

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

46

В.Е.Панченко, В.А.Ушаков

**"УПРУГАЯ МОЗАИЧНОСТЬ" КРИСТАЛЛА,
ПОЛУЧАЕМАЯ ПРИ ЕГО КРУЧЕНИИ**

ПРЕПРИНТ ИЯФ 78-91

Новосибирск

"УПРУГАЯ МОЗАИЧНОСТЬ" КРИСТАЛЛА, ПОЛУЧАЕМАЯ
ПРИ ЕГО КРУЧЕНИИ

В.Е.Панченко, В.А.Ушаков

А Н Н О Т А Ц И Я

"Упругая мозаичность" кристалла, получаемая при его кручении, рассматривается как путь повышения светосилы рентгеновского спектрометра для случаев, когда сопутствующее этому ухудшение разрешающей способности несущественно (например, для некоторых экспериментов с СИ).

На основе приближенной модели упругости анизотропного тела получена простая связь интенсивности отражения с углом закручивания кристалла.

С помощью дифракции Лауэ на кристалле кварца с отражающими плоскостями $(1\bar{3}\bar{4}0)$ на однокристалльном спектрометре с коллиматорами Соллера измерена зависимость интенсивности отражения линии MoK_{β_1} от угла закручивания кристалла. При ширине кривой отражения $4'$ кратность увеличения интенсивности составляет 7. Формула для коэффициента изгиба, полученная из простой модели, удовлетворительно согласуется с результатами измерений.

Предлагается использование кручения кристаллов в двухкристалльном спектрометре для СИ; при использовании совершенных кристаллов — монохроматоров такой спектрометр имел бы перестраиваемые в широком диапазоне светосилу и разрешение.

Во многих экспериментах с синхротронным излучением (СИ) для получения большой интенсивности монохроматизированного излучения требуются кристаллы-монокроматоры, которые позволяли бы использовать широкие участки сплошного спектра СИ в одном отражении.

Если требования к угловым характеристикам дифрагированного излучения не являются жесткими, то, кроме мозаичных кристаллов, могут найти применение совершенные кристаллы, у которых вызывается квазимозаичность, например, пьезоквазимозаичность ([1]). Квазимозаичность привлекательна из-за возможности плавно перестраивать светосилу и разрешение спектрометров рентгеновского диапазона.

Здесь рассмотрена возможность применения "упругой мозаичности" кристаллов в нефокусирующем спектрометре с отражением по Лауэ. Увеличение отражательной способности кристалла в условиях пьезоэлектрических колебаний, температурных градиентов и неоднородных механических деформаций, исчезающее после прекращения воздействия на кристалл, описано в работах [2] - [5], причем в [3] и [5] было высказано предположение, что в этих случаях искривляется решетка кристалла и изменяется межплоскостное расстояние. Отражение рентгеновских и γ -лучей изогнутыми кристаллами кварца было подробно исследовано в работе [6], в которой напряженный кристалл был уподоблен мозаичному ("упругая мозаичность"). Явление было исследовано и количественно объяснено О.И. Сумбаевым ([7] - [11]) как следствие упругого искривления отражающих плоскостей, причем было найдено, что эффект зависит, например, для кварца от угла между большой гранью пластины и оптической осью кристалла и для некоторых ориентаций может не проявляться (отражающие плоскости не искривляются); в этом случае ширина дифракционного максимума почти не возрастает в сравнении с присущей ненапряженному кристаллу шириной, обусловленной динамической дифракцией и естественной мозаичностью.

Если в нефокусирующем одно- или двухкристальном спектрометре кристалл подвергать регулируемой неоднородной упругой деформации, то тем самым можно осуществлять перестройку светосилы (и, как следствие, разрешения) спектрометра. Для этого

подходит закручивание кристаллической пластины (О.И.Сумбаев), показанное на рис.1. Один конец кварцевой пластины жестко закреплен, к другому прикладывается скручивающий момент. Большие грани пластины параллельны плоскости $\bar{4}3\bar{1}0$, отражающие плоскости $\bar{1}\bar{3}\bar{4}0$ параллельны оптической оси Z_K и составляют угол $92^\circ 12'$ с большими гранями; такое расположение обусловлено только удобством брэгговской ориентации при вырезании пластины. Приложение к свободному концу пластины скручивающего момента приводит к неоднородному деформированию её и искривлению отражающих плоскостей.

