

01;02

Дифракционный расчет рентгеновской рефракционной киноформной линзы

© Л.И. Огнев

Институт ядерного синтеза, РНЦ „Курчатовский институт“, Москва
E-mail: ognev@nfi.kiae.ru

Поступило в Редакцию 23 ноября 2004 г.

С помощью дифракционной численной модели впервые исследовано влияние перепада толщины в киноформной рентгеновской линзе на формирование прошедшего пучка в дальнем и ближнем поле.

Апертура пучка рентгеновского излучения при прохождении через рефракционную рентгеновскую линзу [1–3] ограничена поглощением на ее краях, где толщина линзы велика [4]. Для увеличения светосилы рентгеновской линзы может быть использовано уменьшение толщины ее периферийных частей на величину, соответствующую скачку фазы прошедшего излучения, кратному 2π [5]. Наиболее продвинутый прототип такого устройства представляет собой киноформная „папортниковая“ планарная линза [5], состоящая из многих периферийных частей параболической линзы, приложенных к ее центральной части. Такие составные линзы многократно повторяются, образуя единый блок. Однако наличие резкого скачка толщины слоя вещества в линзе на границах составных частей может приводить к появлению дифракционных эффектов, которые исследуются в настоящей работе численным методом [6]. В рамках модели проводится пошаговое численное интегрирование параболического уравнения квазиоптики для комплексной амплитуды электрического поля синхротронного излучения $A(x, z)$ вдоль продольной оси z , которая направлена по оптической оси линзы:

$$2ik\partial A/\partial z = \Delta_{\perp}A + k^2[(\varepsilon - \varepsilon_0)/\varepsilon_0]A. \quad (1)$$

Поперечная координата обозначена как x . Начальное значение волны на входе в линзу определяется расстоянием от источника излучения и его

размерами

$$A(x, z = 0) = A_0(x). \quad (2)$$

Здесь $k = \sqrt{\varepsilon_0}(\omega/c)$ — волновой вектор, ε — диэлектрическая проницаемость. Предполагалось, что рентгеновский пучок узок и имеет гауссов профиль. Модель также может быть обобщена на случай частично когерентного излучения. В отличие от приосевого приближения для преломляющей линзы с параболическим профилем плотности [4], используемая в настоящей работе численная модель позволяет рассматривать рефракционную линзу произвольного профиля, в том числе и формируемую зубчатыми поверхностями [2].

Результаты расчетов интенсивности прошедшего излучения на оси планарной линзы для среды с параболическим профилем плотности представлены на рис. 1 штриховой линией I . Расчеты производились с диэлектрической проницаемостью $(1 - \varepsilon) = 10^{-5}$ и величиной мнимой части 10^{-7} при энергии рентгеновского пучка 12.4 keV. Положение максимума интенсивности излучения за линзой сравнивалось с оценкой для фокусного расстояния тонкой линзы в рамках геометрической оптики. Фокусное расстояние F единичной рефракционной линзы в зависимости от радиуса кривизны R может быть определено по формуле [4]

$$F = 2R/(1 - \varepsilon). \quad (3)$$

При заданных параметрах линзы фокусное расстояние равно 6625 mm, что хорошо согласуется с результатами на рис. 1.

В киноформной линзе, на ее периферийных частях, убраны слои вещества, пропорциональные толщине, дающим сдвиги фазы $n \cdot 2\pi$ для излучения с заданной длиной волны λ :

$$\delta d = n\lambda \cdot 2/(1 - \varepsilon). \quad (4)$$

Как показали расчеты, для киноформного профиля, содержащего только один перепад фазы в две длины волны, что соответствует толщине около $40 \mu\text{m}$, это приводит к возрастанию интенсивности в фокусе на 15% при выбранных параметрах линзы и пучка. В расчетах профиль перепада толщины линзы был сглажен на масштабе $0.1 \mu\text{m}$.

Для исследования чувствительности к отклонениям толщины киноформной линзы от точного значения (4) были выполнены расчеты с линзой с уменьшенной величиной перепада до $35 \mu\text{m}$. Зависимость

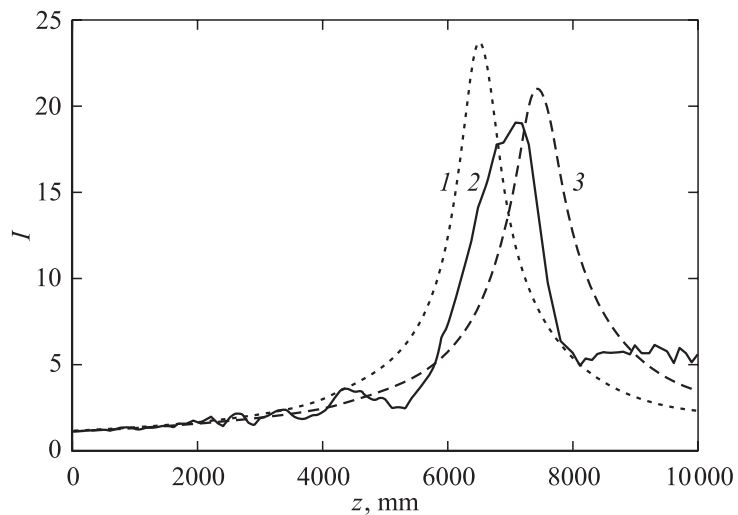


Рис. 1. Зависимость интенсивности рентгеновского пучка на оптической оси параболической рефракционной линзы для когерентного узкого пучка с энергией 12.4 keV. Штриховые кривые 1 и 3 соответствуют однократным планарным линзам параболического профиля. Сплошная кривая 2 соответствует киноформной линзе с неточным сдвигом фазы за счет перепада толщины в $35 \mu\text{m}$ (кривизна центральной зоны соответствует данным для линии 3).

