

06

Минимизация тепловых искажений, возникающих в оптических элементах под воздействием интенсивных рентгеновских пучков (Обзор)

© В.В. Лидер

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ „Кристаллография и фотоника“ РАН,
119993 Москва, Россия
e-mail: vallider@yandex.ru

Поступило в Редакцию 16 июля 2023 г.

В окончательной редакции 9 октября 2023 г.

Принято к публикации 18 октября 2023 г.

Рассмотрены различные методы компенсации термических напряжений, вызванных интенсивными пучками рентгеновского синхротронного излучения и излучения лазера на свободных электронах. Описаны способы охлаждения кремниевых монокристаллов и зеркал с использованием жидкостей, таких как вода, жидкий галлий и жидкий азот. Особое внимание уделено описанию возможностей использования кристаллов синтетического алмаза в качестве охлаждаемых монокристаллов.

Ключевые слова: синхротронное излучение, лазеры на свободных электронах, термические нагрузки, рентгеновские монокристаллы, рентгеновские зеркала, охлаждающие жидкости.

DOI: 10.61011/JTF.2024.01.56897.179-23

Введение

Источники синхротронного излучения (СИ) и рентгеновские лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) являются уникальными инструментами, обеспечивающими чрезвычайно яркое рентгеновское излучение, которое позволяет наблюдать материю с атомным пространственным разрешением [1]. Синхротронные источники света состоят из циркулярных ускорителей электронов с выводом СИ из поворотных магнитов и ондуляторов. Рентгеновские установки ЛСЭ основаны на линейных ускорителях электронов и генерируют более когерентные и более короткие импульсы, подходящие для экспериментов с временным разрешением.

Основное различие между двумя типами установок заключается в силе тока и длительности импульса: в то время как синхротроны имеют пиковые токи на электронный сгусток порядка 10 А и длительность импульса в десятки пикосекунд, рентгеновские ЛСЭ обеспечивают пиковые токи в кА и длительность импульсов на уровне фемтосекунд.

ЛСЭ генерируют излучение со значительно более высокими уровнями мощности и меньшей энергетической шириной полосы пропускания, чем установки СИ: в то время как рентгеновские ЛСЭ могут обеспечить энергию импульса на уровне мДж и относительную ширину полосы 10^{-4} , синхротроны дают энергию импульса нДж и намного большую относительную пропускную способность. В целом пиковая яркость излучения, создаваемого рентгеновскими ЛСЭ, намного выше, чем получаемая на синхротронных установках. Например, на новом источнике „Сириус“ в Бразильской лаборатории СИ (LNLS) пучок достигает первого кристаллического

монокристалла с мощностью менее 7 Вт и размером 1.5×2.6 мм. При почти нормальном падении плотность мощности меньше 2.5 W/mm^2 [2]. В то же время на источнике когерентного света Linac (LCLS) Национальной ускорительной лаборатории SLAC ЛСЭ имеет энергию импульса около 2 мДж, поперечный размер пятна около $150 \mu\text{m}$ и длительность импульса около 100 фс. Расчет усредненного поглощенного теплового потока во время импульса дает величину $4 \cdot 10^{13} \text{ W/m}^2$ [3].

Тем не менее у синхротронов есть свои преимущества: во-первых, они обеспечивают гораздо более высокую частоту повторения, чем рентгеновские ЛСЭ, что выгодно для многих экспериментов. Принимая во внимание более высокие частоты повторения и более длительные импульсы на синхротронах, различия в средней яркости становятся гораздо менее выраженными, чем в пиковых значениях яркости. Еще одно преимущество синхротронов связано с доступностью для пользователей. Поскольку синхротронов намного больше (более 50 по всему миру), чем рентгеновских ЛСЭ (от 5 до 10), и поскольку каждый синхротрон имеет больше каналов (примерно до 50), чем рентгеновские ЛСЭ (примерно до 10), доступ к синхротронам гораздо проще, чем к рентгеновским ЛСЭ.

Можно сказать, что и синхротроны, и рентгеновские ЛСЭ являются бесценными исследовательскими инструментами, способными наблюдать материю с пространственным разрешением на атомарном уровне [4].

Однако одним из препятствий доставки большого потока фотонов СИ на экспериментальную станцию с минимальной потерей является термомеханическая деформация оптических элементов, вызванная большой

тепловой нагрузкой. Целью обзора является описание методов компенсации термических деформаций.

1. Термонагрузки

Часто первым оптическим элементом, подвергаемым мощной тепловой нагрузке, является монокристаллический монохроматор.

Из-за высоких тепловых нагрузок в кристалле возникают три различных вида искажений. Во-первых, имеет место общее искривление кристалла, вызванное тепловым расширением верхней части кристалла в направлении, параллельном поверхности. Во-вторых, образуется тепловой бугор, вызванный термическим расширением кристалла в направлении, перпендикулярном поверхности. Третий вид искажений — изменение расстояния между плоскостями кристалла у его поверхности из-за теплового расширения. Это приводит к изменению энергии дифрагированных фотонов [5].

В типичном двухкристальном монохроматоре на станции СИ первый кристалл выбирает желаемую энергию рентгеновского излучения, а второй кристалл перенаправляет сформированный пучок в направлении экспериментальной станции (рис. 1). При этом первый кристалл поглощает большую часть падающей мощности полихроматического излучения.

Как следствие тепловых искажений, создаваемых градиентами температуры в первом кристалле-монохроматоре, сильно коллимированный падающий рентгеновский пучок после отражения будет расходиться, так что фотоны разных энергий будут иметь разные направления, и второй кристалл больше не сможет одновременно отразить все рентгеновские лучи (РЛ), дифрагированные на первом кристалле (рис. 1).

Следовательно, пропускная способность двухкристального монохроматора будет снижена на один или два порядка [7]. Таким образом, задача состоит в том, чтобы найти инженерный путь к решению, способному минимизировать потери интенсивности, вызванные термическими деформациями монохроматора. Однако, прежде всего, необходимо уметь измерить эти деформации.

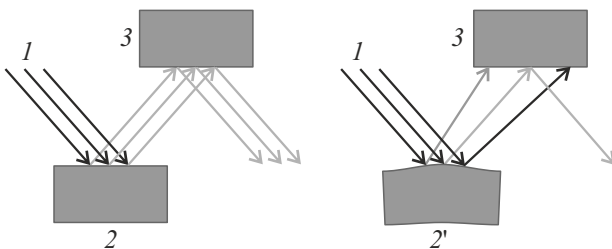


Рис. 1. Иллюстрация влияния тепловых искажений на интенсивность двукратно дифрагированного пучка (1 — полихроматический пучок СИ, 2 — идеальный первый кристалл-монохроматор, $2'$ — первый кристалл-монохроматор с тепловым „горбом“, 3 — второй кристалл-монохроматор) [6].

2. Метрология

Изменение формы поверхности кристалла за счет термических деформаций и искажение объема кристалла (тепловой стресс) могут в случае высокой тепловой нагрузки значительно изменить дифракционные свойства кристалла и, следовательно, привести к уширению рентгеновской кривой качания. Поэтому большая часть всех исследований кристаллов при высокой тепловой нагрузке проводилась моделированием с использованием метода конечных элементов (МКЭ) деформационного поля в термоискаженном кристалле и сравнением его результатов с кривой качания двойного кристалла-монохроматора, которая представляет собой свертку кривых качания первого, искаженного кристалла, и второго, совершенного кристалла [8–11]. Эта свертка дает интеграл по площади следа пучка (beam footprint) с потерей всех деталей сложного распределения тепловых искажений.

Решение проблемы значительно облегчается при измерении формы поверхности искаженного кристалла *in situ* под высокой тепловой нагрузкой.

Существует несколько подходов к визуализации искаженных поверхностей. Плоскостность отражающей поверхности можно оценить с точностью до микрорадиана на большой площади, используя оптические методы, такие, как профилирование длинных трасс (ЛТР) [12]. Этот метод обеспечивает превосходную точность определения формы поверхности, однако он предоставляет информацию только вдоль линии. Поэтому получение информации о волновом фронте, сформированном дифракцией РЛ на кристалле, подвергнутом тепловому удару, является более эффективным способом определения термических деформаций.

Датчик волнового фронта является одним из эффективных элементов системы метрологии. Его задача — измерить кривизну волнового фронта и передать эти измерения на обрабатывающее устройство. Существует большое разнообразие датчиков волнового фронта [13]. Среди них — датчики Шака-Гартмана [14], а также датчики, основанные на эффекте Тальбота [15], рентгеновских спеклах [16] и птихографии [17]. Например, в работе [18] исследовалось влияние теплового удара на характеристики двухкристального кремниевое монохроматора с помощью двумерного интерферометра Тальбота.

Перечисленные выше датчики волнового фронта, как правило, обеспечивают измерение волнового фронта только периодически и обычно инвазивно, прерывая эксперимент и растрачивая ценное время. Неинвазивные измерения можно осуществить различными способами. Например, авторы работы [19] предложили метод картирования трехмерного искажения кристалла, находящегося под воздействием теплового удара. Метод аналогичен методу Шака-Гартмана и основан на идее, что искаженной отражающей поверхности соответствует ее искаженное изображение. Металлическая маска 2 (рис. 2) имеет

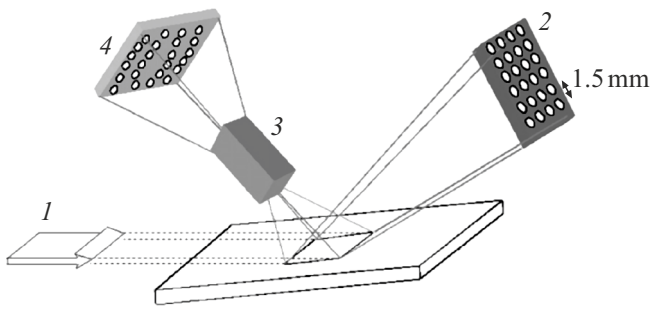


Рис. 2. Принципиальная схема измерения теплового удара: 1 — рентгеновский пучок, 2 — металлическая маска, 3 — ПЗС камера, 4 — изображение маски [19].

ряд равномерно расположенных отверстий, создающих массив световых точек с помощью плоского источника света, расположенного за маской. Свет от массива точек отражается от поверхности кристалла и фиксируется ПЗС-камерой 3. В эксперименте отверстия в маске имели диаметр 0.3 mm и располагались на расстоянии 1.5 mm друг от друга на площади 100 × 100 mm. Кадры изображения 4 были проанализированы с помощью программы Centroid [20]. Эта программа вычисляет положение центра тяжести каждой световой точки на изображении.

3. Методы компенсации термонапряжений на источниках СИ

Как указывалось выше, воздействие интенсивного пучка СИ на рентгенооптический элемент может привести к появлению на его поверхности термического „горба“. Его кривизна κ у вершины не зависит от толщины облучаемого элемента и дается выражением

$$\kappa \approx \alpha Q/k, \tag{1}$$

где α — коэффициент теплового расширения (K^{-1}), k — теплопроводность [$W \cdot cm^{-1} \cdot K^{-1}$] рентгенооптического элемента, Q — плотность энергии пучка СИ, поглощенной элементом [$W \cdot cm^{-2}$]. При этом усредненный по „горбу“ угол наклона отражающих плоскостей $\Delta\theta_{aver}$ (обычно называемый ошибкой наклона) будет

$$\Delta\theta_{aver} \approx \kappa \Delta L, \tag{2}$$

где ΔL — протяженность термического „горба“ в плоскости дифракции.

Для простой модели (кристаллический блок, нагреваемый сверху и охлаждаемый снизу), в котором вся мощность поглощается на поверхности, Субботин и др. [21] показали, что ошибка наклона поверхности $\Delta\theta$ дается формулой:

$$\Delta\theta_{aver} = F(\alpha/k)(T)Q, \tag{3}$$

где F — константа, зависящая от геометрии дифракции, размера следа пучка и способа охлаждения [22].

Из формулы (3) следует, что уменьшение ошибки наклона возможно достичь несколькими способами:

- 1) подобрать материал рентгенооптического элемента с минимальной величиной отношения α/k ;
- 2) подобрать оптимальный режим охлаждения рентгенооптического элемента;
- 3) уменьшить плотность поглощенной мощности пучка СИ рентгенооптическим элементом.

3.1. Подбор материалов

В 1986 г. было предложено использовать особые термические свойства алмазоподобных полупроводников, таких, как кремний и германий, у которых коэффициент теплового расширения при низких температурах переходит через нуль (рис. 3), и теплопроводность значительно увеличивается при криогенных температурах (табл. 1) [23,24]. Оба эти изменения свойств благоприятны для оптики при высоких тепловых нагрузках и представляют собой настоящий подарок природы естествоиспытателю [7].

Кремний и германий успешно используются в рентгеновской оптике. Монокристаллы кремния привлекательны тем, что они имеют почти идеальную кристаллическую решетку, коммерчески доступны в больших количествах [25].

Однако многие приложения (например, монохроматизация излучения ЛСЭ с очень высокой средней и пиковой мощностью) требуют большей эффективности, чем может обеспечить кремний: прозрачности для рентгеновских лучей, устойчивости к радиационному повреждению, механической прочности, высокого коэффициента отражения РЛ в геометрии Брэгга и теплопроводности. В таких случаях предпочтительным материалом является алмаз, так как он превосходит кремний своей непревзойденной радиационной стойкостью, на порядки

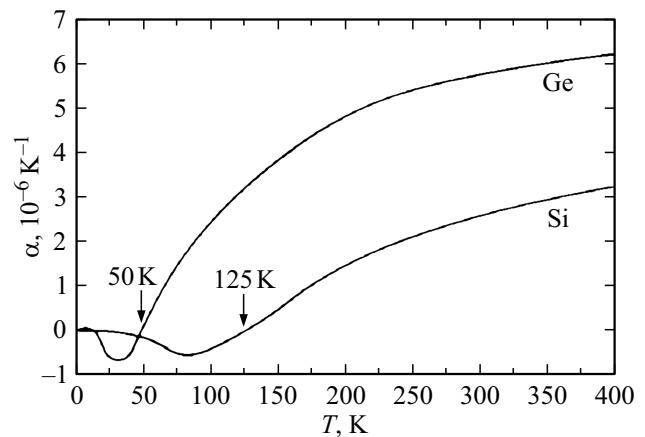


Рис. 3. Коэффициент теплового расширения кремния и германия. Для кремния коэффициент теплового расширения равен нулю при 125 K [7].

