

УДК 621.38+548.732+535.317

О ВОЗМОЖНОСТИ ФОКУСИРОВКИ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НАНОМЕТРОВЫЙ РАЗМЕР С ПОМОЩЬЮ АДИАБАТИЧЕСКОЙ ПРЕЛОМЛЯЮЩЕЙ ЛИНЗЫ

© 2022 г. В. Г. Кон^{1,2}, М. С. Фоломешкин^{2,*}¹Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия²Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН, Москва, Россия

*E-mail: folmaxim@gmail.com

Поступила в редакцию 21.05.2021 г.

После доработки 21.05.2021 г.

Принята к публикации 31.05.2021 г.

Развит новый вариант аналитической теории фокусировки синхротронного излучения (СИ) в нанометровый размер с использованием составных преломляющих линз (СПЛ). Предложена относительно простая как с точки зрения технической реализации, так и с точки зрения теоретических расчетов модель адиабатической преломляющей линзы (АПЛ) в виде каскада СПЛ. Показано, что потенциально реализуемые с использованием технологий микроstructuring поверхности кремния планарные АПЛ способны фокусировать пучок СИ в размер меньше, чем $w_c = \lambda(8\delta)^{-1/2}$ (λ – длина волны, $\delta = 1 - n$, n – коэффициент преломления), достигаемый для СПЛ. Обнаружено, что при высоких энергиях фотонов (более 50 кэВ) теоретически возможные размеры сфокусированного пучка жесткого СИ составляют менее 10 нм для АПЛ из кремния и менее 7 нм для АПЛ из никеля.

DOI: 10.56304/S1992722322010083

ВВЕДЕНИЕ

Фокусировка пучков синхротронного излучения (СИ) и лазеров на свободных электронах до размеров от сотен до десятков и даже единиц нанометров имеет большое значение для развития нанотехнологий, так как открывает новые возможности для исследования структуры микро- и нанообъектов благодаря более высокой интенсивности излучения. В настоящее время одним из перспективных направлений в этой области является использование преломляющей рентгеновской оптики, а именно составных преломляющих линз (СПЛ). СПЛ в арсенале физиков появились сравнительно недавно [1], но уже получили широкое распространение на источниках СИ третьего поколения, и технологии их производства до сих пор активно развиваются.

Аналитическая теория фокусировки СИ с помощью СПЛ развита в [2, 3] и недавно получила развитие в [4], где было показано, что для уменьшения размера пучка СИ в фокусе необходимо увеличивать энергию фотонов E и использовать СПЛ с малой апертурой A . Увеличение E и уменьшение A приводят к снижению роли поглощения и возрастанию эффективности преломления излучения в СПЛ. В итоге поглощение перестает влиять на процесс фокусировки, и размер пучка

внутри СПЛ определяется только ее апертурой. Оказалось, что в таких условиях размер пучка в фокусе не зависит ни от E , ни от A и становится приблизительно равным критическому размеру $w_c = \lambda(8\delta)^{-1/2}$, где λ – длина волны излучения, δ – декремент показателя преломления материала СПЛ.

Этот размер был впервые введен в теорию рентгеновской оптики в [5] как минимальный достижимый размер пучка при любом способе фокусировки. Так, для СПЛ из кремния w_c равно 20 нм, а для никеля – 10 нм. С другой стороны, в [6] была предложена и теоретически рассмотрена модель адиабатической преломляющей линзы (АПЛ), с помощью которой указанный предел может быть преодолен. В модели АПЛ [6] апертура элементов плавно меняется по мере сжатия пучка внутри АПЛ, в результате чего эффективность преломления возрастает. Было показано, что такие линзы теоретически способны фокусировать пучок до размера 2 нм и менее, но только при нереальных значениях параметров последних элементов АПЛ. Плавное изменение апертуры элементов АПЛ с необходимой точностью представляет собой технологически невыполнимую задачу, и до сих пор не изготовлено ни одной такой линзы с достаточной эффективностью.

