

УДК 548.732

БЕСЩЕЛЕВОЙ КОЛЛИМАТОР МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО
РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. К. МИРЗОЯН, С. Н. НОРЕЯН

ИППФ АН Армении

(Поступила в редакцию 16 июля 1990 г.)

Используя явление полной переброски интенсивности рентгеновского излучения от направления прохождения в направлении отражения в геометрии Лауэ под действием температурного градиента сконструирован и реализован бесщелевой коллиматор-монокроматор рентгеновского излучения. Угол коллимации зависит от угла разориентации кварцевых пластинок.

В рентгеноспектральных и рентгенструктурных исследованиях, а также для малоугловых исследований чаще всего необходимо иметь строго коллимированные и монохроматические рентгеновские пучки. Коллимация рентгеновского излучения осуществляется с помощью системы щелей, а взаимодействие излучения с краями щелей приводит к нежелательным искажениям. Во фронтальном сечении пучка лучи находятся в неоднородном положении. С целью устранения этих недостатков нами разработан и реализован бесщелевой коллиматор, основанный на явлении полной переброски интенсивности проходящего рентгеновского пучка от направления прохождения в направлении отражения под действием температурного градиента [1].

Предложенный коллиматор реализован по схеме, приведенной на рис. 1 (а). Как видно из рисунка до окончательной коллимации $K\alpha_1$ линии по пути всей системы не использована щель, которая прикасалась бы к пучку. Монохроматическое излучение получается с помощью кварцевого монокроматора при использовании отражающих атомных плоскостей (1011) в геометрии Брэгга. Использован рентгендифрактометр УРС-50 ИМ с трубкой БСВ-6 с молибденовым анодом, на который подавалось напряжение 30 кВ, а анодный ток был равен 10 мА.

На пути монохроматизированного пучка расположены кварцевые пластинки X-среза 2 и 3 толщиной 0,7 мм каждая, которые могут вращаться вокруг вертикальной и горизонтальной осей автономно и обеспечивают условие отражения для атомных плоскостей (1011) в геометрии Лауэ на разных угловых участках падающего на них пучка. Одновременно на пластинках 2 и 3 создается условие полной переброски [1]. За вторым кристаллом на фронтальном сечении виден участок, интенсивность которого практически полностью переброшена в направлении отражения, и при этом занулена интенсивность того участка проходящего пучка, для которого обеспечено условие полной переброски на втором кристалле. Затем фронт пучка проходит через кристалл 3, на котором, в свою очередь, обеспечено условие полной переброски из другого участка. Моно-

хроматический пучок, проходя через кристаллы 2 и 3, разориентированные друг относительно друга, коллимируется фактически без соприкосновения к каким-либо краям щелей. Степень коллимации (угол расходимости коллимированного пучка) зависит от взаимной ориентации второго и третьего кристаллов.

Расчеты показывают, что при использовании одинаковых срезов и отражающих атомных плоскостей кварца с полушириной столика Дарвина $\Delta\varphi$ и угла разориентации нормали β отражающих атомных плоскостей кристаллов 2 и 3, угол коллимации ψ определяется следующей формулой

$$\psi = \beta - 2\Delta\varphi.$$

Преимуществом данного коллиматора, по отношению к уже имеющимся, является то, что при коллимации без щелей лучи во фронтальном сечении всегда находятся в одинаковых условиях и не нужны громоздкие установки и большие расстояния. Как видно из рисунка, на пути пучка от источника до первого кристалла-монокроматора имеется щель. Ширина щели подбиралась таким образом, чтобы при увеличении ширины щели ширина отраженных линий K_{α_1} и K_{α_2} не увеличивалась. Вторая щель, поставленная после кристалла 3, не соприкасаясь с коллимированным пучком, задерживает разделенные пучки от нужного пучка.

Вместо первого кристалла-монокроматора можно использовать не только кварц, но и другие более совершенные (*Si*, *Ge* и т. д.) кристаллы с большим коэффициентом отражения и можно изготовить его в виде изогнутого монокроматора. Подбором толщины кристаллов 2 и 3 можно минимизировать потери интенсивности при монокроматизации и коллимации. Подбором ширины первой щели и расстояния рентгеновского источника от брэгговского монокроматора можно обеспечить отражение либо для MoK_{α_1} , либо для MoK_{α_2} линии.

Реализация коллиматора по схеме, приведенной на рис. 1, затруднена из-за того, что второй и третий кристаллы вращаются автономно, и их взаимная юстировка представляет определенную трудность. С целью упрощения юстировочной работы и изготовления более компактного коллиматора, второй и третий кристаллы изготавливались на одном основании в виде диблока. Как показано в работе [2], при изготовлении диблоков блоки разориентируются друг относительно друга во время механической обработки, которая не является контролируемым процессом.

