

УДК 548.732

ТОНКОПЛЕНОЧНЫЙ РЕНТГЕНОВСКИЙ ВОЛНОВОД НА ОСНОВЕ МНОГОСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЫ С НАНОРЕЗОНАТОРОМ

© 2008 г. В. А. Бушуев, О. Д. Рощупкина

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
E-mail: vabushuev@yandex.ru

В плосковолновом приближении проведено теоретическое рассмотрение резонансного возбуждения волноводных мод в проводящем канале тонкопленочного рентгеновского волновода на основе многослойной структуры с нанорезонатором при падении рентгеновского излучения в области первого брэгговского рефлекса.

ВВЕДЕНИЕ

Под тонкопленочным рентгеновским волноводом (РВ) понимают обычно планарную трехслойную структуру, состоящую из двух слоев с большей плотностью (верхний тонкий слой и подложка), между которыми находится волноводный слой из слабопоглощающего материала, в котором и происходят интерференционная концентрация и распространение рентгеновского излучения вдоль оси волновода [1–8]. Резонансное возбуждение дискретных волноводных мод осуществляется при падении рентгеновского пучка на верхний слой под определенными углами скольжения, лежащими между критическими углами полного внешнего отражения (ПВО) для легкого и тяжелого материалов РВ.

Интерес к тонкопленочным РВ связан с тем, что их выходная апертура может служить линейным “вторичным” источником рентгеновского излучения с очень малым поперечным размером (~10–100 нм). Плотность энергии поля в волноводном канале может более чем на один-два порядка превышать плотность энергии в падающем пучке [1, 3, 7, 8], а выходящее из РВ излучение является высококогерентным [4, 5]. Эти уникальные свойства тонкопленочного РВ использованы для проведения экспериментов по фазоконтрастной рентгеновской микроскопии [5] и дифракции [6]. Малый размер вторичного источника приводит к высокой степени пространственной когерентности, сопоставимой с излучением синхротронов третьего поколения, причем уже на достаточно близких расстояниях z_1 от РВ. Это позволяет проводить исследования по рентгеновской in-line-гомографии, как это делалось на синхротронных источниках [9], но с использованием лабораторных источников. При этом без использования рентгеновских линз можно получить значительный коэффициент увеличения фазоконтрастного изображения объ-

екта $M = (z_1 + z_2)/z_1 \geq 10-10^2$ [5], где z_2 – расстояние от исследуемого объекта до детектора, что недоступно для синхротронных источников из-за большого расстояния z_1 (десятки метров) от источника до объекта.

Однако у описанной выше схемы РВ есть два существенных недостатка. Во-первых, малый угол скольжения падающего излучения, а во-вторых, крайне малая угловая ширина области резонансного возбуждения на кривой ПВО (~1–5”), что предъявляет чрезвычайно высокие требования к ширине и угловой расходимости падающего пучка. Все это затрудняет практическую реализацию РВ по указанной выше схеме.

В настоящей работе предложена другая схема РВ и развита соответствующая волновая теория. В этой схеме РВ представляет собой две периодические многослойные структуры (МС), разделенные некоторым промежуточным волноводным слоем (нанорезонатором) с толщиной и плотностью, отличающейся от соответствующих параметров для легких слоев в МС. Фактически этот слой является как бы дефектом в идеальной периодической структуре, а вся система представляет собой интерферометр Фабри–Перо. Толщины слоев в периодических структурах и толщина нанорезонаторного волноводного слоя подбираются таким образом, чтобы угол резонансного возбуждения РВ находился в области правого края первого брэгговского рефлекса на кривой отражения. При этом реализуется такая ситуация, что интенсивность поля в периодических структурах максимальна в тяжелых поглощающих слоях, а в волноводном слабопоглощающем слое поле локализовано в его центре и на один-два порядка может превышать плотность энергии падающего излучения.

Заметим, что структуры с микрорезонаторами на основе одномерных фотонных кристаллов ак-

тивно обсуждаются и используются для повышения эффективности синхронного и несинхронного механизмов нелинейной генерации оптических гармоник и терагерцевого излучения (см. работу [10] и приведенные в ней ссылки).