В монографии [12] получены выражения для перемещений точки деформируемого анизотропного тела вдоль осей системы координат пластины XYZ (рис.1) в случае обобщенного кручения эллиптического цилиндра. При этом условия на концах цилиндра таковы: нормальные и касательные силы и моменты вокруг осей X и Y равны нулю; бесконечно малый элемент на оси Z в закрепленном сечении не перемещается и не поворачивается. В данном случае толщина пластины $2b = 5 \cdot 10^{-2}$ см намного меньше её ширины $2a = 2,25$ см и величины a и b могут рассматриваться в качестве главных полуосей эллипса. В выражениях для перемещений вдоль осей X , Y и Z содержатся упругие постоянные (коэффициенты деформации) анизотропного тела, которые для системы координат XYZ находятся преобразованием упругих постоянных кварца в кристаллографической системе координат $X_K Y_K Z_K$ ($[10]$, $[12]$). Перемещения вдоль осей X , Y и Z соответственно, если пренебречь величиной b^2/a^2 по сравнению с единицей, выглядят так:

$$\left. \begin{aligned} u &= \theta(l-z)y, \\ v &= \theta \left[\frac{2(a_{11}-a_{12})}{a_{44}} \frac{b^2}{a^2} x^2 - \frac{a_{14} \sin 3\varphi}{a_{44}} y^2 - \frac{a_{14} \sin 3\varphi}{a_{44}} (l-z)^2 - (l-z)x \right], \\ w &= \theta \left[-\frac{2a_{14} \cos 3\varphi}{a_{44}} \left(\frac{b^2}{a^2} x^2 - y^2 \right) - xy - \frac{2a_{14} \sin 3\varphi}{a_{44}} (l-z)y \right], \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где θ — относительный угол закручивания (отношения угла закручивания к длине пластины l); $l = 2$ см; a_{ij} — упругие постоянные кварца в кристаллографической системе координат ($[10]$, $[12]$); $\varphi = 73^\circ 54'$ (рис.1). Если исключить z из (1) с помощью уравнения отражающей плоскости с центром в $z = z_0$

$$z = y \operatorname{tg} \gamma + z_0, \quad \gamma = 2^\circ 12' \quad (\text{рис.1}), \quad (2)$$

то выражения (1) будут представлять собой в неявном виде уравнение искривленной отражающей поверхности в параметрической форме. Здесь для оценки увеличения интенсивности отражения по Лауэ закрученной кварцевой пластиной мы ограничимся лишь учетом перемещения вдоль оси Z . Для этого исключим z из третьего выражения (1) с помощью уравнения (2):

$$w = \theta \left[\frac{2a_{14} (\sin 3\varphi \operatorname{tg} \gamma + \cos 3\varphi)}{a_{44}} y^2 - \frac{2a_{14} \cos 3\varphi}{a_{44}} \frac{b^2}{a^2} x^2 - xy - \frac{2a_{14} \sin 3\varphi}{a_{44}} (l - z_0) y \right]. \quad (3)$$

Очевидно, что, пересекаясь с любой горизонтальной плоскостью $x = \text{const}$, искривленная отражающая поверхность, образованная перемещениями вдоль оси Z , дает параболу. Следовательно, разность значений частных производных $\frac{\partial w}{\partial y}$ на передней и задней больших гранях кварцевой пластины (рис.1) дает оценку величины ширины дифракционного максимума, обусловленной искривлением отражающих поверхностей:

$$\omega = \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)_{y=b} - \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)_{y=-b} = 2 \frac{2a_{14} \theta (\sin 3\varphi \operatorname{tg} \gamma + \cos 3\varphi)}{a_{44}} 2b = 2kT, \quad (4)$$

где коэффициент изгиба

$$k = \frac{2a_{14} \theta (\sin 3\varphi \operatorname{tg} \gamma + \cos 3\varphi)}{a_{44}} = 0,33 \theta, \quad \text{см}^{-1}, \quad (5)$$

а $T = 2b$ — толщина пластины. Заметим, что k — коэффициент при y^2 в (3). Формула (4) для изогнутой по цилиндру без скручивания анизотропной пластины была выведена строго в [7]. Здесь же она носит лишь оценочный характер ввиду более сложной картины деформации при кручении (не учтены перемещения вдоль осей X и Y).

