

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ УПРАВЛЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИМ ПУЧКОМ С ПОМОЩЬЮ КРИСТАЛЛА, ПОДВЕРГНУТОГО ДЛИННОВОЛНОВЫМ УЛЬТРАЗВУКОВЫМ КОЛЕБАНИЯМ

А. Е. Благов^{*а}, М. В. Ковальчук^{а,б}, В. Г. Кон^б, В. В. Лидер^а, Ю. В. Писаревский^а

^а Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова Российской академии наук
119333, Москва, Россия

^б Российский научный центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия

Поступила в редакцию 18 июня 2005 г.

Представлены экспериментальные результаты исследования дифракции рентгеновских лучей в кристалле кремния и в геометрии Лауэ при возбуждении в образце длинноволновой ультразвуковой волны, создающей переменную деформацию кристаллической решетки вдоль поверхности образца. Использование стробоскопической техники позволило выделять из периодической во времени деформации различные фазы и соответственно различные профили распределения деформации в пространстве. Показано, что однородная деформация приводит к изменению углового положения пучка, а неоднородная — к уширению угловой области отражения с одновременным уменьшением пиковой интенсивности. При этом удалось с помощью ультразвука скомпенсировать статическую деформацию в области склейки кристалла-образца с резонатором. Оказалось, что помимо основной длинноволновой гармоники в кристалле возбуждается паразитная деформация с более короткой длиной волны. Развита простая теоретическая модель, которая достаточно точно описывает экспериментальные результаты.

PACS: 61.10.Nz

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование дифракции рентгеновских лучей в кристаллах, подвергнутых воздействию упругой деформации, в настоящее время является активно развивающимся направлением физики твердого тела.

Большое число публикаций по рентгеноакустическим взаимодействиям посвящено получению информации о структуре самих упругих колебаний с помощью дифракции рентгеновских лучей. Эта информация важна для физической акустики и, кроме того, широко используется для определения параметров и контроля качества разнообразных устройств пьезотехники и акустоэлектроники. Ряд работ посвящен изучению фундаментальных особенностей рентгеноакустического взаимодействия, таких, например, как рентгеноакустический резо-

нанс [1], приводящий к подавлению эффекта Бормана с помощью ультразвука определенной частоты.

В то же время не меньший интерес представляет возможность управления параметрами рентгеновского пучка с помощью ультразвука, однако физические основы этого управления в существенной степени зависят от длины упругой волны. В этой связи можно выделить две основные группы взаимодействия для разных соотношений между длиной упругой волны Λ и шириной области засветки кристалла рентгеновским пучком, D .

1. Область высоких частот, когда $D \gg \Lambda$. При этом упругая волна образует сверхрешетку с периодом, равным длине волны ультразвука. Эта сверхрешетка приводит к образованию дополнительных рентгеновских дифракционных максимумов — сателлитов. Большая часть работ по рентгеноакустике посвящена именно этой области (см., например, [2–6] и ссылки в них).

*E-mail: aopt@ns.crys.ras.ru

2. Область низких и средних частот, когда $\Lambda \gg D$. Отличительная особенность этой области заключается в создании неперiodической (однородной или градиентной) деформации кристаллической решетки по сечению (апертуре) рентгеновского пучка. Эта область осталась малоисследованной.

В настоящее время наиболее успешно продвинуты работы по управлению амплитудой рентгеновского пучка с помощью ультразвука. Большой цикл работ был посвящен модуляции рентгеновского пучка коротковолновым ультразвуком [2–5]. В этих работах по существу предлагаются электронные аналоги механического прерывателя — чоппера [6]. Отметим также работу по модуляции длинноволновым ультразвуком [7].

С помощью ультразвука можно также изменять угловое положение дифрагированного рентгеновского пучка. В случае низких частот такое управление может быть достигнуто путем однородного изменения параметра кристаллической решетки по апертуре рентгеновского пучка вследствие механической деформации ультразвуковой волны в кристалле. Длинноволновый ультразвук может также создавать в кристалле и градиентную упругую деформацию, влияющую на структуру рентгеновского пучка.