Таблица 1. Свойства алмаза Па, Si и Ge, важные для рентгеновских приложений [25]

Материал	Алмаз Па	Si	Ge
Атомный номер Z	6	14	32
Коэффициент поглощения, μ , ($E = 8 \text{ keV}$) (cm^{-1})	14	143	350
Теплопроводность, κ , при 297 К ($\text{W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	20–25	1.5	0.64
Теплопроводность, κ , при низкой температуре ($\text{W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	150 (80 К)	3.25 (80 К)	2.32 (100 К)
Коэффициент теплового расширения, α 297 К ($\text{W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	1	2.4	5.6
Показатель качества, $100 \times \kappa/\mu\alpha$ при 297 К (MW)	36–250	0.44	0.03

более высокой теплопроводностью [26], малым коэффициентом теплового расширения [27] и почти 100%-ной отражательной способностью в области брэгговской дифракции [28] (табл. 1).

Дополнительными благоприятными свойствами алмаза являются как его высокий модуль упругости, так и прочность на излом. Среднее значение модуля упругости алмаза составляет 1035 GPa по сравнению со значением 191 GPa для кремния. При коэффициенте анизотропии 1.21 модуль Юнга алмаза достаточно постоянен во всех направлениях (для кремния коэффициент анизотропии равен 1.44). Такое уникальное сочетание выдающихся свойств делает алмаз наиболее многообещающим материалом для прозрачных, упругих компонентов рентгеновской оптики с высоким разрешением, сохраняющих волновой фронт, что необходимо для яркого и высококогерентного источника света следующего поколения, такого, как ЛСЭ [29].

Для случая симметричного Брэгга поглощенная мощность рентгеновского излучения (P_a) определяется как: $P_a = P_o \exp(-\mu t / \sin \theta_B)$, где P_o — падающая на кристалл мощность, μ — линейный коэффициент поглощения, t — толщина кристалла, θ_B — угол Брэгга. Таким образом, показатель качества, характеризующий невосприимчивость кристалла к термонагрузкам, можно определить как $\kappa/(\alpha\mu)$, который указан в табл. 1 для различных материалов. При комнатной температуре этот показатель качества для алмаза на два порядка выше, чем у кремния.

Большинство монокристаллов природного алмаза относятся к типу Ia с концентрацией азота от нескольких десятков до нескольких сотен частей на миллион, в то время как монокристаллический алмаз типа Па имеет небольшое количество азота (менее десяти частей на

миллион). Монокристалл алмаза типа Па крайне редко встречается в природе; он составляет, вероятно, менее 2% существующих природных алмазов [30]. В настоящее время синтетические материалы по структурному совершенству превосходят лучшие природные материалы на несколько порядков [31].

В последние годы монокристаллический алмаз не был предпочтительным материалом для рентгенооптических элементов из-за его низкого совершенства и малых размеров. Размер оптического элемента (например, монохроматора) может определять площадь сечения сформированного им рентгеновского пучка и, следовательно, лимитировать размер исследуемого объекта. Поэтому, несмотря на привлекательные свойства алмаза, для производства большинства рентгеновских оптических элементов в основном используется кремний.

3.2. Подбор охлаждающих жидкостей

Наиболее распространенный способ борьбы с термонапряжениями в таких оптических элементах, как монохроматоры и зеркала, является их охлаждение жидкостями. Механизмы охлаждения основаны на конвективном теплообмене потока жидкости с поверхностью рентгенооптического элемента.

Водяное охлаждение в настоящее время является наиболее распространенным методом удаления тепла от рентгеновских оптических компонентов. Альтернативный подход заключается в использовании жидких металлов в качестве хладагента для компонентов рентгеновской оптики. Жидкие металлы обеспечивают значительное улучшение эффективности охлаждения по сравнению с водой благодаря своим тепловым и физическим свойствам. Жидкие металлы, как правило, обладают высокой теплопроводностью, большой объемной теплоемкостью и широким диапазоном рабочих температур. Висмут, олово, литий и индий являются отличными охлаждающими жидкостями, особенно литий, с его очень высокой теплопроводностью и очень высокой удельной теплоемкостью на единицу объема. Однако эти четыре вещества были отклонены из-за их умеренно высоких температур плавления. Следующие два, натрий и калий, также являются очень хорошими охлаждающими жидкостями. Их диапазоны рабочих температур меньше, чем у предыдущих кандидатов, но все же достаточно велики, и если бы не было лучшего варианта, они были бы первыми кандидатами на роль предпочтительной охлаждающей жидкости. Их главный недостаток в том, что они сильно взаимодействуют с кислородом и водой и, таким образом, представляют возможную опасность возгорания и требуют специальных процедур обращения. Жидкий рубидий обладает всеми необходимыми характеристиками для создания отличной охлаждающей жидкости, и его можно было бы рассмотреть, если бы он не был таким дорогим. Галлий и цезий имеют вполне приемлемые температуры плавления, чуть выше комнатной температуры, и хорошую

теплопроводность. Галлий был выбран вместо цезия из-за его гораздо более высокой удельной теплоемкости на единицу объема, лучшего диапазона рабочих температур, гораздо более низкого давления паров, и его гораздо менее реактивный характер при воздействии кислорода и воды. Низкое давление пара очень важно при работе в среде с высоким вакуумом. Ртуть была отвергнута из-за ее плохой теплопроводности, низкого диапазона рабочих температур и очень высокого давления пара. Утечка в контуре ртутного охлаждения будет серьезной даже при комнатной температуре и очень серьезной при повышенных температурах.

Наиболее многообещающей жидкометаллической охлаждающей жидкостью, идентифицированной на сегодняшний день, является жидкий галлий, который, по-видимому, обладает всеми желаемыми свойствами и наименьшим количеством нежелательных свойств исследованных жидких металлов. Помимо особых свойств жидких металлов, которые делают их хорошими теплоносителями, очень низкое давление паров в широком диапазоне рабочих температур делает жидкий галлий идеальной охлаждающей жидкостью для использования в условиях высокого вакуума [32].

Жидкий галлий имеет относительно хорошие физические свойства по сравнению с водой, что делает его использование в качестве охлаждающей жидкости привлекательным. Кроме того, галлий становится жидким при 29.8°C, и, когда он сплавляется с индием до его эвтектической формы (76 mass.% Ga–24 mass.% In), температура плавления снижается до 16°C, и он становится жидким при комнатной температуре. Дальнейшее сплавление галлия с Sn и Zn (61 mass.% Ga, 25 mass.% In, 13 mass.% Sn и 1 mass.% Zn) снижает температуру плавления до 10°C [33].

В расчетах искажений дифракционного кристалла основные различия для разных охлаждающих жидкостей связаны с разными значениями коэффициента теплопередачи h . Этот параметр, зависящий от модели охлаждения, описывает количество тепла, которое передается охлаждающей жидкостью на единицу площади твердого тела на градус температуры [7]:

$$h = A_1 k/d + A_2 (k^{0.6} C_v^{0.4} / d^{0.2} v^{0.8}) V^{0.8}, \quad (4)$$

где k — теплопроводность охлаждающей жидкости, C_v — объемная теплоемкость, V — скорость охлаждающей жидкости, v — кинематическая вязкость, d — расстояние, подобное гидравлическому диаметру охлаждающего канала, A_1 , а A_2 — коэффициенты, позволяющие эмпирически учитывать геометрию охлаждающих каналов.

Первый член представляет собой константу, зависящую от теплопроводности жидкости и формы охлаждающих каналов. Второй член является функцией многих переменных и имеет почти линейную зависимость от скорости жидкости. Очень низкая теплопроводность воды по сравнению с галлием делает h очень малым для

Таблица 2. Сравнение теплопередающих свойств жидкого галлия, воды, жидкого азота и жидкого пропана

Вещество	k [W/(cm·K)]	C_v [J/cm ³]	$k^{0.6} C_v^{0.4} / v^{0.8}$
Ga(50°C)	0.33	2.22	90.0
H ₂ O(20°C)	0.006	4.19	5.34
N ₂ (–170°C)	0.0014	1.60	4.57
C ₃ H ₈ (–170°C)	0.0020	1.40	1.38

Примечание. k — теплопроводность охлаждающей жидкости, C_v — объемная удельная теплоемкость [5].

воды при малых скоростях потока; таким образом, вода является плохой охлаждающей жидкостью при низких скоростях потока. При высоких скоростях потока второй член доминирует, но и здесь h для галлия продолжает быть заметно выше, чем для воды.

В табл. 2 перечислены важные тепловые свойства для галлия, воды, жидкого азота и жидкого пропана. Галлий на сегодняшний день является наиболее эффективным теплоносителем в этой группе. Жидкий азот и жидкий пропан являются охлаждающими жидкостями при достаточно низких температурах и могут использоваться для охлаждения кремния до 125 К. При этой температуре коэффициент теплового расширения кремния проходит через нуль, а теплопроводность увеличивается в четыре раза. При температурах около 125 К кристалл кремния очень устойчив к тепловым искажениям и может отводить большое количество тепла от своей поверхности с небольшими тепловыми градиентами. Рис. 4 иллюстрирует эти особенности как для кремниевых, так и для германиевых кристаллов. Основное различие между жидким азотом и жидким пропаном в качестве хладагентов заключается в их полезном диапазоне рабочих температур. Для жидкого азота при 1 atm диапазон в 14 К (63–77 К) значительно меньше по сравнению с рабочим диапазоном 145 К (86–231 К) для пропана. Это различие очень важно, если требуется отводить большие тепловые нагрузки.

Пределы эффективности кремниевого монохроматора с криогенным охлаждением были изучены теоретически с помощью МКЭ [10,30,34]. Была построена зависимость среднеквадратичной ошибки теплового наклона кристалла кремния в зависимости от поглощенной мощности при различных углах Брэгга (рис. 4) для экспериментальной линии UPBL6 Европейского центра синхротронного излучения (ESRF) [10]. Легко определить, где находятся рабочие точки кристалла кремния при токе электронного пучка 200 и 300 mA.

Можно выделить три области мощности излучения [10,30,35]:

1) линейная область: в этой области ошибка температурного наклона линейно пропорциональна потребляемой мощности. Температура кристалла менее 125 К.

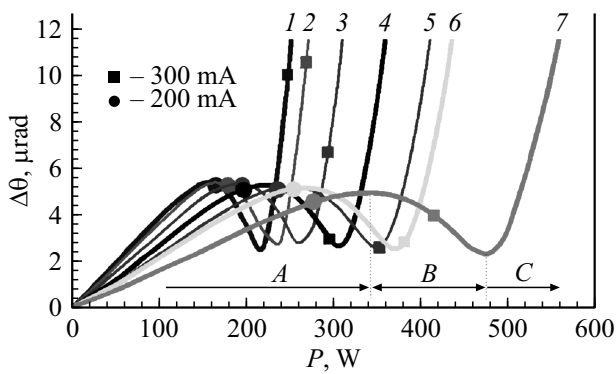


Рис. 4. Среднеквадратичная ошибка температурного наклона θ кристалла кремния, охлаждаемого жидким азотом при переменной тепловой нагрузке P при разных углах Брэгга θ_B (1 — 23.1° , 2 — 20.1° , 3 — 16.0° , 4 — 12.3° , 5 — 10.2° , 6 — 9.4° , 7 — 6.6°). А — линейная область, В — переходная область, С — нелинейная область (см. пояснения в тексте) [10].

2) переходная область: температура кристалла Si, при которой коэффициент теплового расширения равен нулю, составляет около 125 К. В этом случае ошибка теплового наклона минимальна.

3) нелинейная область: ошибка теплового наклона быстро увеличивается с мощностью, а температура кристалла — более 125 К [30].

Полученные результаты удобны для разработки и оптимизации монохроматора на кристалле кремния. Идея состоит в том, чтобы не работать в нелинейной области.

Поверхность криогенно-охлаждаемого кристалла кремния вогнута при низкой тепловой нагрузке (что соответствует отрицательным значениям параметра α на рис. 4), выпукла при высокой тепловой нагрузке и имеет сложную форму, в среднем почти плоскую, при средней тепловой нагрузке [11]. Детальная форма термически деформированного кристалла кремния существенно влияет на волновой фронт пучка на выходе монохроматора. Параллельный пучок РЛ может стать сходящимся (расходящимся) при термической деформации кристалла в вогнутую (выпуклую) форму [10].

Различают два способа взаимодействия охлаждающей жидкости с рентгенооптическим элементом — прямой и косвенный. При прямом (внутреннем) охлаждении жидкость охлаждает непосредственно сам элемент; при косвенном (контактном) охлаждении выделяемое в элементе тепло отводится охлаждающими блоками, контактирующими с ним.