На рис. 1 (б) показана схема работы коллиматора в случае, когда второй и третий кристаллы изготовлены из одного кристалла в виде диблока с общим основанием. В этом случае упрощена юстировка системы и уменьшены размеры коллиматора, однако система получается более жесткой, и степень коллимации (расходимость коллимированного пучка) определяется углом разориентации блоков диблока; для изменения угла разориентации необходимо изготовить приспособление, которое дало бы возможность изменить этот угол.

Для устранения этого недостатка и упрощения системы юстировки изготовлен и реализован третий вариант коллиматора, схема которого показана на рис. 1 (в). В этом варианте коллиматора вопросы жесткой системы снимаются, но юстировка системы тем не менее остается сложной.

При изготовлении Г-образного кристалла, поверхностью основания которого является атомная плоскость $(10\bar{1}1)$, а второй блок перпендикулярен к основанию (его поверхность совпадает с атомной плоскостью

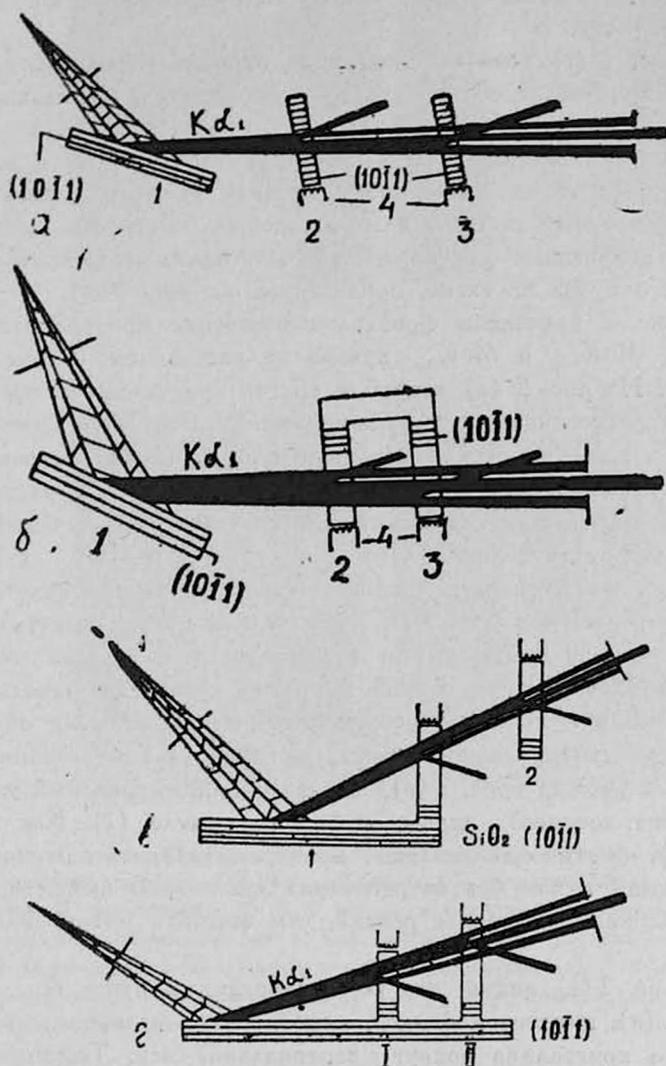


Рис. 1. а, б. Горизонтальное сечение коллиматора-монокроматора и ход лучей в нем (для упрощения рисунка ход лучей К не показан). а) Коллиматор отдельными блоками с автономными вращениями: 1—кристалл монокроматор SiO_2 , 2,3—коллимлирующие кристаллы SiO_2 , 4—нагреватели, б) 2-ой и 3-ий кристаллы изготовлены в виде диблока; в) кристалл-монокроматор и 1-ый коллимлирующий кристалл изготовлены в виде Г-образного блока; г) вариант коллиматора-монокроматора в виде F-образного

$(1\bar{1}20)$), он деформируется при механической обработке таким образом, чтобы угол между блоками отличался от 90° . Этот угол можно изменить, деформируя блоки Г-образного кристалла, притом сделать больше или меньше 90° . Таким образом всегда можно деформировать диблок так, чтобы обеспечивалось условие Брэгга как на первом, так и на втором

блоке Г-образного кристалла одновременно. По мере изменения величины деформации можно обеспечить условие полной переброски из любого углового участка пучка, монохроматизированного от первого кристалла по Брэггу.