В области управления пространственным положением и структурой рентгеновского пучка с помощью длинноволнового ультразвука к настоящему времени опубликованы только работы Ковальчука и Носика [8, 9]. В этих работах было показано, что в случае низкочастотных изгибных ультразвуковых колебаний при дифракции в геометрии Брэгга открываются новые возможности для развития управляемой рентгеновской оптики.

В данной работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование влияния длинноволновых ультразвуковых колебаний на характеристики рентгеновского пучка в условиях динамической дифракции в кристалле. Такое исследование, на наш взгляд, может служить основой использования длинноволновых ультразвуковых колебаний для управления угловым положением и пространственной структурой рентгеновского пучка.

Анализ использования изгибных колебаний в геометрии Брэгга выявил существенные трудности в практической реализации такой схемы. В связи с этим была разработана и реализована схема, использующая длинноволновые продольные ультразвуковые колебания при дифракции в геометрии Лауэ. В статье представлены результаты первого этапа работы, в которых экспериментально подтвержде-

на и теоретически обоснована возможность управления пространственными характеристиками рентгеновского пучка с помощью дифракции в кристалле, подвергнутом ультразвуковым колебаниям. В следующем разделе описана разработанная нами экспериментальная схема. В разд. 3 представлены результаты экспериментов, как интегральные по времени, так и полученные с использованием стробоскопии. В разд. 4 развита теоретическая модель для анализа полученных результатов и показано, что она позволяет адекватно описать структуру возникающей деформации по угловой зависимости интенсивности дифрагированного рентгеновского пучка.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальная установка была создана на основе рентгеновского спектрометра ТРС-1 [10]. Рентгенооптическая схема эксперимента показана на рис. 1. В эксперименте использовалась двухкристалльная бездисперсионная схема дифракции рентгеновских лучей спектральной линии $MoK_{\alpha 1}$, размер фокуса источника $0.2 \times 8 \text{ мм}^2$. Точность установки угла главного гониометра 0.1 угл. с. Коллимированный пучок после кристалла-монокроматора проходит через щель в плоскости дифракции (размером около 0.2 мм) и попадает на исследуемый кристалл, подвергаемый периодическим ультразвуковым колебаниям. Интенсивность дифрагированного пучка измеряется сцинтилляционным детектором (БДС).

В качестве монокроматора и исследуемых образцов использовались кристаллические пластины германия с ориентацией поверхности соответственно $[110]$ и $[1\bar{1}1]$. В обоих случаях реализовалось симметричное отражение (220) с той лишь разницей, что монокроматор находился в положении брэгговской дифракции, а образец — в положении лауэвской дифракции.

2.1. Схема возбуждения ультразвуковых колебаний

В нашем случае использовались резонансные колебания упругой продольной волны по длине образца при дифракции в геометрии Лауэ. При возбуждении колебаний в кристалле образуется стоячая волна с пространственным распределением амплитуды деформации, показанным для идеального случая (чистой моды) на рис. 2а. На рисунке видно, что распределение деформации по длине кристалла имеет форму половины синусоиды с узлами на концах образца и с пучностью в его середине. В центре