3.3. Прямые методы охлаждения кристаллических монохроматоров

Три наиболее распространенные геометрии прямого охлаждения показаны на рис. 5. Охлаждение нижней поверхности плоской пластины (геометрия плоской пластины) (рис. 5, а) — самый простой и распространен-

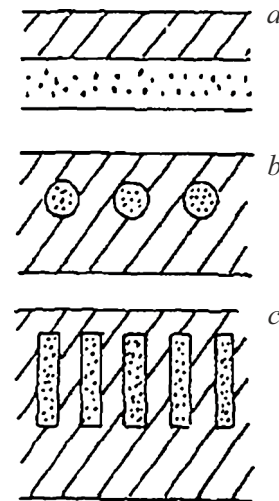


Рис. 5. Схемы трех распространенных геометрий прямого охлаждения [5] (см. пояснения в тексте).

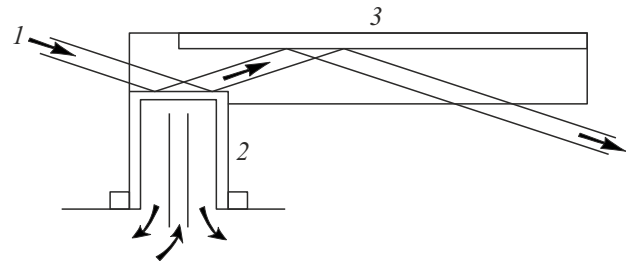


Рис. 6. Схема прямого охлаждения первого плеча двухкристального моноблочного монохроматора (1 — пучок СИ; 2, 3 — первое и второе плечо монохроматора соответственно; стрелки показывают направление циркуляции воды) [37].

ный подход, используемый там, где тепловые нагрузки составляют всего несколько W/cm^2 . Например, в работах [36,37] прямому охлаждению подвергался первый кристалл двухкристального монохроматора (рис. 6). Он состоит из тонкостенной кремниевой „коробки“, дно которой приклеено к водяному коллектору из нержавеющей стали; вода подается по струйным трубкам, направленным перпендикулярно тыльной стороне кристалла.

Охлаждающие каналы, расположенные непосредственно под рабочей поверхностью монохроматора (рис. 5, b, c), намного эффективнее. Такие каналы, очевидно, должны располагаться как можно ближе к нагреваемой поверхности. Над каналами находится тонкий (и, следовательно, гибкий) слой материала, известный как „горячая стенка“, который имеет температурный градиент поперек него и который, если его не компенсировать, приведет к появлению выпуклой кривизны слоя. Под каналами находится большой толстый блок, который должен иметь значительно большую жесткость (толщину), чем горячая стенка [38].

Может создаться впечатление, что использование круглых охлаждающих каналов уменьшает поверхность

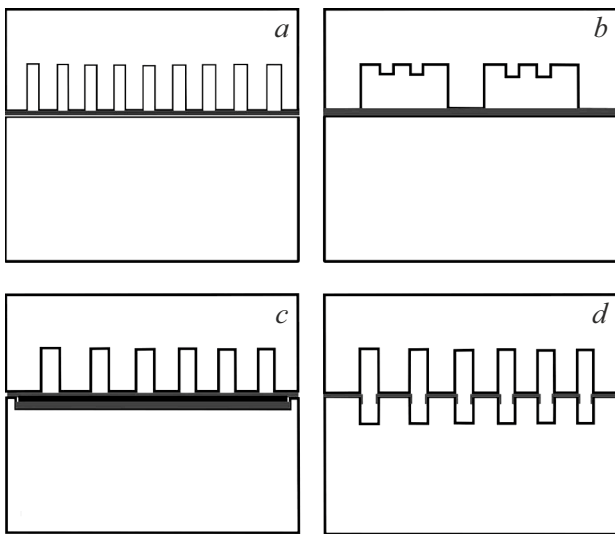


Рис. 7. Предлагаемая геометрия микроканалов: *a* — классическая конструкция, *b* — конструкция 2+1, *c* — конструкция „сэндвич“, *d* — конструкция „ребро к ребру“ [46].

„жидкость-кристалл“ для отвода тепла, но такая геометрия фактически увеличивает эффективную теплопередачу на 57% и уменьшает ΔT между жидкостью и кристаллом на аналогичную величину по сравнению с геометрией плоской пластины. Каналы с прямоугольным профилем могут еще больше увеличить площадь теплообмена: „охлаждающий эффект ребер“ позволяет отводить гораздо больше тепла для фиксированного ΔT , чем в случае плоской геометрии. Форма каналов, показанная на рис. 5, *c*, увеличивает коэффициент теплопередачи в 5 раз. Такой подход поможет уменьшить размер теплового удара за счет снижения средней температуры в верхней части кристалла [7].

В работе [39] сообщалось о создании монохроматора с прямым водяным охлаждением с 11 небольшими отверстиями (диаметром 1.5 mm), просверленными по ширине кристалла вблизи его оптической поверхности.

Для оптимальной теплопередачи размеры каналов имеют тенденцию к уменьшению (формула (4)), и изготовление каналов сверлением становится затруднительным. Поэтому кремниевый монохроматор обычно состоит из двух половин: лицевой панели с охлаждающими каналами и нижнего опорного объема (рис. 7, *a*). Сопрягаемые блоки полируются после любой механической обработки, чтобы обеспечить плоские поверхности для последующей процедуры склеивания. В работе [40] было исследовано использование в кремниевых рентгеновских монохроматорах микроканалов (МК) водяного охлаждения с размерами, оптимизированными для эффективной компенсации термонапряжений. Такие каналы обычно имеют ширину около 40 μm и глубину 400 μm . МК могут быть прорезаны алмазной пилой, а опорный объем обработан алмазными концевыми фрезами и корончатыми сверлами [41]. После механической обработки две

половинки соединяются. Для применений монохроматора с прямым охлаждением требуется, чтобы соединение обладало следующими свойствами: минимальная деформация, вызываемая в кристалле, радиационная стойкость для длительного срока службы и герметичность для предотвращения утечек охлаждающей жидкости в вакуумную систему [42].

В литературе сообщалось о нескольких методах соединения [43,44]. Общим для всех способов является то, что они деформируют кристаллическую решетку [45]. Значительные деформации могут быть введены в кристалл во время его изготовления и соединения.

Авторы работы [46] предложили три новых конструкции МК и сравнили их с „классической“ компоновкой МК. Дизайны показаны схематически на рис. 7. Общая стратегия конструкции заключается в снижении деформации, создаваемой соединением двух кремниевых блоков. Все три модели МК показывают меньшее увеличение ширины кривой качания.

Чтобы уменьшить площадь деформации, была протестирована конструкция МК „2+1“ (рис. 7, *b*). Идея конструкции 2+1 состоит в том, чтобы исключить контакты между двумя ребрами из каждых трех и увеличить третье ребро. Уменьшение площади контакта между двумя объемами уменьшило поверхность деформации. Одним из преимуществ этого подхода является увеличение пространства для потока охлаждающей жидкости между ребрами, что снижает потребность в высоком давлении жидкости (высокое давление из-за расхода охлаждающей среды может деформировать поверхность кристалла). Кроме того, два небольших ребра между более широкими ребрами усиливают конструкцию монохроматора.

Вторая предложенная конструкция состоит из классического верхнего и нижнего опорного объемов. Для уменьшения деформации кремниевая переходная вставка толщиной 0.5 mm была помещена между верхним и нижним опорными объемами. Функция этой средней части состоит в том, чтобы компенсировать и поглощать напряжение. Третьим дизайном МК была концепция „ребро к ребру“ (рис. 7, *d*). Преимуществом конструкции „ребро к ребру“ является небольшая площадь контакта между верхним и нижним объемами кремния и отсутствие боковой деформации.

Из экспериментальных кривых качания и моделей, построенных методом МКЭ, следует, что предлагаемые конструкции МК представляют собой значительное улучшение. Классическая конструкция МК имела среднее увеличение кривой качания примерно на 8 mrad при использовании алюминиевого припоя и слоя кремния толщиной 1 mm над МК. Конструкция „ребро к ребру“ снижает это значение до 5 mrad, а за счет увеличения слоя над МК до 2 mm его можно снизить до менее чем 2.5 mrad. Однако при этом повышается температура рабочей поверхности из-за меньшей эффективности охлаждения на несколько градусов [46], в то же время сглаживая колебания температуры.

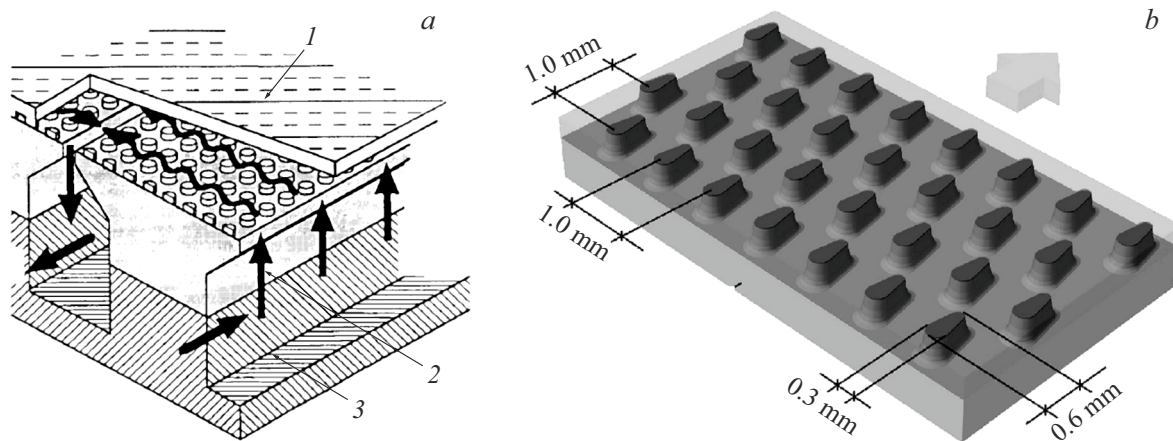


Рис. 8. *a* — схема модели штифтового охлаждения (*1* — верхняя пластина кремниевого монохроматора со штифтами, *2* — нижний опорный объем, *3* — металлический держатель). Стрелками показаны направления водяного потока [52]. *b* — пример конструкции верхней пластины монохроматора (стрелка указывает направление водяного потока) [53].

Для борьбы с термонапряжениями монохроматоров с МК в качестве охлаждающих жидкостей используется вода [40,43,46,47] или жидкий галлий [33,48,49]; криогенное охлаждение используется сравнительно редко [50,51].

При использовании воды в качестве охлаждающей жидкости следует также рассмотреть штифтовые теплообменники [42,52,53]. На рис. 8 показана модель штифтового охлаждения. Зона охлаждения разделена на несколько ячеек, включающих набор штифтов. Штифты в ячейке прерывают поток воды, а затем создают турбулентный поток для получения большего коэффициента теплопередачи.

При разделении большой площади охлаждения на маленькие ячейки подходящего размера не только поддерживается небольшой перепад давления из-за коротких путей потока воды, но и вся площадь охлаждается равномерно. Эффект заключается в том, что при реальных давлениях скорость потока охлаждающей жидкости вблизи горячей стенки на порядок выше, чем скорость, которую обычно можно получить в каналах с однородным поперечным сечением [38]. Коэффициент теплопередачи системы штыревых ячеек в 2–4 раза больше, чем у системы МК при той же скорости жидкости (как следует из формулы (4), чем больше скорость, тем больше коэффициент теплопередачи).

Процесс изготовления кристалла с ячеистой штифтовой структуры состоит из двух этапов. Первый заключается в изготовлении сотовой структуры штифтов, а другой — в соединении кремниевых пластин. Авторы работы [52] изготовили массивы штифтов с помощью пескоструйной обработки. Этот метод является простым и недорогим для создания неглубоких каналов. Средний

диаметр штифтов — около 0.3 мм, высота штифтов около 0.2 мм, шаг штифтов около 0.5 мм. Для скрепления кремниевых объемов использовалась эвтектика Au/Si.

Охлаждаемые кремниевые подложки для многослойной оптики также могут быть изготовлены с внутренними МК [41,54,55]. Показано, что при этом влияние покрытия на температуру и деформацию незначительно. Тепловое напряжение в многослойной оптике зависит от разницы коэффициента теплового расширения k между материалом слоя и материалом подложки, но не зависит от разницы k между разными подслоями. В принципе, чтобы свести к минимуму тепловое напряжение, материал покрытия должен иметь k ближе к k подложки и/или меньший модуль Юнга [55].

3.4. Косвенные методы охлаждения кристаллических монохроматоров

Разработка оптических элементов с косвенным охлаждением обычно начинается с оценки их эффективности с помощью МКЭ [30,35,39,56]. Эффективность охлаждения зависит не только от коэффициента теплопередачи, но также от контактного теплового сопротивления на границе между кристаллом и охлаждающим блоком. Тепловое граничное сопротивление, приходящееся на единицу площади контакта, определяется как отношение скачка температуры на границе раздела к тепловой мощности на единицу площади, перетекающей через границу раздела. Тепловое сопротивление в основном является результатом рассеяния фононов на границах раздела из-за акустического несоответствия между разнородными материалами [57].

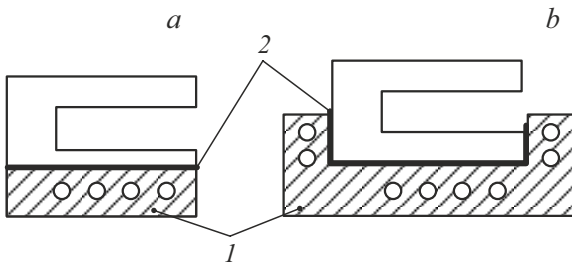


Рис. 9. Схема охлаждения тыльной поверхности первого плеча двухкристального моноблочного монохроматора (a) и его трехстороннего охлаждения (b); 1 — медная подложка с каналами для циркуляции воды, 2 — слой эвтектики In-Ga [24].