В настоящей работе на примере многослойных структур C/Be, Ni/Be, Ni/C, Mo/Si и др. обсуждается влияние числа периодов, толщин слоев и толщины волноводного слоя на положение углов резонансного возбуждения рентгеновского волновода, а также на величину и пространственное распределение интенсивности поля как в самом волноводном канале, так и в окружающих его слоях.

1. ТЕОРИЯ

Рассмотрим поле в МС, которое формируется при падении на нее плоской волны

$$E_1(x, z, t) = A_1 \exp(ik_x x + ik_z z - i\omega t), \quad (1)$$

где A_1 – амплитуда волны, $k_x = k \cos \vartheta$, $k_z = k \sin \vartheta$, $k = 2\pi/\lambda$, ϑ – угол скольжения по отношению к поверхности МС, λ – длина волны; ось x направлена вдоль поверхности МС, ось z – по нормали к поверхности в глубь среды.

Идеальная периодическая МС состоит из чередующихся слоев с толщинами d_1, d_2 и поляризуемостями χ_1, χ_2 со следующей зависимостью этих параметров от номера слоя m :

$$d_m = (1/2)[d_1 + d_2 + (-1)^m(d_1 - d_2)], \quad (2a)$$

$$\chi_m = (1/2)[\chi_1 + \chi_2 + (-1)^m(\chi_1 - \chi_2)]. \quad (2б)$$

Нумерация слоев $m = 1, 2, \dots, 2N + 1, 2N + 2$ ведется сверху вниз, где N – число бислоев (периодов). Самый верхний слой с номером $m = 1$ представляет собой вакуум ($\chi_{m=1} = 0$), а слой с $m = M = 2(N + 1)$ – толстую подложку с поляризуемостью $\chi_M = \chi_s$.

Введем понятие “дефекта” в периодической МС, который представляет собой слой с толщиной $d_3 \neq d_2$ и, в общем случае, с другой поляризуемостью $\chi_3 \neq \chi_2$. Этот слой может располагаться на любой глубине в МС вместо какого-либо легкого слоя в периодической МС с номером $m_d = 2N_1 + 3$, где N_1 – число периодов в периодической структуре, лежащей выше дефектного слоя. Таким образом, новую многослойную структуру с дефектом можно представить как две периодические МС, разделенные промежуточным легким слоем с параметрами d_3 и χ_3 .

В соответствии с волновым уравнением и условием непрерывности x -компонент волновых векторов на границах раздела электрическое поле в каждом слое МС можно представить в следующем виде:

$$E_m(x, z) = E_m(z) \exp(ik_x x),$$

где

$$E_m(z) = A_m \exp(is_m z) + B_m \exp(-is_m z). \quad (3)$$

Здесь A_m и B_m – амплитуды прямой и обратной волн в m -ом слое, координата z отсчитывается от верхней границы m -го слоя, $s_m = k(\sin^2 \vartheta + \chi_m)^{1/2}$ – величины проекций на ось z волновых векторов этих волн.

Амплитуды волн A_m и B_m находятся из условий непрерывности электрического и магнитного полей на границах разделов слоев с номерами m и $m + 1$:

$$A_m(g_m + R_m g_m^{-1}) = A_{m+1}(1 + R_{m+1}), \quad (4a)$$

$$A_m s_m (g_m - R_m g_m^{-1}) = A_{m+1} s_{m+1} (1 - R_{m+1}), \quad (4б)$$

где $R_m = B_m/A_m$, $g_m = \exp(is_m d_m)$. В дальнейшем будем считать, что амплитуда падающей волны (1) $A_1 = 1$.

Из системы уравнений (4) следует эквивалентное формуле Парратта [11] рекуррентное соотношение для коэффициентов R_m :

$$R_m = (r_m + R_{m+1})g_m^2 / (1 + r_m R_{m+1}), \quad (5)$$

$$r_m = (s_m - s_{m+1}) / (s_m + s_{m+1}), \quad (6)$$

где r_m – френелевские коэффициенты отражения. Соотношение (5) решается с граничным условием $R_M = 0$. Амплитудный коэффициент зеркального отражения от МС равен $R_1(\vartheta)$, а интенсивность отражения $P_R(\vartheta) = |R_1(\vartheta)|^2$.

