

УДК 548.732

РЕНТГЕН-МОНОХРОМАТОР С БОЛЬШОЙ И УПРАВЛЯЕМОЙ
СВЕТОСИЛОЙ

А. Р. МКРТЧЯН, М. А. НАВАСАРДЯН, В. К. МИРЗОЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

На основе использования зависимости интенсивности отраженного рентгеновского пучка от величины температурного градиента, приложенного перпендикулярно к отражающим плоскостям кварца, предлагается новый рентген-монокроматор (без гармоник) с большой и управляемой светосилой.

При рентгеноструктурных и рентгеноспектральных исследованиях иногда возникает необходимость иметь сильно монохроматизированный (без гармоник) и хорошо коллимированный пучок с большой светосилой и с большой плотностью излучения в потоке без существенного изменения спектрального состава проходящего через монокроматор непрерывного рентгеновского или синхротронного излучения. Одновременное осуществление этих требований до сих пор не удавалось по ряду причин.

Во-первых, не легко освободиться от вторичных гармоник, так как кристаллическая решетка отражает все гармоники одновременно и почти одинаково. Например, отношение интенсивностей первых двух гармоник, одновременно отраженных от данных атомных плоскостей, есть

$$\frac{I_{\lambda}}{I_{\frac{\lambda}{2}}} = \frac{\lambda^2}{(\lambda/2)^2},$$

так как интенсивность пучка от совершенного кристалла (в качестве которого в нашем случае взят монокристалл кварца) зависит от второй степени длины волны рассеянного излучения [1, 2].

Во-вторых, выполнение одного требования приводит к нарушению другого. Действительно, для случая отражения Лауэ при использовании монокристалла с малым коэффициентом поглощения и большой светосилой (типа LiF) отраженный пучок получается широким, а при использовании совершенного монокристалла с узкой угловой шириной отраженный пучок имеет малую интенсивность. В случае отражения по Брэггу сильно нарушается спектральный состав проходящего через монокристалл излучения, так как длина пути для данного монокроматора в направлении прохождения ($l_B = t/\sin\theta$) сравнительно больше, чем в случае отражения Лауэ ($l_L = t/\cos\theta$, t — толщина образца, θ — угол Брэгга).

Все перечисленные недостатки существующих в настоящее время монокроматоров (наличие гармоник в отраженном пучке, слабая интенсивность отраженного пучка, большая угловая ширина пучков, сильное изменение спектрального состава проходящего пучка) можно устранить, если использовать явление «полной переброски» проходящего рентгеновского

излучения в направлении отражения, описанное авторами в работе [3]. Поскольку полная переборка имеет место в положении отражения по Лауэ (рис. 1а) при $\mu t \lesssim 1$ (μ — линейный коэффициент поглощения), то вторичные гармоники, сопровождающие основную, для которых выполняется условие $\mu t \ll 1$, будут усиливаться слабо. Таким образом, отношение интенсивностей основной и вторичных гармоник увеличивается еще примерно в 10 раз. Кроме того, малое значение μt обеспечивает и малое искажение спектрального состава проходящего пучка.

Эти факторы особенно важны при работе с синхротронным излучением (СИ). Во-первых, по той причине, что гармоники в отраженном пучке имеют почти одинаковые интенсивности, а при полной переборке увеличивается интенсивность только одной нужной гармоники (для которой $\mu t \lesssim 1$). Освобождение от вторичных гармоник не имеет существенного

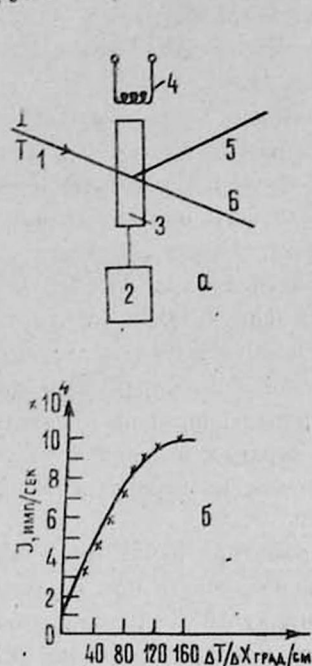


Рис. 1.

Рис. 1. а) Схема монохроматора: 1 — падающий пучок, 2 — гониометр, 3 — кристалл, 4 — нагреватель, 5 — монохроматический пучок, 6 — проходящий пучок; б) ход зависимости интенсивности отраженного пучка от величины температурного градиента на образце; поперечные размеры пучка — $0,1 \times 10 \text{ мм}^2$.

Рис. 2. Схема расщепления синхротронного излучения для разных длин волн (а), для данной длины волны (б) и характерный вид распределения энергии между проходящим и отраженным рентгеновскими пучками (в) при насыщении интенсивности отраженного пучка (угловой масштаб не выдержан).