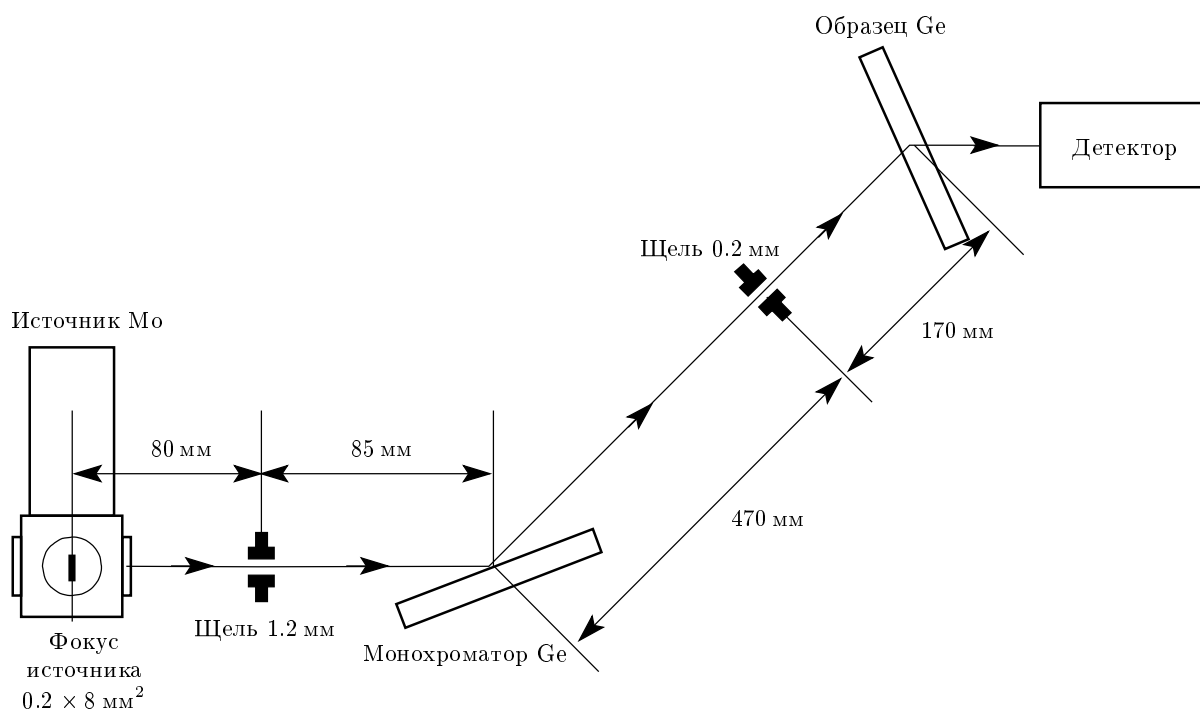


Рис. 1. Рентгенооптическая схема экспериментальной установки

кристалла распределение деформации носит квази-однородный характер, а по краям создается близкий к линейному градиент деформации, аналогично создаваемой, например, в статически изогнутых градиентных рентгеновских монохроматорах. Отличие от указанного статического случая состоит в периодическом изменении во времени величины деформации.

Образцы имели размер $19.5 \times 10 \times 0.4 \text{ мм}^3$ с рабочей поверхностью, удлиненной вдоль оси [110], и являлись частью составного резонатора, представляющего собой склеенные образец и пьезоэлектрический кристалл-резонатор (рис. 3). Переменный электромагнитный сигнал, подаваемый на боковые грани кристалла-резонатора, создавал продольные упругие колебания по длине кристалла. Для этого на боковые поверхности катодным напылением наносился проводящий слой платины или никеля.

Пьезоэлектрические резонаторы изготавливались из кристаллического кварца ($X\text{Ytwl-}18.5^\circ/0^\circ/0^\circ$)-среза или монокристаллов лангсита ($X\text{Ytwl-}0^\circ/0^\circ/0^\circ$)-среза. Такие резонаторы лучше других обеспечивают колебание растяжения–сжатия по длине с практическим отсутствием паразитного возбуждения других типов колебаний. Для эффективного возбуждения

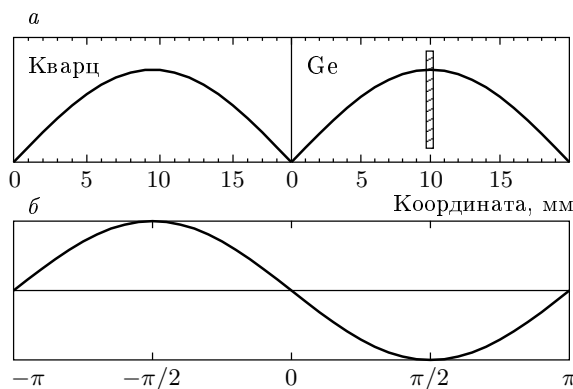


Рис. 2. Предполагаемое пространственное распределение амплитуды деформации в резонаторе и образце (а) и ее временное изменение (б); заштрихованная область — область засветки пучком колеблющегося кристалла

ультразвука резонансные частоты образца и возбуждающей пьезоэлектрической пластины должны совпадать. В этом случае при приложении переменного электромагнитного сигнала с частотой, равной резонансной, в системе кристалл–пьезоэлемент возникают высокочастотные колебания. При этом на каждой пластине укладывается половина длины