Из условий непрерывности полей (4) следует также рекуррентная формула для нахождения амплитуд A_m во всех слоях в МС:

$$A_{m+1} = A_m (g_m + R_m g_m^{-1}) / (1 + R_{m+1}). \quad (7)$$

Уравнение (7) решается с граничными условиями $A_1 = 1$ и $g_1 = 1$ после предварительного нахождения всех коэффициентов R_m из (5). Амплитуды обратных волн находятся из соотношения $B_m = R_m A_m$.

Соотношения (3) и (5)–(7) полностью решают задачу нахождения интенсивности зеркального отражения и интенсивности полного поля $I(z, \vartheta) = |E_m(z, \vartheta)|^2$ на произвольной глубине z при произвольных углах скольжения ϑ , в том числе в условиях возбуждения волноводных мод в МС.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для выявления наиболее характерных особенностей формирования волноводного режима распространения рентгеновского излучения в МС рассмотрим сначала модельную структуру C/Be/Si, состоящую из слабопоглощающих элементов. Параметры МС следующие: период $d = d_1 + d_2 = 16$ нм, скважность $\gamma = d_1/d = 0.4$, число периодов $N = 40$, положение резонаторного слоя $N_1 = 18$, поляризуемость этого слоя $\chi_3 = \chi_2$. На рис. 1 представлены кривые отражения CuK_α -излучения в окрестности первого брэгговского рефлекса от идеальной пе-

риодической структуры (кривая 1) и от МС с нанорезонатором при различных толщинах d_3 волноводного слоя (кривые 2–4).

Хорошо известно, что при дифракции в периодической МС в результате когерентной суперпозиции проходящих и отраженных волн образуется стоячая рентгеновская волна, пространственное положение узлов (т.е. минимумов интенсивности) и пучностей (максимумов) которой зависит от угла скольжения в области брэгговского рефлекса. Левому краю кривой брэгговского отражения при угле $\vartheta = \vartheta_L$ соответствуют пучности поля в легких слабопоглощающих слоях МС с толщинами d_2 (рис. 2а), а правому краю кривой дифракционного отражения (КДО) при $\vartheta = \vartheta_R$ соответствуют пучности в тяжелых более сильно поглощающих слоях с толщинами d_1 (рис. 2б). Угловые положения этих краев указаны черными кружками на рис. 1.

Стоячая в поперечном сечении волна в целом распространяется вдоль поверхности МС и, в определенном смысле, имеет волноводный характер. Если рентгеновский пучок падает на МС вблизи правого края МС под углом ϑ_L , то излучение внутри МС может дойти до этого края, в результате чего боковой торец волновода станет вторичным источником рентгеновского излучения. Однако такой источник будет представлять собой фактически набор многих источников с размером каждого d_2 и с распределением интенсивности, подобным кривой 2 на рис. 2а. Очевидно, что такой источник с линейчатой структурой вряд ли представляет интерес для практики, если только не осуществить каким-либо образом при выращивании МС фантастическую возможность установки поглощающих “заглушек” на выходе из всех слоев за исключением центрального слоя, где интенсивность поля максимальна.

Вообще говоря, имеется вполне естественная причина некоторого подавления интенсивности поля в слоях, лежащих выше и ниже центрального слоя. Связано это с характером распространения энергии в этих слоях. Легко показать, что направление вектора Пойнтинга $\vec{P}_m = (c/4\pi)[\vec{E}_m \vec{H}_m]$ в каждом слое определяется величинами R_m . Если модуль $|R_m|$ близок к единице, как для слоев вблизи центрального слоя, то здесь интенсивность $I(z)$ аномально велика, а поток энергии “течет” вдоль этих слоев и слабо затухает из-за малого коэффициента поглощения в легких слоях. Если же $|R_m| < 1$, то, во-первых, интенсивность в верхних и нижних слоях по отношению к резонаторному слою уменьшается (рис. 2а), а во-вторых, вектор Пойнтинга направлен под скользящими углами в глубь МС, что приводит к дополнительному затуханию из-за прохождения излучения через поглощающие тяжелые слои. Корректный анализ этих вопросов возможен лишь при выходе в теории из плосковолнового приближения, т.е. при учете ограниченности