На рис. 1 (г) показан следующий вариант монохроматора-коллиматора в виде F-образного кристалла: три кристалла сделаны на общем основании из одного монокристалла.

Выше были описаны разные конструкции бесщелевого монохроматора-коллиматора и показаны преимущества каждого варианта с точки зрения юстировки системы и изготовления. Приведем конкретные результаты, полученные для параметров монохроматизированного и коллимированного пучка по схеме, приведенной на рис. 1 (а).

На рис. 2 приведены фронтальные сечения монохроматизированных по Брэггу MoK_{α_1} и MoK_{α_2} пучков на расстоянии 160 см от первого кристалла. На рис. 2 (а) второй и третий кристаллы служат как поглотители и не обеспечивают условие отражения. Рис. 2 (б) снят для случая, когда во втором кристалле одновременно обеспечено условие Брэгга и полной переброски [1]. Первый и второй кристаллы расположены по схеме (1, -1) и поэтому на втором кристалле обеспечивается условие Брэгга сразу от двух линий. Обе линии MoK_{α_1} и MoK_{α_2} сужены в правой части из-за эффекта полной переброски на втором кристалле, и правый край резче, чем левый. В этом случае третий кристалл действует как поглотитель, поскольку он не находится в условии отражения.

Когда одновременно второй и третий кристаллы находятся в условии отражения и полной переброски от разных угловых областей заранее монохроматизированного пучка, на фронтальном сечении видны два зауженных участка (рис. 2 (в)) и узкий коллимированный участок, угловая ширина которого определяется по формуле (1). Как показано на рис. 1 (а), фактически удалось монохроматизировать и коллимировать рентгеновский пучок без затрагивания каких-либо щелей и, как видно, этот пучок по краям более резкий, чем обычная монохроматическая линия.

На рис. 2 (г) видно, что коллимированный пучок более узкий, чем на рис. 2 (в), и этого добились, изменяя угол разориентации β второго и третьего кристаллов вокруг вертикальной оси. Теоретически можно сколь угодно сузить коллимированный пучок подбором угла β , поскольку второй и третий кристаллы действуют автономно. Если монохроматизированный пучок, полученный от первого кристалла для данной длины волны имеет ширину $\Delta\lambda$, то, как видно из рисунков 2в, г, его можно уменьшить и сделать $\Delta\lambda'$, притом $\Delta\lambda' \leq \Delta\lambda$.

Таким образом, мы не только коллимировали пучок, но и одновременно уменьшили $\Delta\lambda$ почти на порядок. Ограниченность возможности фиксирования более узкого интервала $\Delta\lambda$ связана с разрешающей способностью рентгеновских пленок и точностью юстирующих систем.

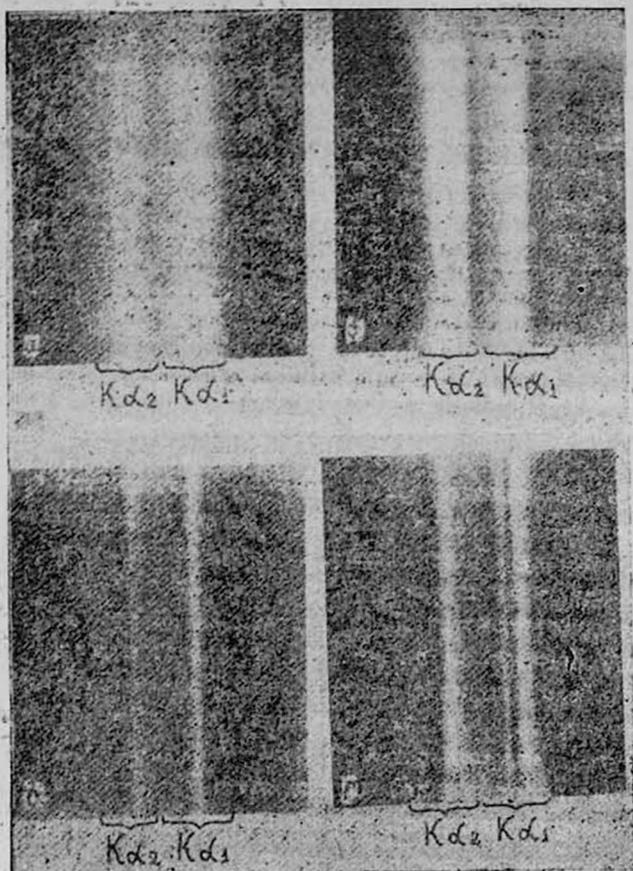


Рис. 2, а, б, в, г. Фронтальное сечение коллимирующего пучка после коллиматора-монокроматора. а) 2-ой и 3-ий кристаллы находятся вне условий Брэгга и полной переборски; б) 2-ой кристалл находится в условии Брэгга и полной переработки; в) 2-ой и 3-ий кристаллы при угле разориентации β_1 , находящиеся в условии Брэгга и полной переборски; г) 2-ой и 3-ий кристаллы при угле разориентации β_2 , где $\beta_2 < \beta_1$, находящиеся в условии Брэгга и полной переборски. (Увеличение рисунка в 12 раз).

