

денных расчетов можно заключить, что преломляющая оптика наиболее эффективна при энергии фотонов более 20 кэВ и при использовании короткофокусных объективов.

Данная работа выполнена при частичной поддержке ФФИ Беларуси (грант Ф02М-048).

Литература

1. Рентгеновская оптика и микроскопия: Сб науч. Тр./ Под общ. Ред. Г.Шмаля Д Рудольфа. – М.: Мир, 1987. – 464 с.
2. A.Snigirev, V Kohn, I.Snigireva, B.Lengeler // Nature, 1996, V. 384., P.49
3. Yu.I.Dudchik, N N.Kolchvsky // Nucl. Instrum. and Methods., 1999, A421., P.361.
4. A.Snigirev, V Kohn, I.Snigireva, e.a. // Appl. Opt., 1998, V. 37., P.653
5. Y Kohmura, M.Awaji, Y Suzuki T.Ishikawa, Yu.I.Dudchik, N.N.Kolchvsky. F.F.Komarov // Rev. Sci. Instrum., 1999, V.70, P. 4161.
6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1973 - 719 с.
7. Блохин М.А. Швейцер И.Г. Рентгеноспектральный справочник – М.: Наука, 1982. – 376 с.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА ФОКУСНОГО ПЯТНА ПРЕЛОМЛЯЮЩЕЙ ЛИНЗЫ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МИКРОФОКУСНОГО ИСТОЧНИКА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Т.А. Васькович

*Научный руководитель – Н.Н. Кольчевский
белорусский государственный университет*

Разработка методов фокусировки рентгеновского излучения началась более века назад. Преломляющие линзы, аналогичные оптическим, считаются непригодными для фокусировки рентгеновского излучения, так как показатель преломления близок к единице, а поглощение рентгеновского излучения веществом велико. Это привело к развитию альтернативных подходов, основанных на применении изогнутых кристаллов и зеркал рентгеновского излучения, зонных пластинок Френеля и Брэгга-Френеля, и капиллярной оптики (оптика Кумахова), построенных на принципах отражающей и дифракционной оптики [1].

В настоящее время интенсивно разрабатываются элементы преломляющей оптики, применение которых для управления рентгеновским излучением до этого считалось неэффективным. Основные работы ведутся на синхротронных источниках третьего поколения (Spring-8, APS, ESRF), характеризующихся высокой направленностью и монохроматичностью испускаемого излучения, такие источники являются дорогостоящими, в настоящее время в мире их число не превышает 60 [2,3,4].

Целью настоящей работы являлось рассмотреть возможности использования преломляющих линз совместно с компактными рентгеновскими трубками.

Вследствие малости длины волны рентгеновского излучения показатель преломления вещества n в рентгеновской области спектра очень близок к единице:

$$n=1-\delta-i\beta, \quad (1)$$

где $1-\delta$ - действительная часть показателя преломления, величина порядка $10^{-6} - 10^{-7}$; i - мнимая единица, β - коэффициент характеризующий поглощение.

Т.к. вакуум (или воздух) является оптически наиболее плотной средой, то для рентгеновского излучения фокусирующей собирающей линзой будет не двояко выпуклая как в обычной оптике, а двояко вогнутая линза.

Идея преломляющей линзы для рентгеновского излучения основана на использовании большого количества преломляющих поверхностей, позволяющих снизить фокусное расстояние линзы до 1 метра. В настоящее время существует множество конструкций преломляющих рентгеновских линз, реализующих данную идею [3-8]. Фокусное расстояние F такой сложной линзы составляет:

$$F=R/26N, \quad (2)$$

где R - радиус кривизны линзы, N - число отдельных линз.

При использовании рентгеновских трубок для расчетов интенсивности необходимо наряду с характеристическим спектром учитывать тормозной спектр рентгеновской трубки. Тормозной спектр рентгеновской трубки можно описать с помощью соотношения для плотности излучения ρ [8]:

$$\rho \approx a (\lambda - \lambda_{\min}) / \lambda^2 \lambda_{\min} \quad (3)$$

где $\lambda = 12,4 \cdot 10^{-10} / E_r$ (кэВ); $\lambda_{\min} = 12,4 \cdot 10^{-10} / U$ (кэВ); E_r - энергия рентгеновских фотонов; U - ускоряющее напряжение на трубке; a - константа.