Ключевыми параметрами, влияющими на это тепловое контактное сопротивление, являются приложенное давление (контактное давление) и состояние поверхности контактных тел на границе раздела [56]. Оптимальные условия для теплового контактного сопротивления в вакууме при температуре окружающей среды были получены в работах [57,58].

Для двух соприкасающихся поверхностей, даже визуально очень гладких и плоских, фактическая площадь контакта обычно составляет менее 10% от общей площади. Именно в этих областях тепло передается от одного тела к другому. Поэтому из-за путей теплопередачи поток тепла в телах вблизи границы раздела неоднороден. Для получения хорошего теплового контакта на границе между кристаллом и охлаждаемым блоком часто помещается фольга In [59,60] или эвтектика In-Ga [24,59,61–63].

3.4.1. Водяное охлаждение

В литературе существуют описания охлаждаемых водой с тыльной стороны кремниевых [24,62,64] (рис. 9), германиевого [65], алмазных монохроматоров [66,67], с боковых сторон алмазного монохроматора [68], а также с трех сторон кремниевых монохроматоров [24] (рис. 9).

3.4.2. Криогенное охлаждение

Конструкция монохроматора с криогенным охлаждением [69] обычно представляет собой простой прямоугольный блок кремния, зажатый между двумя медными теплообменниками [34,56,60,70,71] (рис. 10).

Давление прижима в 5–10 бар достаточно для получения хорошего теплового контакта (см. [57,58]) и не вызывает значительной деформации дифрагирующих плоскостей.

На границе между кремнием и медью для получения хорошего теплового контакта используются два разных метода: в некоторых монохроматорах между медью и кремнием вставляется индийская фольга толщиной 0.5 мм, и эта фольга может быть покрыта эвтектическим индием. В этом случае медные охлаждающие блоки

должны быть покрыты никелем, чтобы In-Ga не диффундировал внутрь меди. Эта фольга улучшает тепловой контакт и благодаря своей относительно большой толщине ограничивает результирующие напряжения и деформации, передаваемые кремнию при низкой температуре. На других монохроматорах поверхности меди и кремния тонко отполированы до оптического качества. Например, в описанном авторами работы [72] модуле монохроматора размер кристалла Si составлял 50 мм в ширину, 90 мм в длину и 35 мм в толщину. Для достижения хорошего теплового контакта листы индия были вставлены между кристаллом и блоками. Блоки прижимались к кристаллу ножевыми пружинами, обеспечивая давление, прилагаемое к первому кристаллу, 0.45 МПа.

В работе [56] описана конструкция узла косвенного криогенного охлаждения кристалла кремния (рис. 10, a): кристалл находится между двумя прижатыми к нему давлением около 0.4 МПа медными теплообменниками. Жидкий азот протекает через 16 прямоугольных каналов внутри охлаждающего блока с площадью поверхности около 345 см². Размеры кристалла составляют 60 × 24 × 40 мм. Небольшие и плотно расположенные охлаждающие каналы позволяют значительно увеличить площадь теплообмена, но при этом увеличивается сопротивление потоку. Поэтому правильный выбор структуры канала важен для эффективности теплопередачи, а также для стабильности системы охлаждения (типичные размеры каналов: толщина 1 мм, высота 8 мм [73]). Поскольку теплопроводность кристалла кремния очень высока при 80 К (т.е. в два раза выше, чем у меди), а коэффициент теплопередачи жидкого азота довольно мал, для передачи тепла требуются большие площади поверхности. Поэтому и длина, и высота охлаждающих блоков обычно больше, чем у кристалла. Результат моделирования МКЭ показал, что такая конструкция способствует отводу тепла от поверхности кристалла [22].

Механическая вибрация является критической проблемой для монохроматоров с криогенным охлаждением. Она ухудшает отношение сигнал/шум и эффективную когерентность пучка РЛ. Обычными источниками вибраций являются резкие изгибы магистралей охлаждающей жидкости и волнистые внутренние поверхности гибких трубок, избежать которых на практике сложно. Вибрации могут быть минимизированы жестким креплением монохроматора, минимизацией скорости потока, использованием гибких и по возможности коротких шлангов, правильно соединенных с монохроматором [60,72].

3.5. Прямые или косвенные методы охлаждения?

У каждого подхода к проектированию охлаждения оптического элемента есть свои преимущества и недостатки [59]. Режим прямого охлаждения может показать

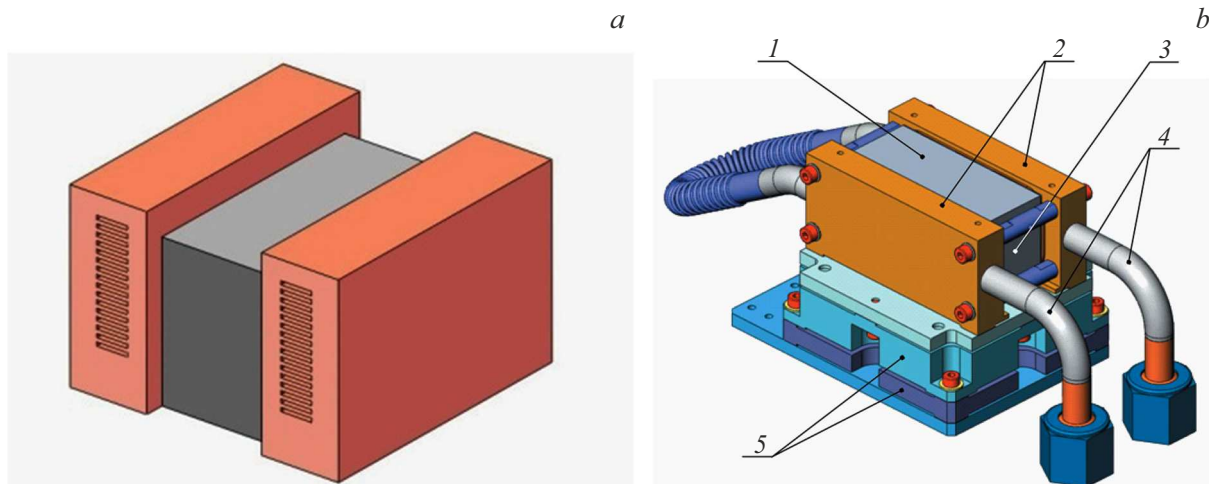


Рис. 10. *a* — изображение кристалла и его охлаждающих блоков [56]; *b* — пример сборки охлаждаемого монохроматора. 1 — кристалл кремния; 2 — медные теплообменники; 3 — датчик температуры Pt 100; 4 — трубы из нержавеющей стали; 5 — керамические теплоизоляционные пластины [71].

лучшие результаты, чем режим бокового охлаждения. Однако сравнение некоторых критически важных факторов, таких, как коммерческая стоимость, сложность производственного процесса, период изготовления и проблемы с микровибрацией доказало, что режим бокового охлаждения показал лучшую технологическую работоспособность [74,75]. Действительно, система с косвенным охлаждением имеет ряд преимуществ. Во-первых, изготовление кристаллов с прямым охлаждением намного сложнее, оно более трудоемкое и дорогое. Вырезание каналов охлаждающей жидкости в кремнии — относительно медленный процесс. С другой стороны, кристаллы с контактным охлаждением обычно представляют собой простые прямоугольные блоки монокристаллов кремния. Во-вторых, кристаллы с прямым охлаждением требуют вакуумного уплотнения соединения кремний-металлический коллектор [48,76]. В работе [22] уплотнения изготавливались из индиевой фольги и металлических уплотнительных колец С-образного сечения. Однако циклическое изменение температуры может привести к потере целостности уплотнения. Кроме того, сам процесс установки уплотнения ненадежен: обычно требуется несколько попыток, прежде чем будет достигнуто хорошее вакуумное уплотнение. Кристалл с косвенным охлаждением решает проблему вакуумной герметизации, потому что требуются только уплотнения металл-металл, которые легко выполняются.

3.6. Тонкий кристалл

Существует подход, основанный на использовании очень тонкого кристалла. В этом случае тепловую нагрузку можно ограничить, позволив большей части мощности пучка СИ не поглощаться кристаллом. Кристалл должен быть очень тонким для использования при низких энергиях и не должен подвергаться деформации.

Недостатком этого метода являются производственные и инженерные проблемы, с которыми можно столкнуться при изготовлении и охлаждении такого тонкого кристалла [77].

В работах [78,79] описана конструкция монохроматора с криогенным охлаждением, использующая стратегию тонкого кристалла, которая способна работать на источниках СИ при токах электронов в накопителе до 300 мА. Ключом к предлагаемой конструкции является обработка моноблока кристалла кремния, в результате которой остается тонкая пластина кремния толщиной около 0,6 мм, заключенная между двух одинаковых блоков с косвенным охлаждением (рис. 11). Поскольку коэффициент поглощения кремния становится очень малым при высоких энергиях РЛ, достаточно тонкий кристалл будет поглощать только часть мощности падающего пучка СИ. Другим важным фактором является то, что теплопроводность кремния при температурах жидкого азота настолько высока, что кремний можно охлаждать поверхностями на некотором разумном расстоянии от тонкой части кристалла. Охлаждающие каналы были просверлены в обоих блоках, позволяя жидкому азоту течь поперек пучка. Специальное С-образное кольцо образует уплотнение между группой из семи охлаждающих каналов и распределительным коллектором охлаждающей жидкости [78,79].

3.7. Наклонная геометрия охлаждения монохроматоров

После выбора одной из возможных систем охлаждения наиболее эффективным способом дальнейшего уменьшения термических искажений оптических элементов является расширение области засветки их поверхности рентгеновским пучком.

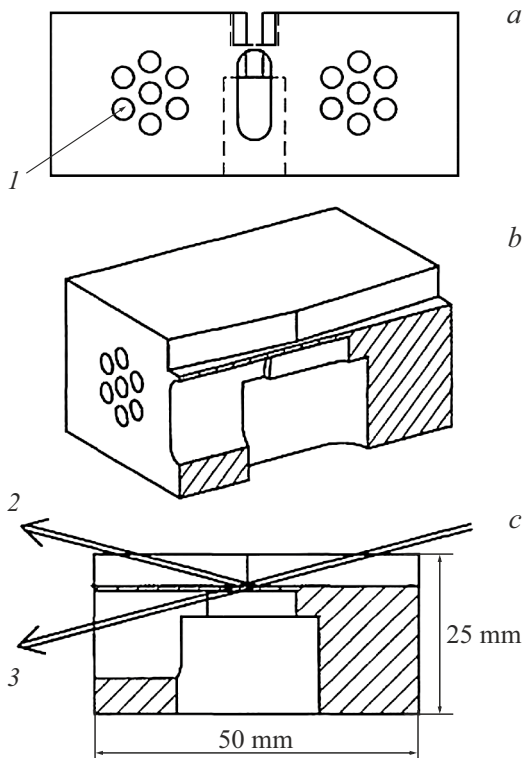


Рис. 11. Схема охлаждения тонкого кристалла кремния: *a* — вид с торца, *b* — общий вид половины моноблока, *c* — поперечное сечение (*1* — каналы криогенного охлаждения, *2* — дифрагированный пучок РЛ, *3* — прошедший пучок РЛ) [77].

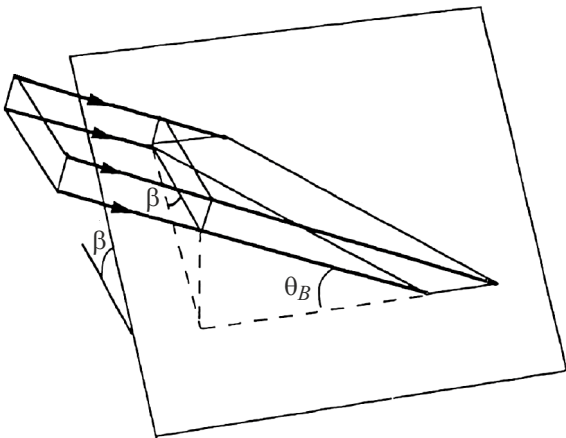


Рис. 12. Схема формирования следа пучка РЛ в наклонной геометрии на поверхности кристалла (β — угол между нормалью к поверхности кристалла и плоскостью дифракции, θ_B — угол Брэгга) [79].

Геометрия кососимметричной дифракции была использована Хоунсари [80] и названа „наклонной“ (рис. 12). Такая же геометрия была предложена Хрди [81]. В наклонной геометрии углы падения первичных и отраженных РЛ равны, а угол между нормалью к поверхности и плоскостью дифракции равен β (для

симметричной и асимметричной дифракции $\beta = 0$). Это означает, что только часть теплового искажения будет лежать в плоскости дифракции. Следовательно, можно ожидать, что только часть любой деформации, возникающей в результате высокой тепловой нагрузки, должна вносить вклад в уширение кривой качания [82].

В случае наклонной геометрии площадь следа пучка на поверхности кристалла определяется как $A / \cos \beta \sin \theta_B$, где A — площадь поперечного сечения первичного пучка. Следовательно, наклонная геометрия по сравнению с симметричной дифракцией дает выигрыш в площади засветки в $1 / \cos \beta$ раз.

Увеличение площади следа пучка можно также получить с помощью асимметричной дифракции [83]. Однако следует отметить, что использование асимметричных монохроматоров влечет за собой уменьшение диапазона перестройки энергии РЛ и увеличение потока фотонов [8].

Более подробное описание наклонной геометрии можно найти в работах [48,61,84–86].