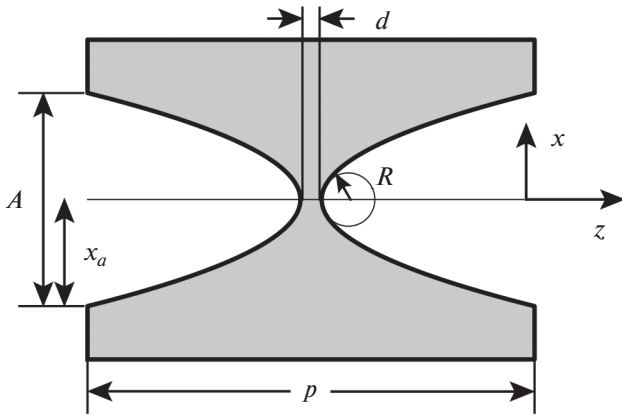


Рис. 1. Элементарная линза (элемент СПЛ) с параметрами: A – апертура, $x_a = A/2$, R – радиус кривизны параболической поверхности, d – толщина тонкой части (перемычки), p – длина элемента вдоль оптической оси.

Теория таких линз также не развита в нужной степени.

В данной работе развивается аналитическая теория альтернативной модели АПЛ, апертура элементов в которой меняется скачком на определенную величину по мере сжатия пучка внутри АПЛ. Такие АПЛ являются более простыми как с точки зрения их изготовления с использованием планарных технологий [7], так и с точки зрения теоретического расчета их фокусирующих свойств. Далее представлена теория для предлагаемой модели АПЛ и обсуждается алгоритм расчета параметров фокусировки. Также обсуждаются результаты расчетов минимальных значений поперечного размера пучка СИ в фокусе при использовании элементов, которые уже изготавливаются в настоящее время или могут быть изготовлены.

ТЕОРИЯ ФОКУСИРОВКИ С ПОМОЩЬЮ АПЛ

Адиабатическая преломляющая линза представляет собой каскад из нескольких СПЛ. Каждая СПЛ состоит из одинаковых элементарных линз (элементов) с параметрами, представленными на рис. 1. Главными параметрами являются апертура A , радиус кривизны R и толщина тонкой части d . Длина элемента $p = d + x_a^2/R$, $x_a = A/2$. В аналитической теории СПЛ [2–4] показано, что если волновая функция излучения перед СПЛ может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} \psi_0(x) &= C_0 \exp(-i\pi x^2/\lambda f_{0c}), \\ 1/f_{0c} &= 1/f_0 - i\lambda C_w^2/w_0^2, \end{aligned} \quad (1)$$

где $C_w = (2\ln 2/\pi)^{1/2} = 0.6643$, w_0 – полуширина (полная ширина на половине высоты) гауссовой функции $|\psi_0(x)|^2$, то после СПЛ она имеет точно такой же вид с заменой C_0 и f_{0c} на C и f_c . Новые значения параметров вычисляются из старых значений с помощью рекуррентных формул

$$f_c = a_L/b_L, \quad C = C_0(f_{0c}/a_L)^{1/2}, \quad (2)$$

где

$$a_L = f_{0c}c_L - z_c s_L, \quad b_L = c_L + s_L f_{0c}/z_c, \quad (3)$$

$$c_L = \cos(L/z_c), \quad (4)$$

$$s_L = \sin(L/z_c), \quad z_c = (pR/2\eta)^{1/2}.$$

Здесь $L = pn_l$ – длина СПЛ, n_l – число элементов в СПЛ, $\eta = 1 - n = \delta - i\beta$, β – индекс поглощения (мнимая часть коэффициента преломления n).

В каскадной модели АПЛ апертура СПЛ A скачком уменьшается на определенный шаг S по мере сжатия пучка СИ при его распространении внутри АПЛ. Число элементов n_l в СПЛ должно быть таким, чтобы ширина пучка СИ уменьшилась за счет преломления лучей при их прохождении внутри СПЛ до размера новой апертуры. При этом получается так, что апертура элементов следующей СПЛ в каскаде равна размеру пучка на конце предыдущей СПЛ. Вместе с апертурой $A = 2x_a$ разумно изменять и радиус кривизны R . Его тоже можно уменьшать по определенному закону, например $R = x_a/4$. Если этого не делать, то элементы будут становиться очень короткими, что технологически невыгодно. Что касается параметра d , то его стараются делать минимальным и дальнейшее уменьшение в настоящее время технически невозможно.