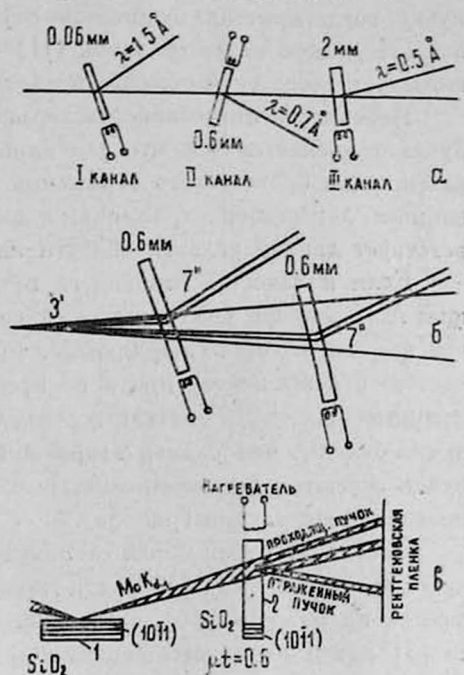


Рис. 2.

значения для излучений от рентгеновских трубок, так как в этом случае обычно используется характеристическое излучение, интенсивность которого на 2—3 порядка выше интенсивности гармоник от непрерывного спектра, но существенно для СИ, в котором гармоники до отражения имеют

почти одинаковые интенсивности. Во-вторых, помещая на пути СИ отражающие монокристаллы различной толщины (с различными μt) (рис. 2а), можно из общего потока выделить излучения с требуемой длиной волны и тем самым значительно повысить возможность применения начального белого пучка СИ. Кроме того, в отраженном пучке будет отсутствовать фон, вызванный мощным первичным пучком.

Эти обстоятельства фактически создадут реальную основу для проведения на первичном белом пучке СИ исследований во многих каналах: как для данной длины волны (рис. 2б), используя разные угловые области СИ (угловая ширина пучка СИ составляет $3'$ [4], а отраженного от кварца пучка — $\sim 10''$), так и для разных длин волн, используя кристаллы разной толщины (см. рис. 2а). На рис. 3в представлены фронты поперечного сечения заранее отраженного по Брэггу монохроматического пучка, когда кристалл полностью отражал либо от левой (I), либо от правой (III), либо от центральной (II) части первичного пучка. Схематически геометрия этого эксперимента представлена на рис. 2в.

Переброска интенсивности только от определенной части проходящего пучка объясняется тем, что для одних и тех же атомных плоскостей угловая ширина брэгговского отражения в 2—3 раза больше соответствующей ширины лауэвского отражения, а юстировка лауэвского отражения соответствует данной угловой области падающего пучка.

Если в качестве падающего пучка использовать аномально проходящий MoK_{β} -пучок (полученный от совершенного монокристалла Ge), угловая ширина которого порядка $3''$, то кварцевый монохроматор будет полностью отражать этот пучок по всей угловой ширине в направлении дифракции (рис. 3б). Так как вертикальный размер падающего на кристалл пучка больше, чем размер кварцевой пластинки, верхняя и нижняя части пучка остаются без изменений, т. е. эти части пучка не переходят в направление дифракции (рис. 3а).

Поскольку отраженный от описанного монохроматора пучок имеет малую угловую ширину ($10''$), его можно успешно использовать при исследованиях по малоугловому рассеянию рентгеновских лучей. Согласно работе [3] для нормального функционирования такого монохроматора необходимо создать на совершенном монокристалле кварца толщиной 0,6 мм (соответствующий излучению MoK_{α}) температурный градиент, перпендикулярный к отражающим атомным плоскостям ($10\bar{1}1$), с величиной 160 град/см.

На рис. 1б представлен ход изменения интенсивности отраженного пучка в зависимости от величины градиента. Как следует из этого рисунка, вначале по мере роста температурного градиента интенсивность отраженного пучка увеличивается, а при $\Delta T/\Delta x = 160$ град/см наступает ее насыщение. Эта зависимость дает возможность управлять светосилой монохроматизированного пучка.

Экспериментальные исследования показывают, что явление полной переброски имеет место как при параллельной ориентации вектора градиента и вектора дифракции, так и в антипараллельном случае. Это следует из кривых качания кристалла, приведенных на рис. 4.

Так как при переброске проходящего пучка коэффициент линейного поглощения кристалла-монокроматора не увеличивается, то на основе такого монокроматора можно изготовить трех- (или более) кристалльные спек-

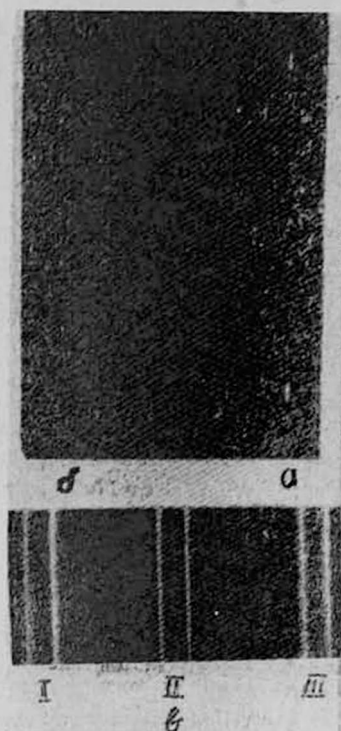


Рис. 3.