3.8. Методы охлаждения зеркал

Для уменьшения мощности пучка СИ по возможности используются фильтры и апертуры до того, как пучок попадет на первый оптический элемент. Этот оптический элемент в большинстве случаев представляет собой монохроматор с высокой тепловой нагрузкой, обычно изготавливаемый из монокристаллического кремния. Поглощаемая мощность и тепловой поток могут быть значительными, и монохроматор часто приходится охлаждать криогенно. Альтернативным подходом к конструкции современной экспериментальной станции является использование зеркала скользящего падения в качестве первого оптического элемента [87]. Однако у этого подхода есть недостатки: он влечет за собой проектирование, изготовление и установку охлаждаемых зеркал, которые обычно имеют большие размеры, требуют длительного времени изготовления и могут быть дорогими.

Но есть и преимущества [87]. Хотя тепловая мощность, поглощаемая первым зеркалом, может быть высокой, поглощаемый тепловой поток невелик, поскольку в отличие от кристаллических монохроматоров рентгеновские зеркала перехватывают пучок под малыми скользящими углами. Этот факт значительно упрощает термоуправление зеркалами как первыми оптическими элементами. Кроме того, использование зеркального подхода снижает тепловую нагрузку на компоненты, расположенные за зеркалом, делает возможным подавление гармоник и фокусировку пучка, позволяет выбирать энергию отсечки за счет использования различных полос материалов покрытия или углов скольжения. Таким образом, если есть возможность разработать простые, надежные и экономичные зеркала, их преимущества могут перевесить их недостатки. Использование зеркала в качестве первого оптического элемента позволяет

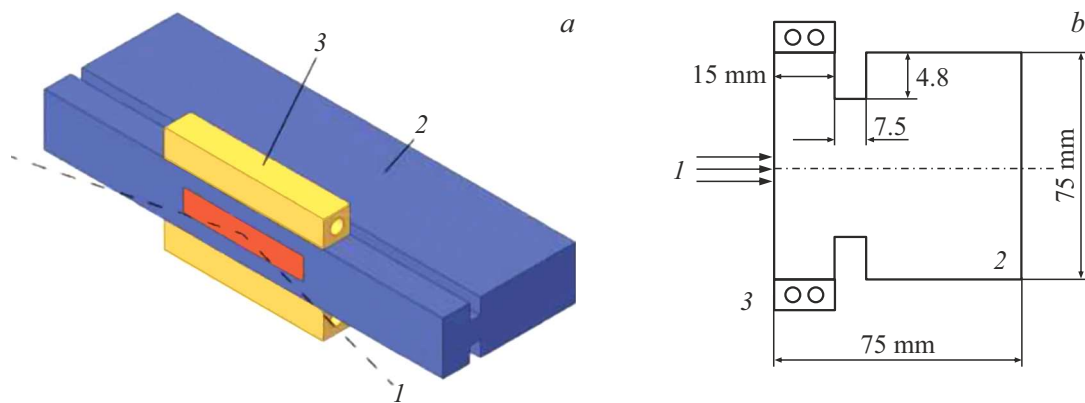


Рис. 13. *a* — конструкция зеркала с водяным боковым охлаждением и „умными вырезами“ [89]; *b* — поперечное сечение зеркала с вырезами [91] (*I* — пучок СИ, 2 — зеркало, 3 — каналы водяного охлаждения).

расположить после него обычный кремниевый монохроматор с водяным охлаждением, который намного проще в изготовлении, сборке, обслуживании и эксплуатации, чем его аналог с криогенным охлаждением [59].

Водяное охлаждение является предпочтительным для большинства зеркал, используемых на источниках СИ в качестве первого оптического элемента [88].

Кремниевые зеркала, охлаждаемые жидким азотом, встречаются значительно реже, но все же существуют [89,90].

Тепловая деформация может быть разложена на деформацию изгиба, вызванного градиентом температуры по глубине зеркала, и на деформацию „теплого картирования“ [91], созданного градиентом температуры из-за неравномерного теплового потока вдоль длины зеркала. Искажения „теплого картирования“ можно свести к минимуму путем насыщения всей длины зеркала падающим пучком. Когда профиль мощности рентгеновского пучка по всей длине оптики относительно однороден — условие, которое может быть выполнено во многих случаях, например, при использовании длины охлаждения, меньшей, чем длина следа пучка [61,92] (рис. 13, *a*) — изгиб подложки остается основным компонентом искажения.

Можно представить зеркало, состоящим из трех сегментов, в котором центральный сегмент нагревается пучком, а два других сегмента охлаждаются у его отражающей поверхности. Центральная часть деформируется в выпуклую форму, а два других сегмента, более холодные у отражающей поверхности по отношению к тыльной, становятся вогнутыми. При правильном проектировании можно получить термомеханически сбалансированное зеркало без изгиба. Охлаждение отражающей поверхности по существу создает тепловой момент, противоположный тому, который создается центральным сегментом подложки. Авторы работы [59] назвали эту схему и основанные на ней вариации, восстанавливающие желаемую симметрию системы, методом обратного теплового момента. Было установлено [63,88,92], что

для обеспечения необходимого обратного теплового момента охлаждающие блоки должны располагаться близко к отражающей поверхности. Как и следовало ожидать, расположение и ширина охлаждающих блоков являются критическими параметрами в этой конструкции, поскольку они определяют величину обратного теплового момента, приложенного к зеркалу.

Исследования показали, что небольшие „умные“ вырезы вдоль охлаждаемых сторон зеркала (рис. 13, *b*) могут увеличить обратный изгибающий момент [4,88,92,93].

На источниках СИ широко используется охлаждение зеркал с использованием металлической ванны с эвтектикой In-Ga в качестве механизма теплопередачи и плавучей опоры без приложения к зеркалу нагрузки со стороны охлаждающего блока и устранения влияния гравитации [76,93,94].

Передача тепла от зеркала *1* (рис. 14, *a*) может осуществляться через тонкий слой In *3* к охлаждаемым блокам *2*, затем через эвтектику In-Ga в ванну *4* и, наконец, в охлаждающую жидкость, которая циркулирует по встроенным в ванну охлаждающим каналам [94]. Другой способ передачи тепла — через эвтектику *3* (рис. 14, *b*) и охлаждаемые водой медные пластины *4*, вставленные в две канавки по бокам зеркала *1* [76].

Для теплопередачи также может использоваться Indalloy 51. Этот нерастворимый в воде сплав представляет собой металл с массовым процентным составом Ga:In:Sn = 62.5:21.5:16, плотностью 6.5 g/cm³, температурой плавления 10.7°C и с теплопроводностью, эквивалентной нержавеющей стали [95].

3.9. Адаптивное охлаждение

Использование адаптивного рентгеновского зеркала позволяет одновременно решать несколько задач, а именно компенсировать тепловую деформацию и переменную кривизну для приложений фокусировки. Из-за присущей ей гибкости адаптивная оптика может иметь полезные и интересные применения в рентгеновском

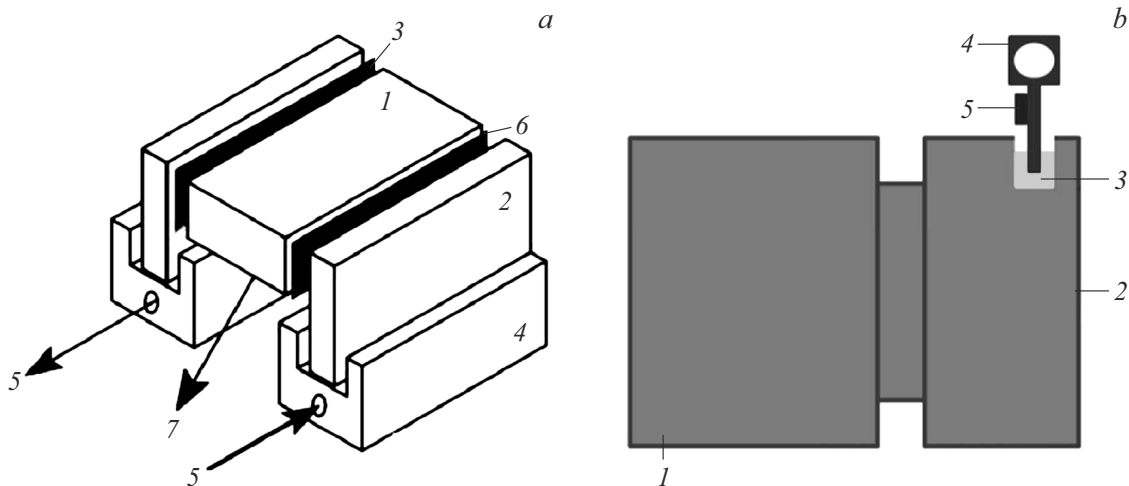


Рис. 14. Схемы охлаждения зеркала с использованием ванны с In-Ga. *a*: 1 — зеркало, 2 — охлаждающие блоки, 3 — прослойка In, 4 — ванна с эвтектикой In-Ga, 5 — направление циркуляции воды, 6 — пучок СИ, 7 — РЛ, отраженные от нижней поверхности зеркала [93]; *b*: 1 — зеркало, 2 — пучок СИ, 3 — эвтектика In-Ga, 4 — медная пластина, охлаждаемая водой, 5 — электрический нагреватель [94].

оборудовании, что делает этот метод очень привлекательным [96].

Из поворотного магнита накопительного кольца СИ распространяется в виде широкого веера лучей, которые собираются первым оптическим элементом экспериментальной станции. Чтобы максимизировать поток, полезно увеличить длину зеркала, а оптический дизайн может потребовать, чтобы оптическая поверхность зеркала была длиной более 1 м.

Использование очень длинных зеркал, подверженных большим тепловым нагрузкам, представляет серьезную проблему для механической конструкции эффективной схемы охлаждения. Переменный след пучка, значительно меньший, чем длина зеркала, вызывает изменение температуры в тангенциальном направлении.

3.9.1. Температурные актюаторы

Реальная система охлаждения была разработана и протестирована на основе идеи, описанной в работах [63,97]. Для переменной длины следа пучка при изменении энергии фотонов использовались несколько длин охлаждения, а также несколько гидравлических клапанов для включения/выключения потока воды.

В упрощенном решении использовалось пять контуров охлаждения [97] (рис. 15). Зеркало охлаждалось только с одной стороны. Оно имеет желоб, расположенный в 5 мм от поверхности, в котором находится эвтектика Ga-In. Насечка в 20 мм от поверхности используется для уменьшения теплового удара и удерживает зеркало.

В некоторых случаях может быть не так удобно иметь несколько охлаждающих блоков и несколько гидравлических клапанов. Поэтому авторами работы [63]

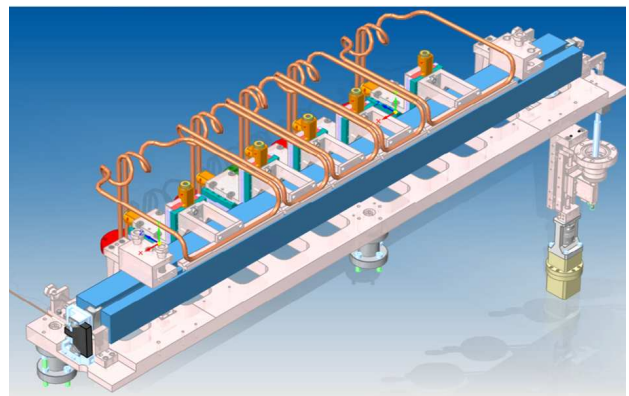


Рис. 15. Реальная система охлаждения: зеркало на своем держателе с пятью контурами охлаждения [97].

был предложен другой адаптивный метод, основанный на принципе использования одного длинного охлаждающего блока с каждой стороны зеркала с добавлением электрических нагревателей между охлаждающими блоками и зеркалом, которые уменьшали температурные градиенты, вызывающие искажение формы зеркала. Электронагреватели состояли из ряда ячеек, расположенных по всей длине зеркала. В дальнейшем метод получил название REAL (резистивный элемент с регулируемой длиной) [76]. Охлаждение обеспечивалось медными плавниками (или лезвиями), вставленными в заполненные эвтектикой галлия-индия канавки, проложенные по бокам зеркала. Резистивные обогреватели были связаны с передней частью каждого лезвия на безопасном расстоянии от эвтектики (рис. 14, *b*).

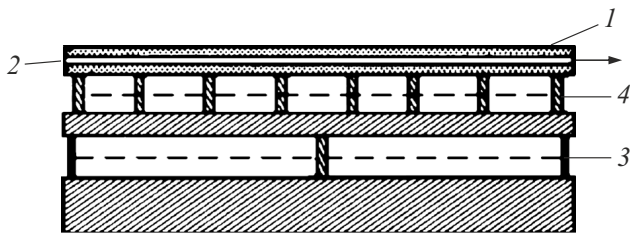


Рис. 16. Схема охлаждаемого адаптивного рентгеновского зеркала: 1 — отражающая поверхность зеркала, 2 — направление циркуляции воды, 3 — первый уровень коррекции, 4 — второй уровень коррекции [99].

3.9.2. Пьезоэлектрические актюаторы

Пьезоэлектрический актюатор (пьеzoактюатор) — устройство, использующее способность пьезокерамики расширяться под воздействием электростатического поля для генерирования силы и перемещения в микрометровом диапазоне [98]. Благодаря преимуществам простой конструкции, легкого веса и быстрого отклика, пьезоэлектрические приводы используются в микроэлектромеханических системах (МЭМС), микророботах, биоинженерии и медицине, а также в областях управления вибрацией и шумом.

В работе [99] была описана конструкция адаптивного зеркала. Зеркало было изготовлено из карбида кремния и охлаждалось водой по всей длине, как показано на рис. 16. Форма его поверхности может быть скорректирована на двух уровнях. Первый уровень в основном используется для получения первой грубой формы, а также для фокусировки, а второй уровень обеспечивает точные настройки и поправки на температурный угол наклона. Приводы могут быть пьезоэлектрическими или магнитострикционными.