В аналитической теории СПЛ апертура не учитывается. Интенсивность, т.е. квадрат модуля волновой функции, всегда имеет вид гауссовой кривой с полушириной w_0 . В [4] показано, что в точном итерационном расчете с учетом апертуры пучок на выходе из СПЛ имеет ограниченную ширину, которая совпадает с траекторией лучей от края апертуры. В пределах этой ширины точное решение совпадает с решением, которое дает аналитическая теория, даже если эффективная апертура, определяемая поглощением, превышает реальную апертуру. Траекторию лучей в результате преломления можно вычислять независимо и другим способом. Для этого можно применить законы геометрической оптики. Так как преломление на одной поверхности элементов СПЛ очень мало, то достаточно использовать упрощенный вариант геометрической оптики, который соответствует приближению аналитической теории, а именно, можно считать, что параметр δ зависит только от x и не зависит от z . Обоснование такого приближения дано в [4].

Для расчета числа элементов n_1 , необходимого для сжатия пучка СИ на шаг изменения апертуры S , необходимо рассмотреть траекторию луча, соответствующего краю апертуры данной СПЛ, т.е. с координатой $x = x_a$. Согласно [4] координата траектории луча на конце СПЛ с длиной L описывается выражением

$$x(L) = x_a C_L + \theta_a L_c S_L, \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} C_L &= \cos(L/L_c), \\ S_L &= \sin(L/L_c), \quad L_c = (pR/2\delta)^{1/2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь θ_a – угол наклона луча на краю апертуры относительно оптической оси (ось z на рис. 1) на входе в СПЛ. Параметры в (6) соответствуют параметрам в (4) при нулевом поглощении. Изменение угла наклона луча вычисляется по формуле

$$\theta(L) = dx(L)/dL = \theta_a C_L - x_a S_L / L_c. \quad (7)$$

Обычно на источниках СИ расстояние от источника до экспериментальной станции весьма велико и приближенно можно считать, что при малом поперечном размере пучка начальный угол луча θ_a равен нулю. Увеличивая в цикле число элементов n_1 на единицу, можно найти такое значение, при котором впервые выполняется условие $x(L) < x_a - s$, $s = S/2$. Это определяет длину первой СПЛ, которую необходимо записать в таблицу. При этой длине определяем $\theta(L)$ и заменяем параметры x_a и θ_a на новые значения и переходим ко второй СПЛ. Описанную процедуру нужно повторять до тех пор, пока не дойдем до последней СПЛ в каскаде. Число элементов в последней СПЛ можно рассчитать таким же образом, предварительно задав значение минимального размера пучка на конце АПЛ.

После того как найдены длины всех СПЛ в каскаде, формулы (1)–(4) позволяют рассчитать изменение волновой функции излучения после прохождения всех СПЛ и получить параметр f_c на конце АПЛ. Как уже отмечалось, начальные условия можно взять как у плоской падающей волны, т.е.

$f_{0c}^{-1} = 0$, $C_0 = 1$. Тогда, согласно (1), на конце АПЛ получаем

$$f = (\operatorname{Re}(f_c^{-1}))^{-1}, \quad w_e = C_w [-\lambda / \operatorname{Im}(f_c^{-1})]^{1/2}. \quad (8)$$

Отметим, что аналитическая теория СПЛ не учитывает апертуру и она справедлива только тогда, когда поглощение велико и на конце АПЛ полуширина гауссовой кривой интенсивности меньше апертуры СПЛ.

Однако при слабом поглощении этого не происходит, и реальный размер пучка на конце АПЛ ограничен ее апертурой и преломлением. Поэтому расчет размера пучка в фокусе необходимо вы-

полнять с учетом ширины пучка A_e на конце АПЛ, которая вычисляется из геометрической оптики, т.е. за пределами аналитической теории. Этот вопрос подробно проанализирован в [4], где было показано, что размер и форма распределения интенсивности СИ в фокусе определяются функцией $[F(u_0)]^2$, где

$$F(u_0) = \frac{1}{u_0} \int_0^{u_0} du \cos(u) \exp(-gu^2/u_0^2). \quad (9)$$

Здесь введены обозначения

$$u_0 = (\pi A_e / \lambda f) x, \quad g = (\ln 2/2) (A_e / w_e)^2. \quad (10)$$

Заметим, что параметр g в явном виде выражен через отношение размера пучка на конце АПЛ согласно геометрической оптике и гауссовой полуширины w_e пучка согласно аналитической теории.