Пусть имеется система сферических линз, вследствие малости размеров линзы по сравнению с фокусным расстоянием такую линзу можно считать тонкой и все расчеты проводить для отдельной линзы из вещества показатель преломления которого составляет

$$n = 1 - N \delta - i N \beta. \quad (4)$$

Для рентгеновского луча распространяющегося на высоте N относительно оптической оси ослабление будет определяться толщиной линзы:

$$I = I_0 \exp(-\mu N d) \exp(-2 \mu N (R - (R^2 - H^2)^{1/2})), \quad (5)$$

где d - толщина линзы в узкой ее части.

Такой луч сфокусируется линзой на расстоянии F_n от линзы:

$$F_n = (R^2 - H^2)^{1/2} / 2\delta N. \quad (6)$$

Так как линза обладает сильной хроматической aberrацией, вследствие зависимости показателя преломления n от энергии фотонов, и сферическими aberrациями, то фокусное пятно будет сформировано частью тормозного спектра. Эта добавочная интенсивность зависит от энергии фотонов характеристического излучения E_c и определяется следующим соотношением:

$$I = \int_0^R \rho(E) \exp(-\mu d N) \exp(-2 \mu N (R - (R^2 - H^2)^{1/2})) 2\pi R (1 - E_c^4 / E^4)^{1/2} dH. \quad (7)$$

Расчеты производились для линзы радиусом 100 мкм, содержащей 100 и 10 отдельных полимерных микролинз ($H_{30}C_{20}O_2$), толщина линзы 0-200 мкм, энергия фотонов характеристического излучения 8 кэВ. Результаты расчетов показаны на рисунке 1.

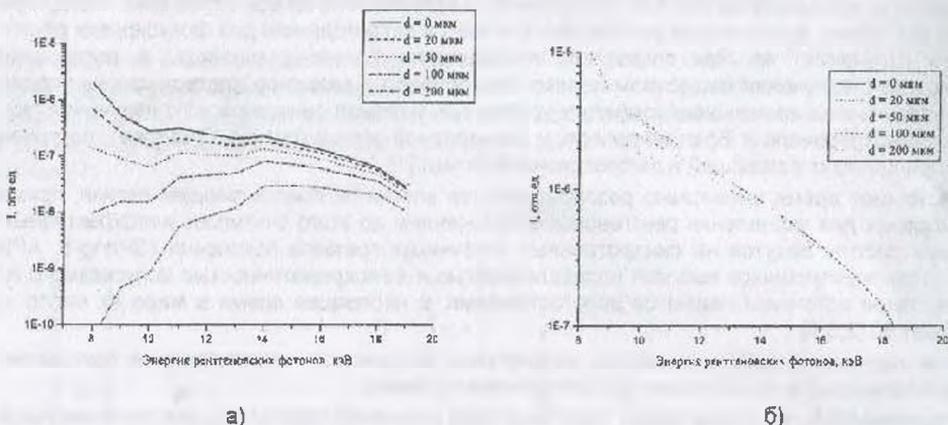


Рисунок 1 - Зависимости I от энергии рентгеновских фотонов для полимерной линзы радиусом 100 мкм, толщина отдельной линзы 0-200 мкм, составная линза содержала 100 (а) и 10 (б) линз

Как видно из рисунка фокусное пятно содержит высокоэнергетическое излучение, а линза действует как фильтр. При этом доля характеристического излучения тем значительнее, чем меньше толщина линз и меньше число линз, т.е. чем меньше поглощение. Основной вклад в фокусное пятно вносит излучение близкое к характеристической линии источника (8кэВ), что позволяет надеяться на возможность использования преломляющей оптики совместно с рентгеновскими трубками без использования монохроматоров.

Работа частично поддержана Фондом фундаментальных исследований договор Ф02М-048
Литература.

- 1 Мишкет А. Оптика рентгеновского излучения. - М.: Мир, 1989. - 352 с.
- 2 Рентгеновская оптика и микроскопия: Сб. науч. Тр./ Под общ. Ред. Г.Шмага Д.Рудольфа. - М.: Мир, 1987 - 464 с.
- 3 A.Snigirev, V.Kohn, I.Snigireva, B.Lengeler // Nature., 1996, V. 384, P.49.