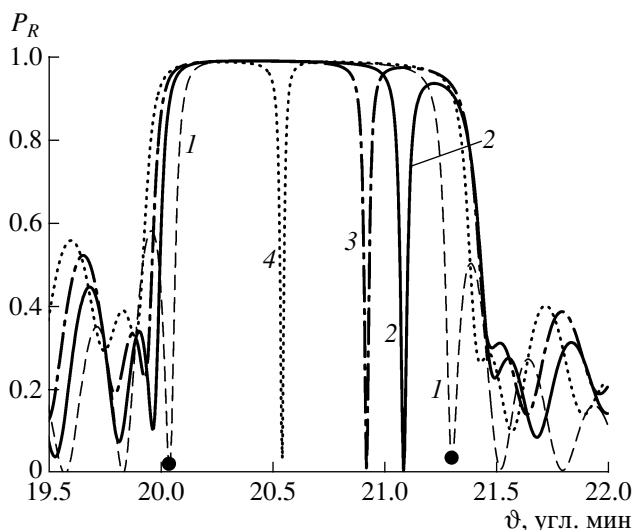


Рис. 1. Угловое распределение интенсивности первого брэгговского рефлекса $P_R(\vartheta)$ при различных толщинах волноводного слоя d_3 (нм): 1 – 9.6 (идеальная МС), 2 – 28, 3 – 30, 4 – 34.

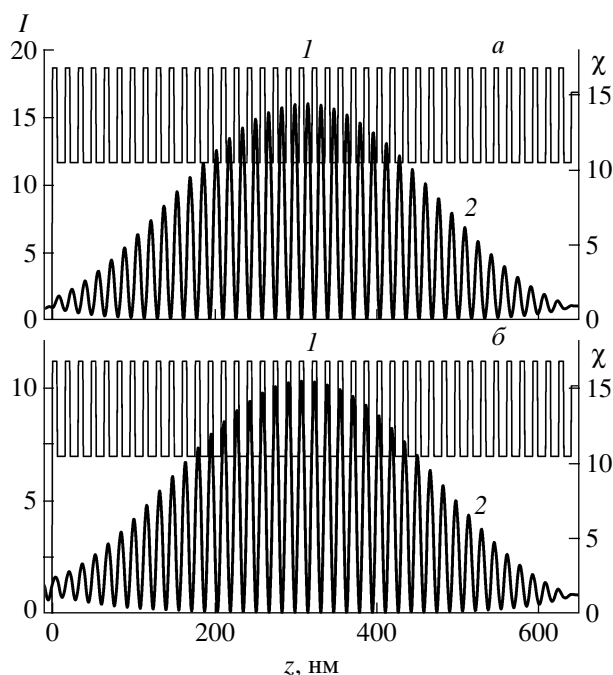


Рис. 2. Профиль поляризуемости $\chi = -\text{Re}\chi(z) \cdot 10^6$ (кривые 1) и пространственное распределение интенсивности полного поля $I(z, \vartheta)$ (кривые 2) в идеальной периодической МС при углах скольжения $\vartheta_L = 20.05'$ (а) и $\vartheta_R = 21.3'$ (б).

поперечного размера рентгеновского пучка (подробнее см. в [7]).

В связи с изложенными выше проблемами возникает идея создания такой ситуации, при которой пучность поля будет лежать только в одном лег-