Корпус адаптивного зеркала, описанного в работе [100], был изготовлен из графита и покрыт карбидом кремния толщиной 0.1 мм. Эти два материала обеспечивают хороший компромисс между термомеханическими свойствами и чистотой поверхности. Само зеркало состояло из трех сегментов, потому что сегментация позволяет строить очень длинные зеркала. Центральный сегмент имел длину 50 см, крайние сегменты — 25 см. Ширина и толщина зеркала составляли 10 и 3 см соответственно. Каждый сегмент независимо управлялся набором пьезоэлектрических приводов: два ряда по три привода для обоих концевых сегментов и два ряда по пять — для центрального. Использование двух рядов приводов позволяет регулировать наклон между сегментами. Охлаждение зеркала обеспечивали два медных блока с водяным охлаждением, расположенные по обеим длинным сторонам зеркала.

В работе [101] периферийный актюатор 4 (рис. 17) и точечные актюаторы 3, прикрепленные к тыльной стороне бериллиевой подложки, могут изменять ее форму

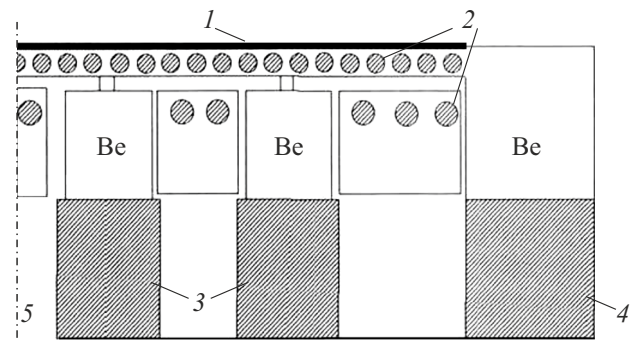


Рис. 17. Схема адаптивного охлаждаемого зеркала: 1 — тонкая пластина монокристаллического кремния, 2 — каналы водяного охлаждения, 3 — точечные актюаторы, 4 — периферийный актюатор, 5 — ось симметрии [101].

и, следовательно, форму кремниевого кристалла 1. Волновой фронт анализировался датчиком Шака-Гартмана.

4. Методы компенсации термонапряжений на источниках ЛСЭ

На сегодняшний день большинство установки ЛСЭ работают в режиме самоусиливающегося спонтанного излучения (self-amplified spontaneous emission (SASE)) [102]. Излучение ЛСЭ представляет собой импульсы с длиной волны $\lambda \sim 0.05 - 0.16$ нм, длительностью $\sim 10 - 100$ фс и угловой расходимостью $\sim 1 - 3$ мрад [103]. Импульсы характеризуются практически полной пространственной когерентностью и весьма посредственной временной когерентностью, приводящей к спектральной ширине импульсов $\Delta E/E \sim 10^{-3}$ [104]. Для достижения полностью когерентного ЛСЭ [105] были предложены схемы самоотбора (self-seeding) [106,107] с кристаллом-монокроматором между двумя сегментами ондуляторов. При вставленном монокроматоре в систему ондулятора спектр SASE ЛСЭ фильтруется и генерируется узкополосный начальный сигнал, который затем усиливается в последующих сегментах ондулятора. Таким образом, схема самоотбора резко улучшает спектральную яркость ЛСЭ.

Другим источником света для получения полностью когерентных импульсов жесткого рентгеновского излучения является рентгеновский лазерный генератор на свободных электронах [108], в котором импульсы рентгеновского излучения циркулируют в оптическом резонаторе, образованном несколькими отражающими кристаллами. Для резонатора разумной длины частота повторения электронного пучка должна быть около 1 МГц или выше. При энергии внутррезонаторного импульса около $800 \mu\text{J}$ и радиусе пучка около $50 \mu\text{m}$ при частоте следования на уровне МГц интенсивные импульсы рентгеновского излучения будут создавать

высокую тепловую нагрузку на кристаллические зеркала [109].

По сравнению с источниками СИ тепловой поток, создаваемый импульсами ЛСЭ, может быть на несколько порядков выше. Например, в источнике когерентного света Linac (LCLS) Национальной ускорительной лаборатории SLAC типичный ЛСЭ имеет энергию импульса около 2 мДж, поперечный размер пятна около 150 мкм и длительность импульса около 100 фс. Расчет усредненного поглощенного теплового потока во время импульса ЛСЭ может дать величину $4 \cdot 10^{13} \text{ W/m}^2$. При таком чрезвычайно высоком тепловом потоке существующих методов охлаждения может оказаться не достаточно для отвода остаточного тепла в зоне действия ЛСЭ.

Тонкий монокристалл кремния в этих условиях уже не эффективен, потому что 10 длин экстинкции, необходимых для максимальной брэгговской отражательной способности, сравнимы с длиной фотопоглощения в кремнии. Напротив, для кристаллов алмаза 10 длин экстинкции составляют примерно 1/10 длины фотопоглощения. Именно потому, что в алмазе длина экстинкции намного меньше длины поглощения, кристаллы алмаза обладают близкой к 100% брэгговской отражательной способностью даже при обратном рассеянии и одновременно обладают высокой рентгеновской прозрачностью [28]. Однако изготавливать такие ультратонкие кристаллические компоненты и обращаться с ними без повреждения и деформации кристалла сложно. Решение заключается в использовании монокристаллической структуры, состоящей из тонкой мембраны, снабженной окружающим твердым воротником. Такая конструкция обеспечивает механически стабильный монтаж мембраны без деформаций, при этом обеспечивая эффективный отвод тепла [110]. Поэтому авторы работы [111] изготовили монокристалльный двухкристалльный монохроматор, первое плечо которого (P1) несло тонкую мембрану (рис. 18). Монохроматор размером $5 \times 4 \times 4 \text{ mm}$ был вырезан из синтетически выращенного необработанного алмаза типа Па.

Описанный алмазный моноблочный монохроматор может быть эффективно использован в установках самоотбора с относительно низкой частотой повторения импульсов. Ниже порога повреждения низкая частота повторения обеспечивает время релаксации для монохроматора, достаточное для того, чтобы рассеять тепловую энергию, выделяемую предыдущим импульсом, и восстановить свое исходное состояние до поступления следующего импульса ЛСЭ. Однако в установках ЛСЭ с высокой частотой повторения импульсов, работающих на уровне частоты МГц, у монохроматора недостаточно времени для релаксации перед следующим импульсом ЛСЭ [112].

Время релаксации может быть описано характерным временем распыливания температуры за счет теплообмена Δ_T [104,113]:

$$\Delta_T = r_1^2/4a^2 = r_1^2 c_p \rho / 4\kappa, \quad (5)$$

Таблица 3. Коэффициент линейного теплового расширения $\alpha_T \cdot 10^6$, удельная теплоемкость c_p ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$), теплопроводность алмаза типа I ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) [114] и характерное время остывания τ_T в зависимости от температуры T

$T, \text{ K}$	100	200	300	400	600
$\alpha_T, \text{ K}^{-1}$	0.05	0.45	1.0	1.80	3.09
c_p	29	214	514	854	1342
κ	3050	1400	900	650	400
$\tau_T, \mu\text{s}$	1.9	31.0	115.8	266.4	680.2

Примечание. Длина волны 0.1 нм, отражение (400); энергия импульса 557 мДж, поперечный размер импульса $r_1 = 480 \mu\text{m}$, плотность $\rho = 3.52 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$.

где c_p — удельная теплоемкость, κ — теплопроводность, ρ — плотность кристалла, r_1 — поперечный размер импульса.

При повышении температуры от 100 до 600 К теплоемкость алмаза возрастает почти в 50 раз, а теплопроводность падает в 7.6 раза (табл. 3), но время теплообмена (остывания) τ_T также резко возрастает с 2 до 680 мкс. Из таблицы видно, что для сокращения времени охлаждения τ_T желательно работать при низких температурах, так как теплоемкость в этом случае невелика и теплопроводность высокая [104].

Излучение в Европейском рентгеновском ЛСЭ представляет собой серию импульсов длительностью $\approx 10 - 100 \text{ fs}$. Импульсы сгруппированы в пакеты с длительностью 0.6 ns и частотой следования 10 Нз; количество импульсов в пакете ≈ 2700 , а временной интервал между ними $\Delta t_0 \approx 0.2 \mu\text{s}$.

К сожалению, времена теплообмена τ_T при $T_0 \geq 100 \text{ K}$ превышают интервалы времени Δt_0 между импульсами в пакете на 1–3 порядка. Поэтому температура кристалла будет повышаться за время воздействия пакета импульсов на кристалл, и тепло будет успевать рассасываться только в промежутках времени между пакетами, поскольку $\tau_T \ll 0.1 \text{ s}$ [104,113].

Авторы работы [115] изучали работу криогенно охлаждаемого двухкристалльного монохроматора Si(111) с использованием импульсов SASE, поступающих с частотой повторения 2.25 МГц. Было показано, что после ~ 150 импульсов (что в данном случае соответствовало полной падающей энергии $\sim 50 \text{ mJ}$) пропускание монохроматора снижается примерно в два раза.

Тем не менее в качестве первого монохроматора конструкция на основе алмаза с охлаждением жидким азотом кажется наиболее многообещающей. Кремниевые монохроматоры могут быть полезны в качестве вторичных оптических элементов, расположенных ближе к экспериментальным станциям.

В случае использования зеркала в качестве первого оптического элемента в канале пучка ЛСЭ для компенсации термических напряжений применяются адаптив-

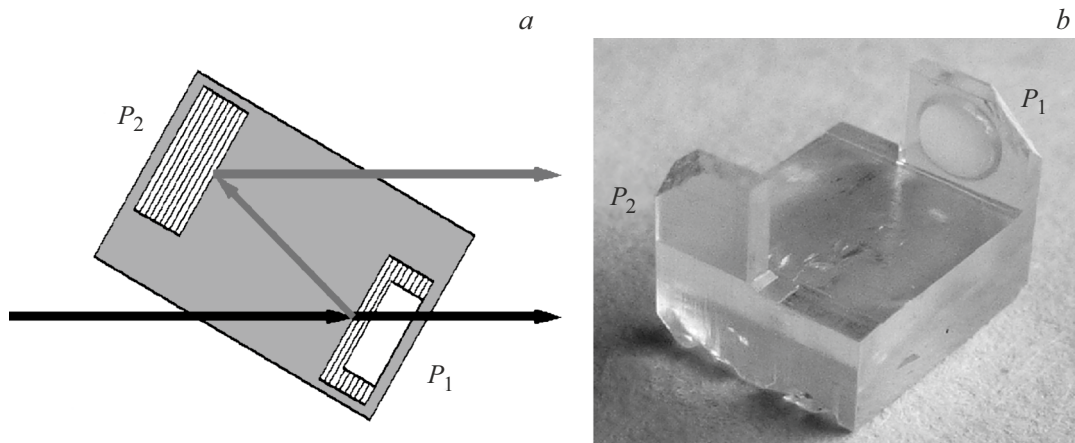


Рис. 18. *a* — схема монолитного двухкристального алмазного монохроматора с плечами P_1 и P_2 для рентгеновского излучения 14.4 keV, рефлекс (800); *b* — фотография монохроматора после лазерной обработки и отжига на воздухе при 630°C в течение 3 h [111].

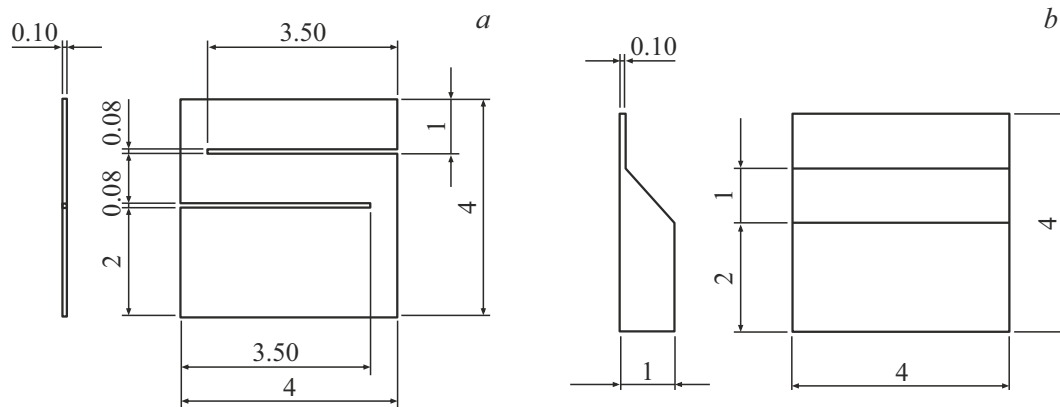


Рис. 19. Два геометрических дизайна алмазного монохроматора, используемых в режиме самоотбора: *a* — монохроматор имеет два выреза для снятия напряжения, создаваемого зажимной частью держателя; *b* — трапециевидный монохроматор имеет толстое основание с тонким наконечником [3].

ные методы с охлаждением переменной длины и терморегуляцией по всей его длине, аналогичные описанным в разд. 3.9 [97,116,117].

Когда рассматривается монохроматор в режиме самоотбора, возникают проблемы при проектировании системы охлаждения [3]. Монохроматор может представлять собой тонкую алмазную пластину [118]. Чтобы обеспечить охлаждение такой тонкой пластины, необходимо реализовать зажимный механизм для получения достаточной площади теплопередачи и плотного контакта. К сожалению, это зажатие может вызвать сильную деформацию, что, в свою очередь, может привести к ухудшению эффективности самоотбора. Одно из существующих решений состоит в том, чтобы в тонкой пластинке алмаза сделать вырезы (рис. 19, *a*), жертвуя эффективностью теплопередачи [118].