4. Y.Kohmura, M.Awaji, Y.Suzuki e a // Annual report SPing-8., 1997, P.239
5. V.V.Aristov, V.V.Starkov, L.G.Shabelnikov e.a.// Opt. Commun., 1999, V.161., P.203.
6. B.Cederstrom, R.N.Cahn, M.Danielsson e.a. // SPIE., 1999, V.404., P.951
7. Yu.I.Dudchik, N.N.Kolchvsky // Nucl. Instrum. and Methods., 1999, A421, P. 361
8. Блохин М.А. Физика рентгеновских лучей. – М.: Гостехиздат, 1957. – 340 с

ПОСТРОЕНИЕ ФИЗИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ОПТРОННОЙ СТРУКТУРЫ С ОТКРЫТЫМ ОПТИЧЕСКИМ КАНАЛОМ

И.Ю. Развин

Научный руководитель – В.Э. Малаховская
Белорусский национальный технический университет

В настоящее время в информационно-измерительных системах широко используются оптронные структуры с открытым (управляемым) оптическим каналом [1]. В данной работе приведены результаты построения и анализа физической модели оптронной структуры диодного типа с управляемым оптическим каналом (УОК), в которой в качестве модулирующих элементов применяются электрооптические жидкокристаллические (ЖК) слои. В структурах диодного типа в качестве излучающих и фоточувствительных элементов используются соответственно светодиоды и фотодиоды.

1. В рамках выбранной нами физической модели (геометрическое приближение) проведем качественную оценку светопередачи в такой оптронной структуре. Принцип действия оптрона основан на двойном преобразовании сигнала. Входной электрический сигнал, характеризующийся параметрами $U_{вх}$ и $I_{вх}$, преобразуется источником излучения (ИИ) в световой поток Φ_1 . Световой поток Φ_1 передается по оптическому каналу (ОК) к фотоприёмнику (ФП), который осуществляет обратное преобразование светового сигнала в электрический ($U_{вых}$, $I_{вых}$).

Определяющим параметром диодного оптрона, характеризующим его передаточные свойства, является коэффициент передачи тока [1]:

$$K = \frac{J_{вых}}{J_{вх}} \quad (1)$$

Световой поток Φ испускаемый светодиодом, определяется следующей формулой:

$$\Phi_1 = \eta_{ос} \frac{J_{вх}}{q} h\nu \quad (2)$$

где $\eta_{ос}$ – внешний квантовый выход светодиода, q – заряд электрона.

Для выбранной модели с учетом геометрических параметров (размеры рабочих поверхностей светодиода ($d_{сд}$), фотодиода ($d_{фд}$) и расстояние между ними (l) и коэффициента преломления оптической среды $n_{ос}$ коэффициент светопропускания оптического канала определяется следующим выражением:

$$\theta_{ок} = \theta_r + \theta_{ос} \quad (3)$$

где

$$\theta_{ос} = f(n_{ос}) \text{ и } \theta_r \approx f(d_{сд}/d_{фд}, l)$$

Следовательно, на ФП попадает световой поток $\Phi_1 = \Phi_1 \theta_{ок}$, и на выходе оптрона формируется выходной сигнал $J_{вых}$:

$$J_{вых} = q \eta_{фд} \frac{\Phi_1}{h\nu} \quad (4)$$

где $\eta_{фд}$ – квантовый выход фотоприёмника.

Тогда коэффициент передачи:

$$K = \eta_{ос} \eta_{фд} \theta_{ок} \quad (5)$$

Проанализируем полученное выражение (5). Во-первых, можно считать, что каждый фотон, достигнувший фотоприёмника, генерирует носитель фототока (это хорошо выполняется для ряда фотодиодов). Тогда полагаем $\eta_{фд} = 1$. Во-вторых, коэффициент светопередачи оптического канала $\theta_{ок}$ имеет две составляющие. В общем случае $\theta_{ок} < 1$. Но при малых значениях $l/d_{фд}$ и $n_{ос} > 3$