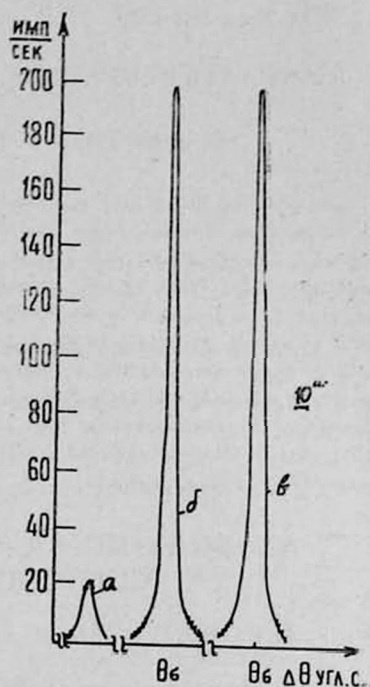


Рис. 4.

Рис. 3. Фронт проходящего (а) и дифрагированного (б) пучков MoK_{α_1} -линий при полной переброске и поперечные сечения проходящих MoK_{α_1} -пучков при отражении от разных угловых участков проходящего пучка при наличии градиента температуры (в): I — отражение от левой части, II — отражение от центральной части, III — отражение от правой части MoK_{α_1} -пучка.

Рис. 4. Кривые качания отраженных пучков от атомной плоскости $(10\bar{1}1)$ кварца: а) без температурного градиента на кристалле; б, в) при наличии температурного градиента, когда вектор температурного градиента ∇ и вектор дифракции S соответственно параллельны и антипараллельны.

трометры Ло Лауэ и надежно эксплуатировать их, поскольку интенсивность рабочего пучка уменьшается мало (ослабление происходит только за счет суммарного фотоэлектрического поглощения кристаллами-монокроматорами). Такой монокроматор с управляемой интенсивностью отраженного и проходящего пучков найдет применение также в рентгеновских интерферометрах, где необходимо иметь равные по интенсивности когерентные рентгеновские пучки. Этого можно добиться подбором величины температурного градиента. Применяв такой монокроматор в качестве первого блока Ш-образного интерферометра, можно увеличить также и светосилу интерферометра, так как первый блок будет работать в неаномальном режиме прохождения ($nt \lesssim 1$).

1. Джеймс Д. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. Изд. ИЛ, М., 1950.
2. Гинье А. Рентгенография кристаллов. Изд. физ.-мат. лит., М., 1961.
3. Мкртчян А. Р., Навасардян М. А., Мирзоян В. К. Письма в ЖТФ, 8, 677 (1982).
4. Синхротронное излучение в исследовании твердых тел. Под ред. А. А. Соколова. Изд. Мир, М., 1970.

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՄՈՆՈԳՐՈՄԱՏՈՐ ՄԵՍ ԵՎ ԿԱՌԱՎԱՐՎՈՂ ԼՈՒՍԱՌԻՈՎ

Ա. Ռ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Մ. Ա. ՆԱՎԱՍԱՐԴՅԱՆ, Վ. Դ. ՄԻՐԶՈՅԱՆ

Օգտագործելով նախկինում ստացված արդյունքները, որոնք վերաբերում էին անդրադարձված ռենտգենյան ճառագայթների ինտենսիվության կառավարելի փոփոխությանը և լրիվ վերամղմանը, առաջարկված է ռենտգենյան ճառագայթների նոր մոնոքրոմատոր, որը ունի մի շարք առավելություններ: Քանի որ լրիվ վերամղումը տեղի ունի $\mu t \approx 1$ (μ - նյութի գծային կլանման գործակիցն է, t - բյուրեղի հաստությունը) պայմանում, առաջարկվող մոնոքրոմատորը գործնականում ղրկված է լինում բարձր կարգի հարմոնիկներից, քանի որ նրանց համար չի բավարարվում վերը նշված պայմանը: Բացի դրանից առաջարկվող մոնոքրոմատորը թույլ է տալիս անընդհատ փոխել անջատել առանձին մոնոքրոմատիկ փնջեր առանց կական խախտումներ առաջացնելու բյուրեղով անցնող անընդհատ փնջի սպեկտրի ստրուկտուրայի մեջ, և այսպիսով հնարավորություն է ընձեռնում խիստ մեծացնելու ռենտգենյան կամ սինքրոտրոնային ճառագայթման փնջերի օգտագործման էֆեկտիվությունը:

AN X-RAY MONOCHROMATOR WITH HIGH AND CONTROLLED LIGHT POWER

A. R. MKRTCHYAN, M. A. NAVASARDYAN, V. K. MIRZOYAN

On the basis of previously obtained results on the controlled intensity and complete angular transfer of reflected X radiation, a novel monochromator is proposed. Since the complete transfer takes place at $\mu t \approx 1$ (μ is the linear absorption coefficient and t is the crystal thickness), this monochromator actually has no high harmonics as they do not satisfy the above condition. Besides, the monochromator allows to separate monochromatic beam without the violation of spectral structure of the beam passing through the crystal, and this permits to sharply increase the efficiency of X -ray or synchrotron radiation beams utilization.