Деформированный кристалл рассматривается как идеально-мозаичный ($[10]$, $[13]$), то-есть состоящий из идеальных блоков, дифракция в которых не изменяется при искривлении отражающей поверхности; с ростом искривления растет только ширина распределения блоков по углам отражения. Отражение же от разных блоков некогерентно, то-есть интенсивности просто суммируются. С при-

ложением и увеличением скручивающего момента независимо отражающие (одновременно участвующие в отражении) слои вначале ведут себя как идеальные толстые кристаллы с толщинами, большими расстояния первичного затухания. При этом ширина дифракционного максимума растет по (4) и также растет интегральный коэффициент отражения ($[I_0]$):

$$R \approx kT.$$

Когда при дальнейшем увеличении деформации независимо отражающий слой станет существенно меньше длины экстинкции, он ведет себя как идеальный тонкий кристалл, причем по-прежнему для пластины выполняется соотношение (4), а интегральный коэффициент отражения несколько замедляет свой рост. По результатам численного интегрирования для интегральной отражательной способности напряженного кристалла, приведенным в [13], с использованием оценочного значения коэффициента изгиба (5) построена зависимость отношения интегральных коэффициентов отражения скручиваемого и ненапряженного кристаллов от угла закручивания (рис.2). Для ширины дифракционного максимума и интегрального коэффициента отражения ненапряженного кристалла кварца с отражающей плоскостью I_{340} взяты экспериментальные значения $1,1''$ и $2,35 \cdot 10^{-6}$ (интерполяцией для MoK_{β_1}) соответственно из [6].

Для экспериментальной проверки зависимости интегрального коэффициента отражения от угла закручивания рентгеновское излучение молибденового анода направлялось на кристалл (рис.1) через входной коллиматор Соллера с вертикальными щелями; дифрагированное излучение попадало на детектор через тождественный выходной коллиматор. Длина коллиматора — 15 см; ширина щели — $3,3 \cdot 10^{-2}$ см; высота щели — 1,4 см. В нулевом положении стенки между щелями обоих коллиматоров коллинеарны. Входной и выходной коллиматоры настраивались на линию MoK_{β_1} , после чего при различных углах закручивания кристалла осуществлялись его сканирование при неподвижных коллиматорах и снимались кривые отражения. Закручивание кристалла выполнялось в обе стороны. При малых углах закручивания апертура коллиматоров и кристалла больше ширины кривой отражения и поэтому в её максимуме регистрируемая интенсивность пропорциональна интегральному коэффициенту отражения (рис.2). Для удобства сравнения эксперимента с оценкой рассчитанные отношения интегральных коэффи-

ентов отражения на рис.2 умножены на интенсивность для ненапряженного кристалла; согласие, очевидно, удовлетворительное. При больших углах закручивания ширина кривой отражения становится больше апертуры коллиматоров и кристалла и согласие не должно иметь места.

Разрешение нефокусирующего спектрометра с закрученным кристаллом, очевидно, определяется не шириной дифракционного максимума, которая, например, при семикратном увеличении рефлекса должна быть (см.(4) и рис.2) всего около $6''$, а шириной кривой отражения. В данном случае она составляет приблизительно $4'$ (рис.3). Её величина может быть оценена как разность наибольшего и наименьшего значений производной $\frac{\partial w}{\partial y}$ на контуре, ограничивающем используемую область кристалла (прямые на рис.3). Не исключено, что при расположении используемой области пластины в непосредственной близости от места закрепления ширина кривой отражения может быть существенно снижена.

Из всего изложенного следует, что применение в спектрометре по Лауэ эффекта "упругой мозаичности" позволяет увеличивать и регулировать его светосилу. Кроме того, кручение кристалла может быть использовано как способ модулирования интенсивности монохроматического излучения.