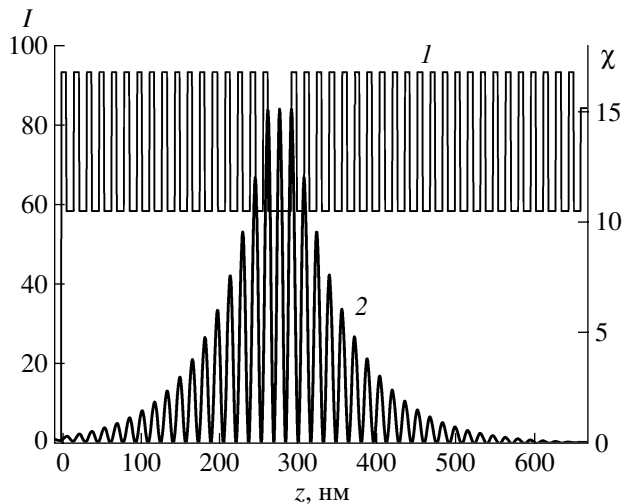


Рис. 3. Профиль поляризуемости χ (кривая 1) и пространственное распределение интенсивности поля $I(z, \vartheta_{rez})$ (кривая 2) в РВ с толщиной волноводного слоя $d_3 = 30$ нм при угле скольжения $\vartheta_{rez} = 20.93'$.

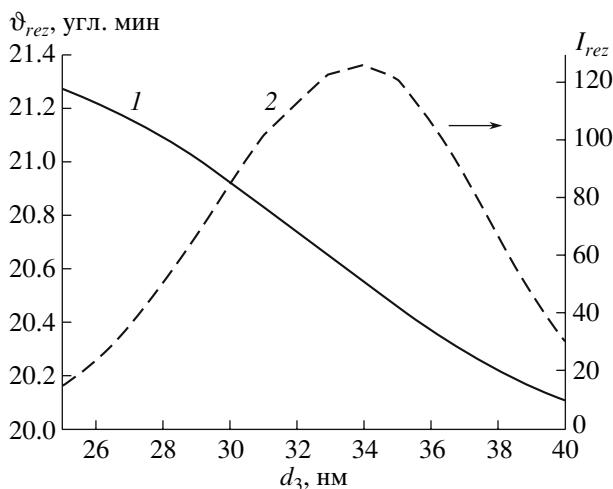


Рис. 4. Зависимость угла резонансного возбуждения ϑ_{rez} (кривая 1) и максимума интенсивности поля в РВ I_{rez} (штриховая кривая 2, правая шкала) от толщины волноводного слоя d_3 .

ком слое (одномодовый режим), а остальные пучности будут расположены в тяжелых слоях. В этом случае из-за большого поглощения в этих слоях излучение будет сильно затухать и не дойдет до выходного торца РВ, в то время как излучение в легком волноводном слое достигнет торца и выветится из него в качестве наноразмерного вторичного источника.

Для реализации этой заманчивой идеи мы предлагаем в настоящей работе использовать многослойную структуру, один из легких слоев которой имеет другую толщину: $d_3 > d_2$. Необходимо подобрать толщину d_3 и глубину залегания этого слоя

так, чтобы, с одной стороны, на кривой дифракционного отражения возник глубокий провал, а с другой – все максимумы интенсивности поля, за исключением поля в резонаторном слое, лежали в тяжелых слоях. Как и в случае с трехслойным РВ [3, 7, 8], резкое уменьшение интенсивности дифракционного отражения при каких-либо углах резонансного возбуждения $\vartheta = \vartheta_{rez}$ означает, что падающее излучение при этом практически полностью проникает в МС, вследствие чего значительно увеличивается интенсивность поля как в самом резонаторном волноводном слое, так и в его некоторой малой окрестности.

С увеличением толщины d_3 дефектного слоя форма брэгговского рефлекса и распределение интенсивности $I(z, \vartheta)$ по глубине МС начинают изменяться. Так, при $d_3 \approx 2d_2$ на КДО возникает глубокий провал, однако при этом интенсивность поля $I(z, \vartheta_{rez})$ в резонаторном слое представляет собой два пика, максимумы которых лежат на его границах. Так как 50% этих пиков находятся в тяжелых соседних слоях, такое излучение будет сильно поглощаться в них и не представляет интереса.