излучения на оси расстояния за такой линзой показана на рис. 1 сплошной линией. (Зависимость интенсивности для параболической линзы с аналогичной уменьшенной кривизной центральной части приведена на рисунке штриховой линией 3). Видно, что возникают отчетливые пульсации интенсивности, которые были практически незаметны для результатов при точном соответствии толщины перепада условию (4). Интенсивность излучения в фокусе снижается на 25% по сравнению с киноформной линзой с точным перепадом фазы на 4λ .

Моделирование прохождения рентгеновского пучка через блок из 20 киноформных рентгеновских линз, разделенных пространственными промежутками в $40 \mu\text{m}$, приводит к схожим результатам. При этом интенсивность в фокусе возрастает примерно в 5 раз, а фокусное расстояние уменьшается в 20 раз, что согласуется с приближением

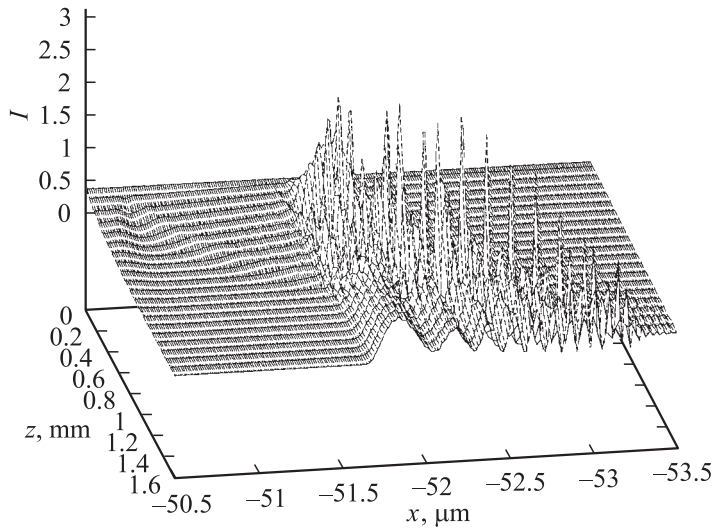


Рис. 2. Динамика распределения интенсивности в многократной киноформной линзе из элементов с поперечными разрывами толщины на расстоянии $51 \mu\text{m}$ от оси линзы.

геометрической оптики. Симметричное нарушение условий согласования фаз на правом и левом краях центральной зоны также приводит к осцилляциям интенсивности на оси линзы в дальнем поле. Однако наиболее существенные особенности проявляются в ближнем поле за линзой.

Распределение интенсивности внутри многократной линзы показано на рис. 2. Участок сглаженного перепада толщины в многократной линзе расположен на расстоянии $51 \mu\text{m}$ от оси линзы. Видно, что на краю центрального участка, где толщина вещества линзы велика, возникает провал в распределении интенсивности излучения, обусловленный поглощением в среде, тогда как на большем удалении от края формируются пики интенсивности, которые уже на выходе из линзы принимают вид, характерный для дифракции на крае экрана. Однако появление таких осцилляций не может оказывать существенного влияния на формирование пучка в компактном устройстве, имеющем малую протяженность вдоль оси, каким является „папортниковая линза“ [5],

так как располагаются даже на выходе из линзы далеко от края 1-й зоны. В то же время в протяженной рентгеновской линзе, собираемой из киноформных элементов, появление дифракционных максимумов на краях зоны высшего порядка может предъявлять повышенные требования к точности юстировки системы по отношению к пучку. Полученное в расчетах распределение интенсивности в фокальном пятне за многократной линзой имеет простую структуру и близко к гауссовой форме распределения в поперечном направлении.

Таким образом, дифракционная модель киноформной рефракционной рентгеновской линзы показывает, что острый край между 0-й и 1-й зонами приводит к появлению „бахромы“ в распределении интенсивности в ближнем поле. Но в дальней зоне влияние разрыва пучка сглаживается. В то же время неточное согласование фаз в киноформной линзе может приводить к заметному снижению интенсивности излучения в фокусе даже по сравнению с параболической линзой. В случае частично когерентного рентгеновского пучка эффекты будут менее заметны. На основании проведенного исследования можно сделать вывод о перспективности использования киноформных линз для улучшения пропускания рентгеновского излучения через фокусирующие системы.

Список литературы

- [1] *Snigirev A., Kohn V., Snigireva I., Leneler B.* // Nature. 1996. V. 384. N 7. P. 49–51.
- [2] *Cedestrom B., Cahn R., Danielsson M., Lundquist M., Nygren D.R.* // Nature. 2000. V. 404. P. 951.
- [3] *Дудчик Ю.И., Кольчевский Н.Н., Комаров Ф.Ф.* // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. В. 24. С. 19–23.
- [4] *Kohn V.G.* // JETP Letters. 2002. V. 76. N 10. P. 600–603.
- [5] *Snigireva I., Snigirev A., Rau C., Weitkamp T., Aristov V., Grigoriev M., Kuznetsov S., Shabelnikov L., Yunkin V., Hoffman M., Voges E.* // NIM (A). 2001. V. A467–468. P. 982–985.
- [6] *Bobrova T.A., Ognev L.I.* Numerical simulation of gliding reflection of X-ray beam from rough surface. Preprint of Kurchatov Institute, IAE-6051/11. Moscow, 1997. <http://arXiv.org/abs/physics/9807033>.