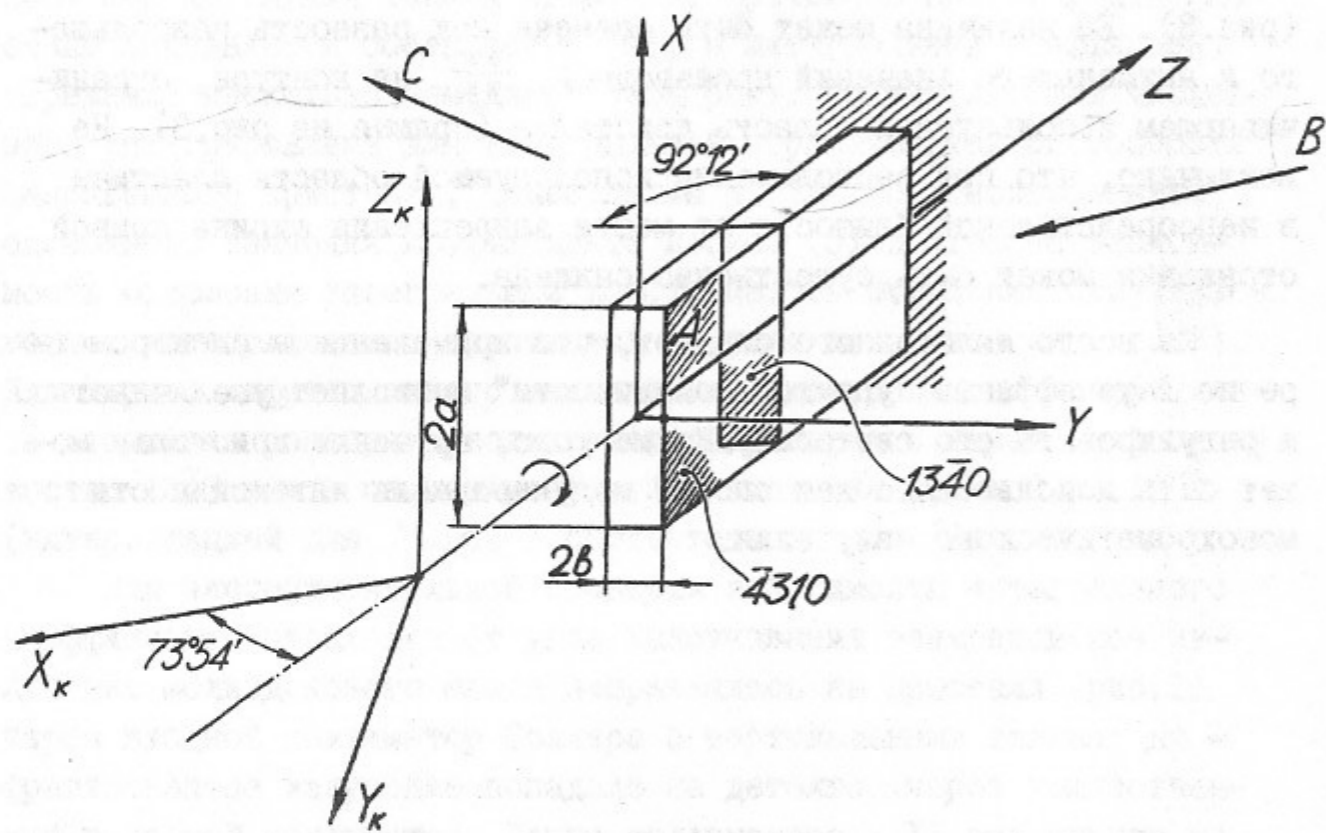


Рис.1. $X_k Y_k Z_k$ - кристаллографическая система координат;
 XYZ - система координат пластины; Z_k - опти-
 ческая ось кристалла кварца; A - перед-
 няя грань пластины; B - падающее рентгенов-
 ское излучение (в плоскости YOZ); C - ди-
 ффрагированное излучение.