Полуширина функции $[F(u_0)]^2$, которую обозначим $w_u(g)$, определяет размер пучка СИ в фокусе АПЛ как

$$w_f = (\lambda f / \pi A_e) w_u(g). \quad (11)$$

Аналитическое решение для $w_u(g)$ можно получить только в предельных случаях. Так, для нулевого поглощения имеем $w_u(0) = 2.783$. В другом предельном случае $g \gg 1$ квадрат функции (9) становится функцией Гаусса с полушириной $w_u(g) = (8 \ln 2)^{1/2} g^{1/2} = 2.355 g^{1/2}$. Универсальное решение для всех значений g можно получить численными методами. Таким способом было выявлено, что в интервале $0 \leq g \leq 6$ функция $w_u(g)$ слабо отличается от линейной зависимости $w_u(g) = w_u(0) + 0.498g$, а при $g > 6$ значение $w_u(g)$ с высокой точностью совпадает с аналитической оценкой, показанной выше. Таким образом, выполняя расчет параметров A_e , w_e и f на выходе из АПЛ, можно вычислить полуширину кривой интенсивности СИ в фокусе с учетом апертуры.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Оценку размеров пучка СИ в фокусе при использовании АПЛ интересно прежде всего провести для параметров уже существующих в настоящее время планарных линз. В [8, 9] представлены результаты измерений при использовании планарных СПЛ на поверхности кремния с апертурами 30 и 50 мкм. Изготовлены также СПЛ с апертурой 10 мкм, хотя публикации пока отсутствуют. Существующая технология позволяет в принципе изготовить СПЛ с размером апертуры и меньше 10 мкм. В [4] отмечено, что для достижения предельной нанофокусировки перспективными могут оказаться СПЛ из более тяжелых элементов, таких как никель. СПЛ из никеля с апертурой по-

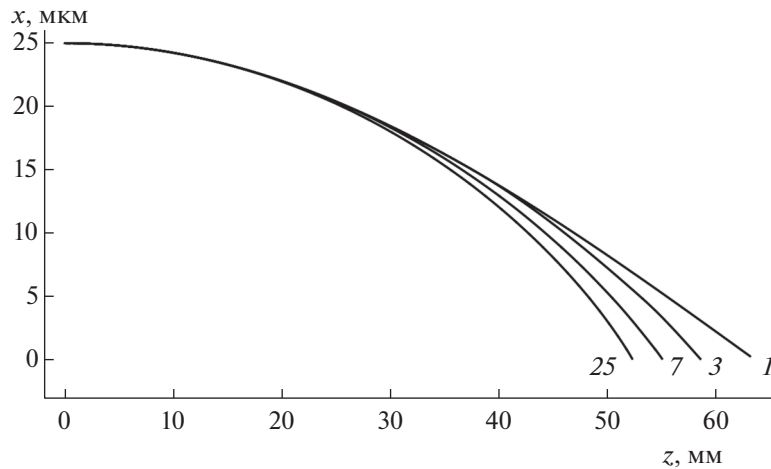


Рис. 2. Графики траектории лучей, соответствующих краю начальной апертуры АПЛ (Si, $A = 50$ мкм, $E = 50$ кэВ) с разным числом ступеней: 1, 3, 7 и 25. Число ступеней указано в конце кривых. Шаг уменьшения апертуры равен 0, 20, 8 и 2 мкм. С ростом числа ступеней кривизна траекторий возрастает.

рядка нескольких микрометров еще не созданы, однако это также принципиально возможно. Например, существуют планарные киноформные линзы из никеля с характерным размером минимального сегмента 2.6 мкм [10].

В указанных выше планарных СПЛ из кремния используется следующее соотношение между R и A : $R = A/8$. При этом $p = d + 2A$. Толщина перемычки обычно равна $d = 2$ мкм. В расчетах задавалось такое же соотношение между R и A , $d = 2$ мкм для элементов с апертурой до 10 мкм и $d = 1$ мкм для элементов с меньшей апертурой. Шаг S уменьшения апертуры зависел от числа ступеней n_s . Размер пучка СИ на конце АПЛ, исходя из которого рассчитывается число элементов последней ступени, задан равным 0.5 мкм. Расчеты выполнены с помощью программы, написанной на языке программирования ACL [11], которая выполняется программой, написанной на языке Java.

Очевидно, что часть параметров АПЛ, например число элементов в каждой СПЛ каскада, зависит от энергии фотонов E . На рис. 2 представлен расчет траекторий луча, начинающегося от края апертуры A_0 первой СПЛ в каскаде при разном числе ступеней n_s . Расчет выполнен для $E = 50$ кэВ. Удвоенная высота кривых показывает геометрический размер пучка СИ внутри АПЛ из кремния с начальной апертурой $A_1 = 50$ мкм. Представлены кривые для $n_s = 1, 3, 7$ и 25. Эти числа показаны на рисунке. При этом шаг уменьшения апертуры задавали равным $S = 0, 20, 8$ и 2 мкм. Соответственно апертура последней СПЛ в каскаде равнялась $A_n = 50, 10, 2$ и 2 мкм.

