT.

Список литературы

- [1] *Glyavin M.Yu., Goldenberg A.L., Kuftin A.N., Lygin V.K., Postnikova A.S., Zarevalov V.E.* // IEEE Trans. Plasma Science. 1999. V. 27. N 2. P. 474.
- [2] *Венедиктов Н.П., Глявин М.Ю., Гольденберг А.Л., Запевалов В.Е., Куфтин А.Н., Моисеев М.А., Постникова А.С.* // ЖТФ. 2000. Т. 70. В. 12. С. 63.
- [3] *Лукиша О.И., Пиосчик Б., Соминский Г.Г., Тумм М., Самсонов Д.Б.* // Изв. РАН. Энергетика. 2006. В. 5. С. 131.
- [4] *Дувидзон В.М., Маркевич О.С., Свинцов В.В., Смилга В.И., Тимохин А.Б., Шафранов Д.М.* // ПТЭ. 1990. В. 3. С. 192.
- [5] *Мордасов Н.Г.* // ЖТФ. 2003. Т. 73. В. 2. С. 107.
- [6] *Архипов А.В., Дворецкая Н.В., Керн Ш., Лукиша О.И., Соминский Г.Г.* // Науч.-техн. ведомости СПбГПУ. Физ.-мат. науки. 2012. В. 1. С. 68.
- [7] *Arkhipov A., Dvoretzkaya N., Gantenbein G., Kern S., Louksha O., Rzesnicki T., Samartsev A., Sominski G.* // IEEE Trans. Plasma Science. 2013. V. 41. N 10. P. 2786.
- [8] *Castellano G., Osan J., Trincavelli J.* // Spectrochimica Acta. B. 2004. V. 59. N 3. P. 313.