ЛИТЕРАТУРА

1. Мкртчян А. Р., Навасардян М. А., Мирвоян В. К. Письма в ЖТФ, 8, 677 (1982).
2. Мирвоян В. К. Кандидатская диссертация, Ереван, 1985.

ՌԵՏԳՆԵՑԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅՔՄԱՆ ԿՈՒՄՍԱՏՈՐ ՄՈՆՈԽՐՈՄԱՏՈՐ
ԱՌԱՆՑ ՃԵՂՔԵՐԻ

Վ. Ղ. ՄԻՐՋՈՅԱՆ, Ս. Կ. ՆՈՐԵՑԱՆ

Օգտագործելով ռենտգենյան ճառագայթման ինտենսիվության լրիվ վերամղումը առաջ-
նային ուղղությունից դիֆրակցիայի ուղղություն չառել ենթադրադրության դեպքում շերտային
գրադիենտի առկայության ժամանակ, նախազգծվել է իրականացվել է ռենտգենյան ճառագայթ-

ման կոլիմատոր մոնոխրոմատոր առանց ճեղքերի: Կոլիմացիան իրականացվել է կվարցի երկու բյուրեղների ռեֆլեկտմբ, որոնք գտնվում են անդրադարձման և լրիվ վերամղման պայմաններում ընկնող մոնոխրոմատիկ փնջի տարբեր անկյունային տիրույթների համար: Կոլիմացիայի անկյունը կախված է այդ բյուրեղների անդրադարձնող հարթությունների նորմալների կազմած անկյունից անդրադարձման հարթության մեջ:

X-RAY COLLIMATOR MONOCHROMATOR WITHOUT FISSURES

V. K. MIRZOYAN, S. N. NOREYAN

Using the complete pump over of X-ray intensity from the primary direction to diffraction direction in case of Laue geometry in the presence of thermal gradient, an X-ray collimator monochromator without fissures was designed and realized. For different incident angles of monochromatic beam, the collimation was achieved with the help of two quartz crystals, which were in positions of reflection and complete pump over. The collimation angle depends on the angle between the normals to reflecting plane of these crystals.

Изв. АН Армении, Физика, т. 26, вып. 1, 38—42 (1991)

УДК 537.33

ВНУТРИЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В СЛАБО ЛЕГИРОВАННЫХ И СЛАБО КОМПЕНСИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ ПРИ НАЛИЧИИ РАЗМЕРНОГО КВАНТОВАНИЯ

С. А. АРУТЮНЯН, В. А. АРУТЮНЯН, А. А. ДЖИВАНЯН

Ленинakanский филиал Ереванского политехнического института

(Поступила в редакцию 20 июня 1990 г.)

Рассмотрено внутризонное поглощение света в тонких пленках в условиях размерного квантования и слабой компенсации. Показано, что коэффициент поглощения складывается из двух серий поглощения. Первая из них соответствует переходам электронов из полузаполненной примесной зоны в пустые примесные зоны, а вторая—переходам электронов из тех же исходных состояний в подзоны размерного квантования. В первом случае коэффициент поглощения представляет собой серии гауссовских кривых, а во втором случае носит скачкообразный характер на резонансных частотах.

Изучению примесных состояний в условиях слабого легирования (СЛ) и слабой компенсации (СК) посвящено множество работ (см., напр., [1]).

В работе [2] показано, что в тонких пленках в условиях реализации квантового размерного эффекта (КРЭ) (где ограниченность образца в одном направлении (z) приводит к повышению роли окружающей среды) при передаче взаимодействия между частицами [3], и СЛ, СК примесные состояния обладают рядом особенностей, которые в основном сводятся к следующему:

а) Под каждым энергетическим уровнем размерного квантования $E_n = \pi^2 \hbar^2 n^2 (2md^2)^{-1}$ (d —толщина пленки, $n=1, 2, \dots$) возникают примесные классические зоны (ПКЗ) с плотностью состояний