Наиболее интересная ситуация возникает при толщине $d_3 \approx 3d_2$. В этом случае интенсивность отражения в области угла ϑ_{rez} резонансного волноводного возбуждения резко падает (рис. 1), максимум поля в МС лежит в центре слабопоглощающего волноводного слоя, а остальные пучности поля расположены в тяжелых слоях с $|\chi_1| > |\chi_2|$ (рис. 3). Распределение огибающей интенсивности $I(z, \vartheta_{rez})$ становится более узким по сравнению с плавным колоколообразным распределением для периодической МС, а максимум интенсивности I_{rez} в резонаторе в несколько раз возрастает (сравним кривые 2 на рис. 2 и рис. 3) и почти на два порядка превышает плотность энергии падающего излучения. Угол резонансного возбуждения ϑ_{rez} уменьшается с увеличением толщины d_3 (см. рис. 1 и 4), а максимальная интенсивность поля в волноводном канале I_{rez} вначале возрастает, затем достигает максимума и после этого уменьшается (рис. 4).

Из-за поглощения излучения в материале МС для обеспечения наиболее эффективного возбуждения РВ, т.е. для выполнения условия $|R_m| \approx 1$, необходимо помещать волноводный слой несколько ближе к поверхности по сравнению с серединой МС. В частности, при числе периодов $N = 40$ максимальная интенсивность в резонаторном слое достигается при его положении с номером $N_1 = 17$. При этом угол ϑ_{rez} практически не зависит от номера N_1 , а глубина провала на КДО уменьшается при удалении этого слоя от оптимального положения с $N_1 = 17$.

Следует признать, что поглощение (особенно в тяжелых слоях) является одной из наиболее серьезных проблем для реализации предложенной нами

схемы РВ. Нами были проанализированы рентгеновские волноводы C/Be, Si/Be, Ni/Be, Ni/C, Mo/Si и др., для которых из-за большей глубины модуляции поляризуемости $\chi(z)$ можно ограничиться меньшим числом периодов ($N \approx 20-30$). Поглощение не очень сильно влияет на амплитуду пика брэгговского отражения, но оказывает поистине губительное влияние на максимальное значение интенсивности поля в волноводном канале. Так, $I_{rez} \approx 36$ для МС Ni/Be, $I_{rez} \approx 6$ для Ni/C (при $N = 30$) и т.д. С одной стороны, влияние поглощения можно снизить за счет уменьшения толщин d_1 тяжелых слоев, но, с другой стороны, для гарантированного подавления максимумов поля в тяжелых слоях эту толщину следует увеличивать. Кроме того, только лишь подбором толщины волноводного слоя не удастся совместить все пучности поля (за исключением максимума в волноводном канале) с положением тяжелых слоев. Возможно, что эту ситуацию можно улучшить, если периоды идеальных многослойных структур, лежащих выше и ниже волноводного слоя, будут различаться на некоторую фиксированную величину или определенным образом меняться от слоя к слою.

Расчеты показывают, что максимальная интенсивность поля в канале РВ меняется немонотонным образом в зависимости от таких параметров, как период d , скважность γ , числа N и N_1 , поляризуемости $\chi_{1,2,3}$. Это позволяет надеяться на проведе-

ние оптимизации указанных параметров для повышения эффективности резонансного возбуждения волноводных мод в рентгеновском волноводе с нанорезонатором.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 05-02-16770, 06-02-17249).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *De Wames R.E., Sinha S.K.* // Phys. Rev. B. 1973. V. 7. № 3. P. 917.
2. *Spiller E., Segmuller A.* // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 24. № 2. P. 60.
3. *Feng Y.P., Sinha S.K., Deckman H.W. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. № 4. P. 537.
4. *Feng Y.P., Sinha S.K., Fullerton E.E. et al.* // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 67. № 24. P. 3647.
5. *Lagomarsino S., Cedola A., Cloetens P. et al.* // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 71. № 18. P. 2557.
6. *Zwanenburg M.J., Bongaerts J.H.H., Peters J.F. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. № 24. P. 5154.
7. *Бушнев В.А., Орешко А.П.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2004. Т. 68. № 4. С. 550.
8. *Бушнев В.А., Роцупкина О.Д.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. № 1. С. 64.
9. *Snigirev A., Snigireva I., Kohn V. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 1995. V. 66. № 12. P. 5486.
10. *Бушнев В.А., Манцызов Б.И., Петров Е.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. № 12. С. 1794.
11. *Parratt L.G.* // Phys. Rev. 1954. V. 95. № 2. P. 359.