Кривая для $n_s = 1$ соответствует обычной СПЛ. Видно, что для нее угол между траекторией луча и

оптической осью становится практически постоянным, начиная приблизительно с середины длины линзы. Таким образом, длинная СПЛ фокусирует излучение неэффективно, так как линейная сходимости пучка имеет место и в пустом пространстве. В результате при достаточно малых значениях апертуры и длины волны излучения достигается указанный выше предел фокусировки. То есть размер пучка в фокусе равен 22.5 нм.

При увеличении числа ступеней кривые траекторий заметно загибаются, и угол между кривой и осью аргумента на выходе из АПЛ увеличивается. Это означает, что увеличивается ширина углового спектра СИ в фокусе, что приводит к уменьшению размера сфокусированного пучка согласно общему закону оптики, аналогу соотношения неопределенности координата–импульс в квантовой механике.

Результаты расчетов основных параметров фокусировки для энергии $E = 50$ кэВ и различных вариантов АПЛ из кремния представлены в табл. 1. В этих расчетах шаг $S = A_1/n_s$. Из приведенных данных следует, что для АПЛ с начальной апертурой $A_1 = 50$ мкм и числом ступеней $n_s = 50$ размер пучка в фокусе уменьшается более чем в 2 раза по сравнению с обычной СПЛ и равен 9.7 нм. При этом видно, что с ростом числа ступеней поглощение в материале АПЛ возрастает, о чем свидетельствует увеличение параметра g в уравнении (9). Данный факт объясняется тем, что при увеличении числа ступеней траектории лучей в АПЛ проходят через более толстую часть элементов. Наличие поглощения, очевидно, снижает размер пучка в фокусе, так как уменьшает угловую ширину СИ.

Для достижения еще большего сжатия пучка необходимо добавлять ступени с меньшей апертурой, однако пока нет возможности создания

элементов с апертурой менее 1 мкм. Кроме того, для снижения влияния поглощения теоретически можно уменьшать толщину перемычек элементов, но это также находится за пределами технологических возможностей. С другой стороны, поглощение можно ослабить путем уменьшения начальной апертуры и, соответственно, общей длины АПЛ. Из данных табл. 1 следует, что для АПЛ с начальной апертурой $A_1 = 30$ мкм и таким же шагом изменения апертуры, как в первом случае, роль поглощения действительно снижена, однако значение размера пучка в фокусе практически не изменяется, и для линзы с числом ступеней $n_s = 30$ мкм составляет 9.4 нм. Таким образом, для АПЛ из кремния с любой начальной апертурой и при $E = 50$ кэВ поглощение слабо влияет на результат фокусировки, и основным фактором, определяющим размер пучка в фокусе, является размер апертуры последней ступени.

Результаты расчетов основных параметров фокусировки для энергии $E = 50$ кэВ и тех же самых вариантов АПЛ, но из никеля, представлены в табл. 2. Оказалось, что в данном случае даже для начальной апертуры $A_1 = 30$ мкм поглощение велико ($g > 6$) и размер пучка в фокусе больше по сравнению с такими же АПЛ из кремния. Очевидно, что для уменьшения роли поглощения необходимо еще больше уменьшать стартовую апертуру и переходить на более высокую энергию фотонов.

Результаты расчетов для энергии $E = 80$ кэВ и АПЛ из кремния и никеля с шагом изменения апертуры $S = 1$ мкм представлены в табл. 3. Видно, что при повышении энергии фотонов для АПЛ из кремния размер сфокусированного пучка снижается незначительно и все еще превышает 9 нм.

Для АПЛ из никеля с начальной апертурой $A_1 = 30$ мкм значение параметра g по-прежнему больше 6 и размер пучка в фокусе равен примерно 9 нм. При уменьшении начальной апертуры до 10 мкм $g < 6$, соответственно, поглощение перестает значительно влиять на результат фокусировки. В итоге минимальный размер пучка в фокусе также определяется апертурой последней ступени и в данном случае равен 6.9 нм. Таким образом, АПЛ из никеля наиболее эффективно фокусируют излучение при малом значении начальной апертуры и высокой энергии фотонов $E > 80$ кэВ.