Другой дизайн монохроматора возможно осуществить, если добавить к пластинчатому алмазному кристаллу толстое основание. Толстое основание действует

как охладитель, а также как точка крепления без напряжения. Крепление толстого основания может значительно снизить тепловое сопротивление. С другой стороны, оно также обеспечивает сильное сопротивление деформации, возникающей при зажиме, из-за его большой толщины. Кроме того, большая толщина также улучшает эффективную теплопроводность основания и, следовательно, охлаждающую способность. Монохроматор имеет трапециевидную форму (рис. 19, *b*). При установке он аккуратно вставляется в держатель и герметизируется снизу, чтобы предотвратить выскальзывание кристалла из держателя [119].

Заключение

Из вышеизложенного следует вывод, что, комбинируя различные кристаллы, охлаждающие жидкости и способы охлаждения, можно успешно компенсировать термические искажения оптических элементов, создава-

емые источниками СИ. Эффективность такой компенсации можно увеличить, дополнительно используя методы тонкого кристалла или наклонной геометрии, а также адаптивную оптику.

Кроме того, по-видимому, в некоторых случаях имеет смысл использовать адаптивную оптику, состоящую из двух элементов: второй элемент призван исправить искажение волнового фронта, созданное первым [120].

Было показано, что для компенсации термических напряжений, создаваемых рентгеновским ЛСЭ, перспективным является использование криогенно-охлаждаемого кристалла синтетического алмаза. Однако здесь все еще предстоит большая работа по созданию способов борьбы с искажениями кристаллической решетки, вносимыми отдельным пакетом импульсов, а также релаксации решетки за время, отделяющее предыдущий и последующий импульсы. Несмотря на определенные достижения в выращивании синтетических монокристаллов алмаза [121], необходима отработка методов получения алмазов высокого структурного совершенства и большого размера.

Финансирование работы

Работа проведена в рамках выполнения Государственного задания НИЦ „Курчатовский институт“.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Y. Hwu, G. Margaritondo. *J. Synchrotron Rad.*, **28** (3), 1014 (2021). DOI: 10.1107/S1600577521003325
- [2] H.C.N. Tolentino, M.M. Soares, F.M.C. Silva, J.H. Rezende, D. Puglia, A. Bordin, M.S. Silva, R.R. Gerald. *AIP Conf. Proc.*, **2054** (1), 060026 (2019). DOI: 10.1063/1.5084657
- [3] Z. Qu. *Photo-Thermo-Mechanical Analysis and Control for High-brightness and High-repetition-rate X-ray Optics* (Dis., Spring, 2020)
- [4] E. Prat. arXiv:2107.09131v1. [physics.acc-ph] (2021). DOI: 10.48550/arXiv.2107.09131
- [5] R.K. Smither. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **291** (1–2), 286 (1990). DOI: 10.1016/0168-9002(90)90075-H
- [6] A. Khounsary, P. Strons, N. Kujala, A. Macrander. *Proc. SPIE.*, **8502**, 85020C (2012). DOI: 10.1117/12.960243
- [7] D.H. Bilderback, A.K. Freund, G.S. Knapp, D.M. Mills. *J. Synchrotron Rad.*, **7** (2), 53 (2000). DOI: 10.1107/S0909049500000650.
- [8] L. Assoufid, W.-K. Lee, D.M. Mills. *Rev. Sci. Instrum.*, **66** (3), 2713 (1995). DOI: 10.1063/1.1145615
- [9] V. Mocella, W.-K. Lee, G. Tajiri, D. Mills, C. Ferrero, Y. Epelboin. *J. Appl. Cryst.*, **36** (1), 129 (2003). DOI: 10.1107/S0021889802020526
- [10] L. Zhang, M. Sánchez del Río, G. Monaco, C. Detlefs, T. Roth, A.I. Chumakov, P. Glatzel. *J. Synchrotron Rad.*, **20** (4), 567 (2013). DOI: 10.1107/S0909049513009436
- [11] H. Khosroabadi, L. Alianelli, D.G. Porter, S. Collins, K. Sawhney. *J. Synchrotron Rad.*, **29** (2), 377 (2022). DOI: 10.1107/S160057752200039X
- [12] K.-Y. Kao, H.-S. Fung, H.-Y. Chao, S.-C. Yeh, J.-H. Chen. *J. Phys. Conf. Series*, **2380** (1), 012076 (2022). DOI: 10.1088/1742-6596/2380/1/012076
- [13] H. Wang, S. Berujon, J. Sutter, S.G. Alcock, K. Sawhney. *Proc. SPIE*, **9206**, 920608 (2014). DOI: 10.1117/12.2062828
- [14] O.Soloviev, G. Vdovin. *Opt. Express*, **13** (23), 9570 (2005). DOI: 10.1364/OPEX.13.009570
- [15] Y. Kayser, C. David, U. Flechsig, J. Krempasky, V. Schlott, R. Abela. *J. Synchrotron Rad.*, **24** (1), 150 (2017). DOI: 10.1107/S1600577516017562
- [16] L. Xue, H. Luo, Q. Diao, F. Yang, J. Wang, Z. Li. *Sensors*, **20** (22), 6660 (2020). DOI: 10.3390/s20226660
- [17] C.M. Kewish, P. Thibault, M. Dierolf, O. Bunk, A. Menzel, J. Vila-Comamala, K. Jefimovs, F. Pfeiffer. *Ultramicroscopy*, **110** (4), 325 (2010). DOI: 10.1016/j.ultramic.2010.01.004
- [18] S. Rutishauser, A. Rack, T. Weitkamp, Y. Kayser, C. David, A.T. Macrander. *J. Synchrotron Rad.*, **20** (2), 300 (2013). DOI: 10.1107/S0909049513001817
- [19] P. Revesz, A. Kazimirov, I. Bazarov. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **576** (2), 422 (2007). DOI: 10.1016/j.nima.2007.02.110
- [20] P. Revesz, J.A. White. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **540** (2), 470 (2005). DOI: 10.1016/j.nima.2004.11.04
- [21] В.И. Субботин, В.С. Колесов, Ю.Л. Кузьмин, В.В. Харитонов. *ДАН СССР*, **301** (6), 1380 (1988). [V.I. Subbotin, V.S. Kolesov, Yu.A. Kuz'Min, V.V. Kharitonov. *Sov. Phys. Dokl.*, **33** (8), 633 (1988).]
- [22] W.-K. Lee, K. Fezzaa, P. Fernandez, G. Tajiri, D. Mills. *J. Synchrotron Rad.*, **8** (1), 22 (2001). DOI: 10.1107/s0909049500013868
- [23] V. Rehn. *Proc. SPIE*, **0582**, 238 (1986). DOI: 10.1117/12.950935
- [24] D.H. Bilderback, D.M. Mills, B.W. Batterman, C. Henderson. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **246** (1–3), 428 (1986). DOI: 10.1016/0168-9002(86)90125-7
- [25] R.C. Burns, A.I. Chumakov, S.H. Connell, D. Dube, H.P. Godfried, J.O. Hansen, J. Härtwig, J. Hoszowska, F. Masiello, L. Mkhonza, M. Rebak, A. Rommevaux, R. Setshedi, P. Van Vaerenbergh. *J. Phys. Cond. Matter.*, **21** (36), 364224 (2009). DOI: 10.1088/0953-8984/21/36/364224
- [26] A.V. Inyushkin, A.N. Taldenkov, V.G. Ralchenko, A.P. Bolshakov, A.V. Koliadin, A.N. Katrusha. *Phys. Rev. B*, **97** (14), 144305 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevB.97.144305
- [27] S. Stoupin, Yu.V. Shvyd'ko. *Phys. Rev. B*, **83** (10), 104102 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevB.83.104102
- [28] Yu.V. Shvyd'ko, S. Stoupin, V. Blank, S. Terentyev. *Nature Photon.*, **5** (9), 539 (2011). DOI: 10.1038/nphoton.2011.197
- [29] A.K. Freund. *Opt. Eng.*, **34** (2), 432 (1995). DOI: 10.1117/12.195195
- [30] L. Zhang, W.-K. Lee, M. Wulff, L. Eybert. *J. Synchrotron Rad.*, **10** (4), 313 (2003). DOI: 10.1107/S0909049503012135
- [31] J. Härtwig, S. Connell. *Synchrotron Radiation News*, **18** (1), 15 (2005). DOI: 10.1080/08940880500457487
- [32] R.K. Smither. *Proc. SPIE*, **1739**, 116 (1993).
- [33] L. Assoufid, K.W. Quast, H.L.T. Nian. *Proc. SPIE*, **2855**, 250 (1996). DOI: 10.1117/12.259836
- [34] L. Zhang. *Proc. SPIE*, **1997**, 223 (1993). DOI: 10.1117/12.163803

- [35] R. Huang, D.H. Bilderback, K. Finkelstein. *J. Synchrotron Rad.*, **21** (2), 366 (2014). DOI: 10.1107/S1600577514000514
- [36] R. Cernik, M. Hart. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **281** (2), 403 (1989). DOI: 10.1016/0168-9002(89)91342-9
- [37] L.E. Berman, M. Hart. *Rev. Sci. Instrum.*, **63** (1), 437 (1992). DOI: 10.1063/1.1142723
- [38] M.R. Howells. *Opt. Eng.*, **35** (4), 1187 (1996). DOI: 10.1117/1.600607
- [39] I.P. Dolbnya, K.J.S. Sawhney, S.M. Scott, A.J. Dent, G. Cibir, G.M. Preece, U.K. Pedersen, J. Kellya, P. Murray. *J. Synchrotron Rad.*, **26** (1), 253 (2019). DOI: 10.1107/S1600577518014662
- [40] J. Arthur, W.H. Tompkins, C. Troxel Jr, R.J. Contolini, E. Schmitt, D.H. Bilderback, C. Henderson, J. White, T. Settersten. *Rev. Sci. Instrum.*, **63** (1), 433 (1992). DOI: 10.1063/1.1142722
- [41] R.L. Headrick, K.W. Smolenski, A. Kazimirov. *Rev. Sci. Instrum.*, **73** (3), 1476 (2002). DOI: 10.1063/1.1435819
- [42] H. Yamazaki, Y. Shimizu, H. Kimura, S. Watanabe, Hi. Ono, T. Ishikawa. *AIP Conf. Proc.*, **879** (1), 946 (2007). DOI: 10.1063/1.2436218.
- [43] J.R. Arthur. *Opt. Eng.*, **34** (2), 441 (1995). DOI: 10.1117/12.195395
- [44] K.W. Smolenski, Q. Shen, P. Doing. *AIP Conf. Proc.*, **417** (1), 66 (1997). DOI: 10.1063/1.54628
- [45] A.K. Freund, J.R. Arthur, L. Zhang. *Proc. SPIE*, **3151**, 216 (1997). DOI: 10.1117/12.294481
- [46] P. Oberta, V. Áč, J. Hrdy, B. Lukás. *J. Synchrotron Rad.*, **15** (6), 543 (2008). DOI: 10.1107/S0909049508027374
- [47] A. Artemev, N. Artemiev, E. Busetto, J. Hrdy, D. Mrazek, I. Plešek, A. Savoia. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **467** (1), 380 (2001). DOI: 10.1016/S0168-9002(01)00330-8
- [48] W.K. Lee, A.T. Macrander, D.M. Mills, C.S. Rogers, R.K. Smith, A.M. Khounsary. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **320** (1–2), 381 (1992). DOI: 10.1016/0168-9002(92)90798-9
- [49] L. Assoufid, K.W. Quast, H.L.T. Nian. *Proc. SPIE*, **2855**, 250 (1996). DOI: 10.1117/12.259836
- [50] W.-K. Lee, P. Fernandez, D.M. Mills. *J. Synchrotron Rad.*, **7** (1), 12 (2000). DOI: 10.1107/S0909049599014478
- [51] N.G. Kujala, A.T. Macrander, M. Ramanathan, E.M. Dufresne, G. Navrotsky, S. Marathe, L. Assoufid, D.M. Mills, D.C. Mancini. *J. Phys. Conf. Series*, **425** (5), 052006 (2013). DOI: 10.1088/1742-6596/425/5/052006
- [52] M. Kuroda, H. Yamaoka, T. Ishikawa. *Spring-8 Annual Report*, **1**, 205 (1994).
- [53] H. Yamazaki, Y. Shimizu, N. Shimizu, M. Kawamoto, Y. Kawano, Y. Senba, H. Ohashi, S. Goto. *Proc. SPIE*, **7077**, 707719 (2008). DOI: 10.1117/12.796685
- [54] A. Kazimirov, D.-M. Smilgies, Q. Shen, X. Xiao, Q. Hao, E. Fontes, D.H. Bilderback, S.M. Gruner, Y. Platonov, V.V. Martynov. *J. Synchrotron Rad.*, **13** (2), 204 (2006). DOI: 10.1107/S0909049506002846
- [55] X. Cheng, L. Zhang, C. Morawe, M. Sánchez del Río. *J. Synchrotron Rad.*, **22** (2), 317 (2015). DOI: 10.1107/s1600577514026009
- [56] H. Wang. *AIP Adv.*, **9** (8), 085007 (2019). DOI: 10.1063/1.5109807
- [57] E. Gmelin, M. Asen-Palmer, M. Reuther, R. Villar. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **32** (6), R19 (1999). DOI: 10.1088/0022-3727/32/6/004
- [58] A.M. Khounsary, D. Chojnowski, L. Assoufid, W.M. Worek. *Proc. SPIE*, **3151**, 45 (1997). DOI: 10.1117/12.294497
- [59] A.M. Khounsary, W. Yun, I. McNulty, Z. Cai, B.P. Lai. *Proc. SPIE*, **3447**, 81 (1998). DOI: 10.1117/12.331120
- [60] A. Chumakov, R. Rüffer, O. Leupold, J.P. Celse, K. Martel, M. Rossata, W.-K. Lee. *J. Synchrotron Rad.*, **11** (2), 132 (2004). DOI: 10.1107/S0909049503026785
- [61] Z. Xu, N. Wang. *J. Synchrotron Rad.*, **19** (3), 428 (2012). DOI: 10.1107/S0909049512004050
- [62] H. Kawata, M. Sato, Y. Higashi, H. Yamaoka. *J. Synchrotron Rad.*, **5** (3), 673 (1998). DOI: 10.1107/S0909049597020268
- [63] L. Zhang, D. Cocco, N. Kelez, D.S. Morton, V. Srinivasana, P.M. Stefan. *J. Synchrotron Rad.*, **22** (5), 1170 (2015). DOI: 10.1107/S1600577515013090
- [64] H. Yamaoka, N. Hiraoka, M. Ito, M. Mizumaki, Y. Sakurai, Y. Kakutani, A. Koizumi, N. Sakai, Y. Higashi. *J. Synchrotron Rad.*, **7** (2), 69 (2000). DOI: 10.1107/S090904959901691X
- [65] Y. Li, A. Khounsary, S. Narayanan, A. Macrander, R. Khachatryan, L. Lurio. *Proc. SPIE*, **5537**, 189 (2004). DOI: 10.1117/12.564241
- [66] P.B. Fernandez, T. Graber, S. Krasnicki, W.-K. Lee, D.M. Mills, C.S. Rogers, L. Assoufid. *AIP Conf. Proc.*, **417** (1), 89 (1997). DOI: 10.1063/1.54594
- [67] P. Van Vaerenbergh, C. Detlefs, J. Härtwig, T.A. Lafford, F. Masiello, T. Roth, W. Schmid, P. Wattercamp, L. Zhang. *AIP Conf. Proc.*, **1234** (1), 229 (2010). DOI: 10.1063/1.3463179
- [68] R.C. Blasdell, L.A. Assoufid, D.M. Mills. *Argonne National Laboratory Report ANL/APS/TB-24* (US DOE) (1995)
- [69] G. Marot. *Opt. Eng.*, **34** (2), 426 (1995). DOI: 10.1117/12.195196
- [70] A.V. Zozulya, A. Shabalin, H. Schulte-Schrepping, J. Heuer, M. Spiwek, I. Sergeev, I. Besedin, I.A. Vartanyants, M. Sprung. *J. Phys. Conf. Series*, **499** (1), 012003 (2014). DOI: 10.1088/1742-6596/499/1/012003
- [71] A.I. Chumakov, I. Sergeev, J.-P. Celse, R. Rüffer, M. Lesourd, L. Zhang, M. Sánchez del Río. *J. Synchrotron Rad.*, **21** (2), 315 (2014). DOI: 10.1107/S1600577513033158
- [72] T. Mochizuki, S. Goto, T. Ishikawa. *Proc. MEDSI'04*, 10 (2004).
- [73] P. Marion, L. Zhang, L. Goirand, M. Rossat, K. Martel. *Proc. MEDSI 2006* (Hyogo, Jpn, 2006)
- [74] A. Khounsary. *Proc. SPIE*, **3773**, 78 (1999). DOI: 10.1117/12.370114.
- [75] L.-M. Jin, W.-Q. Zhu, Y. Wang, N.-X. Wang, J.-F. Cao, Z.-M. Xu. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **902** (6), 190 (2018). DOI: 10.1016/j.nima.2018.06.015
- [76] D. Cocco, C. Hardin, D. Morton, L. Lee, M. Ling Ng, L. Zhang, L. Assoufid, W. Grizzolli, X. Shi, D.A. Walko, G. Cutler, K.A. Goldberg, A. Wojdyla, M. Idir, L. Huang, G. Dovillaire. *Opt. Express.*, **28** (13), 19242 (2020). DOI: 10.1364/OE.394310
- [77] G.S. Knapp, M.A. Beno, C.S. Rogers, C.L. Wiley, P.L. Cowan. *Rev. Sci. Instrum.*, **65** (9), 2792 (1994). DOI: 10.1063/1.1145222
- [78] G.S. Knapp, C.S. Rogers, M.A. Beno, G. Jennings, P.L. Cowan. *Rev. Sci. Instrum.*, **66** (2), 2138 (1995). DOI: 10.1063/1.1145752
- [79] C.S. Rogers, D.M. Mills, W.K. Lee, G.S. Knapp, J. Holmberg, A.K. Freund, M. Wulif, M. Rossat, M. Hanfland, H. Yamaoka. *Rev. Sci. Instr.*, **66** (6), 3494 (1995). DOI: 10.1063/1.1145460