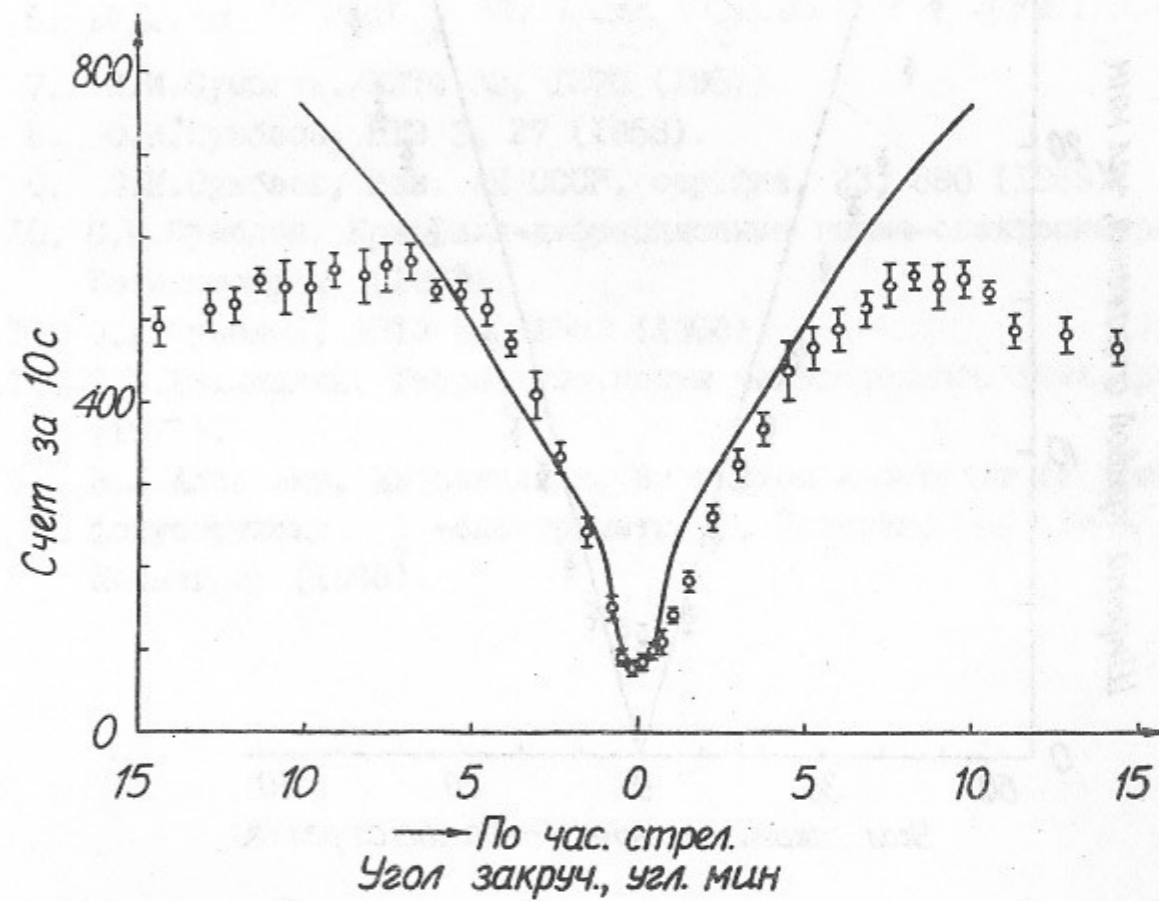


Рис.2

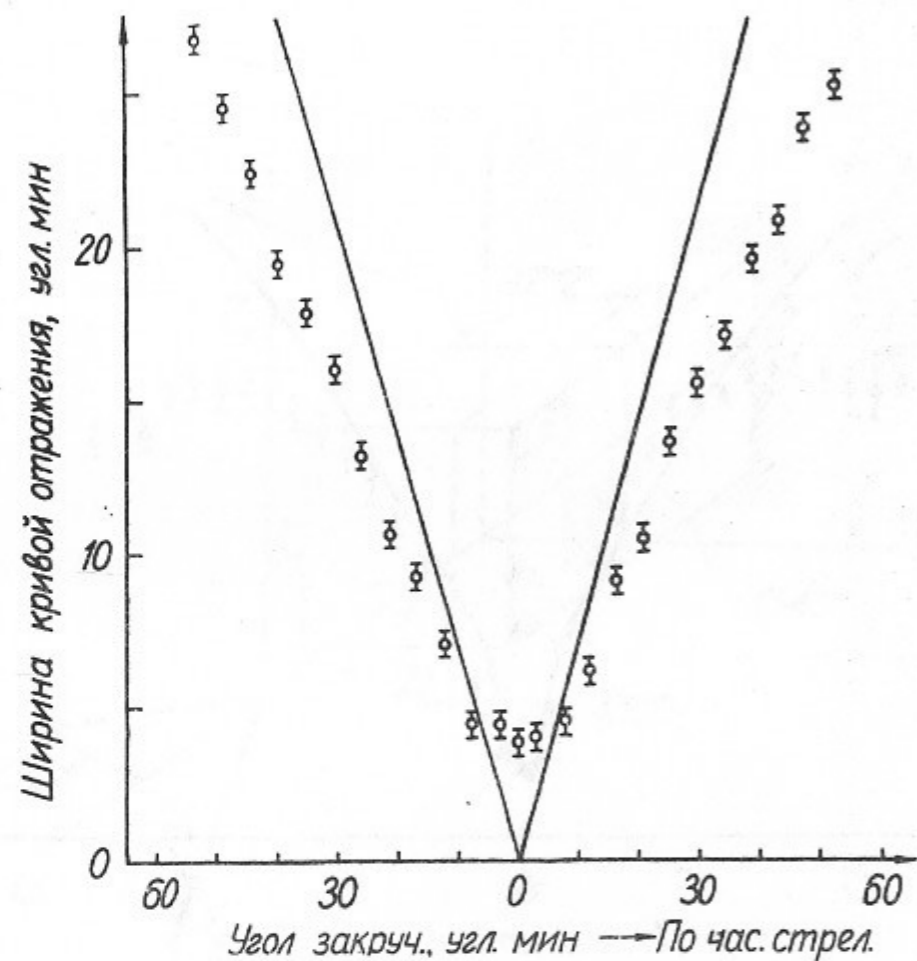


Рис. 3

Л и т е р а т у р а

1. Е.Г.Лапин, В.М.Самсонов, Г.П.Солодов, О.И.Сумбаев, А.В.Тюнис, ЖЭТФ 73, 1016 (1977).
2. У. У. Фокс, Р. Н. Карр, Phys. Rev. 37, 1622 (1931).
3. С. С. Барретт, Phys. Rev. 38, 832 (1931).
4. S. Nishikawa, Y. Sakisaka, T. Sumoto, Phys. Rev. 38, 1078 (1931).
5. С. С. Барретт, С. В. Лоуэ, Phys. Rev. 39, 889 (1932).
6. Д. Линд, У. Уэст, Ж. Дю-Монд, Phys. Rev. 77, 475 (1950).
7. О.И.Сумбаев, ЖЭТФ 32, 1276 (1957).
8. О.И.Сумбаев, ПТЭ 3, 27 (1958).
9. О.И.Сумбаев, Изв. АН СССР, сер. физ. 23, 880 (1959).
10. О.И.Сумбаев, Кристалл-дифракционные гамма-спектрометры, Госатомиздат, (1963).
11. О.И.Сумбаев, ЖЭТФ 54, 1352 (1968).
12. С.Г.Лехницкий. Теория упругости анизотропного тела, Наука (1977).
13. В.Л.Алексеев. Дифракция на изогнутом кристалле (к расчету фокусирующих γ -спектрометров). Препринт 086 ФТИ АН СССР, Ленинград (1968).

Работа поступила - 17 ноября 1978 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ
Подписано к печати 27.XI-1978 г. МН 07865
Усл. 0,6 печ.л., 0,5 учетно-изд.л.
Тираж 200 экз. Бесплатно
Заказ № 91.

Отпечатано на ротапинтере ИЯФ СО АН СССР