Известно, что планарные СПЛ с большим фокусным расстоянием успешно используются и для двумерной фокусировки, если использовать две СПЛ в разных плоскостях, т.е. (x, z) и (y, z) . При этом первая СПЛ должна иметь более длинное фокусное расстояние и разница должна быть не менее длины второй СПЛ. Однако АПЛ с большим числом ступеней является практически иде-

Таблица 1. Параметры фокусировки с помощью АПЛ (Si, $E = 50$ кэВ)

A_1 , мкм	n_s	f , мм	g	w_f , нм
50	1	0.313	1.38	22.5
	5	0.223	1.83	13.8
	25	0.170	2.08	10.4
	50	0.159	2.12	9.7
30	1	0.372	0.83	20.7
	3	0.267	1.01	14.2
	15	0.190	1.20	10.1
	30	0.174	1.24	9.4

Таблица 2. Параметры фокусировки с помощью АПЛ (Ni, $E = 50$ кэВ)

A_1 , мкм	n_s	f , мм	g	w_f , нм
50	1	0.230	13.2	36.9
	5	0.136	19.8	22.8
	25	0.097	23.1	17.6
	50	0.088	23.7	16.5
30	1	0.184	8.9	26.8
	3	0.132	11.5	19.3
	15	0.103	14.1	14.3
	30	0.093	14.6	13.4

Таблица 3. Параметры фокусировки с помощью АПЛ (Si, Ni, $E = 80$ кэВ)

A_1 , мкм	n_s	f , мм	g	w_f , нм
Si				
50	50	0.255	1.77	9.3
30	30	0.276	1.04	9.1
Ni				
30	30	0.144	6.85	8.9
10	10	0.182	2.11	6.9

ально адиабатической и фокусирует пучок на очень малом расстоянии около своего конца. Поэтому при использовании двух планарных АПЛ в скрещенной геометрии минимальный размер фокуса может дать только вторая АПЛ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развитая аналитическая теория фокусировки с помощью каскадной модели адиабатической преломляющей линзы позволяет относительно просто сделать расчет основных параметров пучка СИ в фокусе. Процедура сводится к итерационному расчету ширины пучка и параметров волно-

вой функции на конце АПЛ, после чего используется относительно простой интеграл для расчета кривой интенсивности сфокусированного пучка.

Изготовление таких линз с использованием планарных технологий при разумных значениях параметров является технически возможным. При этом минимальный размер сфокусированного пучка определяется в основном апертурой последней ступени каскада.

При современном развитии технологии планарные АПЛ из кремния позволяют сжать пучок СИ до размера менее 10 нм, а АПЛ из никеля – до размера менее 7 нм. Для кремниевых АПЛ такое значение может быть получено при энергии излучения $E = 50$ кэВ. В случае АПЛ из никеля необходимо переходить на более высокие энергии $E = 80$ кэВ.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-29-12043мк). Работа М.С. Фоломешкина выполнена при частичной поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Snigirev A., Kohn V., Snigireva I. et al.* // Nature. 1996. V. 384. P. 49.
<https://doi.org/10.1038/384049a0>
2. *Кон В.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 76. № 10. С. 701.
3. *Кон В.Г.* // ЖЭТФ. 2003. Т. 124. № 1. С. 234.
4. *Kohn V.G., Folomeshkin M.S.* // J. Synchrotron Rad. 2021. V. 28. P. 419.
<https://doi.org/10.1107/S1600577520016495>
5. *Bergemann C., Keymeulen H., van der Veen J.F.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. № 204801. P. 1.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.204801>
6. *Schroer C.G., Lengeler B.* // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. № 054802. P. 1.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.054802>
7. *Snigirev A., Snigireva I., Grigoriev M. et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2009. V. 186. № 012072. P. 1.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/186/1/012072>
8. *Snigirev A., Snigireva I., Kohn V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. № 064801. P. 1.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.064801>
9. *Snigirev A., Snigireva I., Lyubomirskiy M. et al.* // Opt. Express. 2014. V. 22. № 21. P. 25842.
<https://doi.org/10.1117/12.2061616>
10. *Nazmov V., Reznikova E., Snigirev A. et al.* // Microsyst. Technol. 2005. V. 11. P. 292.
<https://doi.org/10.1007/s00542-004-0435-y>
11. *Кон В.Г.* // <http://kohnvict.ucoz.ru/acl/acl.htm>