- [80] A.M. Khounsary. *Rev. Sci. Instrum.*, **63** (1), 461 (1992). DOI: 10.1063/1.1142732
- [81] J. Hrdy. *Rev. Sci. Instrum.*, **63** (1), 459 (1992). DOI: 10.1063/1.1142731
- [82] A.T. Macrander, W.K. Lee, R.K. Smither, D.M. Mills, C.S. Rogers, A.M. Khounsary. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **319** (1–3), 188 (1992). DOI: 10.1016/0168-9002(92)90553-G
- [83] R.K. Smither, P.B. Fernandez. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **347** (1–3), 313 (1994). DOI: 10.1016/0168-9002(94)91900-3
- [84] H. Yamazaki, M. Yabashi, K. Tamasaku, Y. Yoneda, S. Goto, T. Mochizuki, T. Ishikawa. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **467–468** (1), 643 (2001). DOI: 10.1016/S0168-9002(01)00435-1
- [85] P. Oberta, V. Āč, J. Hrdý. *J. Synchrotron Rad.*, **15** (1), 8 (2008). DOI: 10.1107/S0909049507044858
- [86] R.K. Smither, T.J. Graber, P.B. Fernandez, D.M. Mills. *Rev. Sci. Instrum.*, **83** (3), 035107 (2012). DOI: 10.1063/1.3685614
- [87] W. Yun, A. Khounsary, B. Lai, K.J. Randall, I. McNulty, E. Gluskin, D. Shu. *Rev. Sci. Instrum.*, **67** (9), 3353 (1996). DOI: 10.1063/1.1147398
- [88] L. Zhang, R. Barrett, K. Friedrich, P. Glatzel, T. Mairs, P. Marion, G. Monaco, C. Morawe, T. Weng. *J. Phys. Conf. Series*, **425** (5), 052029 (2013). DOI: 10.1088/1742-6596/425/5/052029
- [89] G. Cutler, D. Cocco, E. DiMasi, S. Morton, M. Sanchez del Rio, H. Padmore. *J. Synchrotron Rad.*, **27** (5), 1131 (2020). DOI: 10.1107/S1600577520008930
- [90] A. Wojdyla, K.A. Goldberg. *Synchrotron Rad. News*, **34** (6), 1 (2022). DOI: 10.1080/08940886.2021.2022398
- [91] P. Brumund, J. Reyes-Herrera, C. Morawe, T. Dufrane, H. Isern, T. Brochard, M. Sánchez del Río, C. Detlefs. *J. Synchrotron Rad.*, **28** (5), 1423 (2021). DOI: 10.1107/S160057752100758X
- [92] Y. Li, A. Khounsary, J. Maser, S. Nair. *Proc. SPIE*, **5193**, 204 (2004). DOI: 10.1107/S0909049512004050
- [93] S. Wang, D. Zhang, M. Li, L. Gao, M. Chen, F. Yanga, W. Sheng. *J. Synchrotron Rad.*, **29** (5), 1152 (2022). DOI: 10.1107/S1600577522007160
- [94] H. Ohashi, Y. Tamenori, T. Mochizuki, T. Ishikawa. *AIP Conf. Proc.*, **705** (1), 667 (2004). DOI: 10.1063/1.1757884
- [95] M.R. Sullivan, S. Rekhii, J. Bohon, S. Gupta, D. Abel, J. Toomey, M.R. Chance. *Rev. Sci. Instrum.*, **79** (2), 025101 (2008). DOI: 10.1063/1.2839027
- [96] J. Susini, G. Forstner, L. Zhang, C. Boyer, R. Ravelet. *Rev. Sci. Instrum.*, **63** (1), 423 (1992). DOI: 10.1063/1.1142720
- [97] C.L. Hardin, V.N. Srinivasan, L. Amores, N.M. Kelez, D.S. Morton, P.M. Stefan, J. Nicolas, L. Zhang, D. Cocco. *Proc. SPIE*, **9965**, 996505 (2016). DOI: 10.1117/12.223582
- [98] H. Liu, J. Zhong, C. Lee, S.-W. Lee, L. Lin. *Appl. Phys. Rev.*, **5** (4), 041306 (2018). DOI: 10.1063/1.5074184
- [99] A.K. Freund, F. de Bergevin, G. Marot, C. Riekel, J. Susini, L. Zhang, E. Ziegler. *Opt. Eng.*, **29** (8), 928 (1990). DOI: 10.1117/12.55678
- [100] J. Susini, G. Marot, L. Zhang, R. Ravelet, P. Jagourel. *Rev. Sci. Instrum.*, **63** (1), 489 (1992). DOI: 10.1063/1.1142740
- [101] D. Dézoret, R. Marmoret, A. Freund, Å. Kvik, R. Ravelet. *J. de Physique IV Proc.*, **04** (C9), 41 (1994). DOI: 10.1051/jp4:1994906
- [102] R. Bonifacio, C. Pellegrini, L.M. Narducci. *Opt. Commun.*, **50** (6), 373 (1984). DOI: 10.1016/0030-4018(84)90105-6
- [103] G. Geloni, E. Saldin, L. Samoylova, E. Schneidmiller, H. Sinn, Th. Tschentscher, M. Yurkov. *New J. Phys.*, **12** (3), 035021 (2010). DOI: 10.1088/1367-2630/12/3/035021
- [104] B.A. Бушуев. *Изв. РАН. Сер. физ.*, **77** (1), 19 (2013). [V. Bushuev. *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.*, **77** (1), 15 (2013).]
- [105] C. Feng, H.-X. Deng. *Nucl. Sci. Tech.*, **29** (11), 160 (2018). DOI: 10.1007/s41365-018-0490-1
- [106] G. Geloni, V. Kocharyan, E. Saldin. *J. Mod. Opt.*, **58** (16), 1391 (2011). DOI: 10.1080/09500340.2011.586473
- [107] I. Inoue, T. Osaka, T. Hara, T. Tanaka, T. Inagaki, T. Fukui, S. Goto, Y. Inubushi, H. Kimura, R. Kinjo, H. Ohashi, K. Togawa, K. Tono, M. Yamaga, H. Tanaka, T. Ishikawa, M. Yabashi. *Nature Photon.*, **13** (5), 319 (2019). DOI: 10.1038/s41566-019-0365-y
- [108] R.R. Lindberg, K.J. Kim, Y. Shvyd'ko, W.M. Fawley. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **14** (1), 010701 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.14.010701
- [109] N. Huang, H. Deng. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **23** (9), 090704 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.23.090704
- [110] T. Kolodziej, P. Vodnala, S. Terentyev, V. Blank, Yu. Shvyd'ko. *J. Appl. Cryst.*, **49** (4), 1240 (2016). DOI: 10.1107/S1600576716009171
- [111] Y. Shvyd'ko, S. Terentyev, V. Blank, T. Kolodziej. *J. Synchrotron Rad.*, **28** (6), 1720 (2021). DOI: 10.1107/S1600577521007943
- [112] B. Yang, S. Wang, J. Wu. *J. Synchrotron Rad.*, **25** (1), 166 (2018). DOI: 10.1107/S1600577517015466
- [113] В.А. Бушуев. *Поверхность. Рентген-, синхротрон- и нейтрон. исслед.*, **11**, 73 (2016). [V. Bushuev. *J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech.*, **10** (6), 1179 (2016).]
- [114] И.С. Григорьев, Э.З. Мейлихов (ред.). *Физические величины: Справочник* (Энергоатомиздат, М., 1991)
- [115] I. Petrov, U. Boesenberg, V. A. Bushuev, J. Hallmann, K. Kazarian, W. Lu, J. Müller, M. Reiser, A. Rodriguez-Fernandez, L. Samoylova, M. Scholz, H. Sinn, A. Zozulya, A. Madsen. *Opt. Express.*, **30** (4), 4978 (2022). DOI: 10.1364/OE.451110
- [116] F. Yang, H. Sinn, A. Trapp, R. Signorato, T. Noll. *Proc. MEDSI 2012* (Shanghai, China. SINAP, 2012), p.6.
- [117] R.J. Bean, A. Aquila, L. Samoylova, A.P. Mancuso. *J. Opt.*, **18** (7), 074011 (2016). DOI: 10.1088/2040-8978/18/7/074011
- [118] L. Samoylova, D. Shu, X. Dong, G. Geloni, S. Karabekyan, S. Terentev, V. Blank, S. Liu, T. Wohlenberg, W. Decking, H. Sinn. *AIP Conf. Proc.*, **2054** (1), 030016 (2019). DOI: 10.1063/1.5084579
- [119] D. Shu, Y. Shvyd'ko, J. Amann, P. Emma, S. Stoupin, J. Quintana. *J. Phys. Conf. Series*, **425** (5), 052004 (2013). DOI: 10.1088/1742-6596/425/5/052004
- [120] M. Sanchez del Rio, A. Wojdyla, K.A. Goldberg, G.D. Cutler, D. Cocco, H.A. Padmore. *J. Synchrotron Rad.*, **27** (5), 1141 (2020). DOI: 10.1107/S1600577520009522
- [121] S. Stoupin, S. Antipov, J.E. Butler, A.V. Kolyadin, A. Katrusha. *J. Synchrotron Rad.*, **23** (5), 1118 (2016). DOI: 10.1107/S1600577516011796