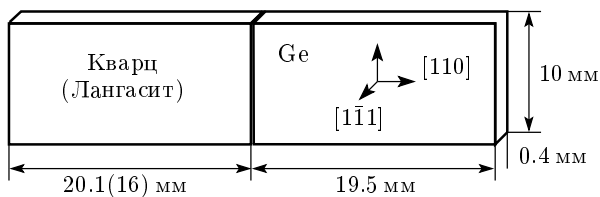


Рис. 3. Схема составного резонатора

упругой волны с максимумами деформации в центре кристалла (рис. 2а). Если паразитные колебания не возбуждаются, то амплитуда деформации является простой синусоидальной функцией в пространстве и времени, как показано на рис. 2б. На границу раздела приходится узел деформации, что позволяет сохранить высокую добротность резонансной системы и относительно просто генерировать большие амплитуды колебаний.

Резонансная частота германиевой пластины составляла 126 кГц. Размеры пьезоэлектрических элементов подбирались из условия равенства резонансных частот, так как в этом случае возбуждение колебаний наиболее эффективно. С целью получения чистой моды колебаний ширина пьезоэлемента была сделана в несколько раз меньше его длины. Описанная выше схема эксперимента позволяет измерять усредненную по периоду ультразвука кривую дифракционного отражения (КДО), т. е. угловую зависимость интенсивности дифрагированного пучка при малом повороте образца относительно рентгеновского пучка.

2.2. Блок регистрации отраженного пучка

Блок регистрации интенсивности дифрагированного рентгеновского пучка состоял из сцинтилляционного детектора рентгеновских квантов, усилителя с дискриминатором и стробоскопической системы (рис. 4). Такая схема позволяет вести счет рентгеновских квантов, отраженных от исследуемого кристалла, как непрерывно, так и периодически. Счетная часть обрабатывала и преобразовывала сигналы с детектора, а стробоскопическая система позволяла дифференцировать их во времени (т. е. в зависимости от фазы колебаний кристалла).

В экспериментах с использованием стробоскопии синхросигнал с генератора синусоидальных сигналов, возбуждающего кристалл-резонатор, подавался на генератор импульсов, основная задача которого заключалась в формировании импульса, сдвинутого по фазе относительно пришедшего синхросигнала.

Импульсный генератор производил импульсы с частотой колебаний и регулируемым сдвигом по фазе колебаний кристалла-резонатора (ошибка установки фазы колебаний не превышала 10%). Схема совпадения в соответствии с каждым пришедшим импульсом разрешала счетной части начать счет отраженных исследуемым образцом рентгеновских квантов. Временной интервал счета (время регистрации сигнала с детектора) устанавливался на схеме совпадения и в нашем случае составлял одну десятую часть периода колебаний резонатора. Применение описанной выше схемы позволило регистрировать дифрагированный рентгеновский пучок только при определенном, заданном значении фазы колебаний резонатора.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Экспериментальное исследование рентгеноакустического взаимодействия при возбуждении длинноволнового ультразвука было выполнено как с использованием стробоскопии, так и без нее. Как отмечено выше, при отсутствии возбуждения паразитных колебаний амплитуда деформации должна быть простой синусоидальной функцией в пространстве и времени. Если длина кристалла много больше ширины рентгеновского пучка, то, перемещая кристалл относительно рентгеновского пучка, можно изменять распределение (градиент) амплитуды ультразвуковой деформации в пределах ширины рентгеновского пучка.

3.1. Интегральные по времени измерения

Эволюция КДО при сканировании положения рентгеновского пучка по образцу от свободного края до места склейки с пьезопреобразователем, измеренная без стробоскопии, несет информацию о фактическом распределении деформации по длине кристалла. Толщина кристалла-образца соответствовала условию реализации эффекта Бормана с фактором поглощения $\mu t \approx 12$ (μ — линейный коэффициент поглощения, t — толщина кристалла). Изготовленные образцы, т. е. пластины кристаллов германия, имели высокое качество — полуширина КДО была близка к теоретической величине и не превышала 6 угл. с (ошибка в измерении угла составляла менее половины процента, а ошибка измерения интенсивности — не более одного процента) по всей длине пластины. Исключение составлял лишь участок шириной около 3 мм, примыкающий к месту склейки с пьезоэлектрическим кри-

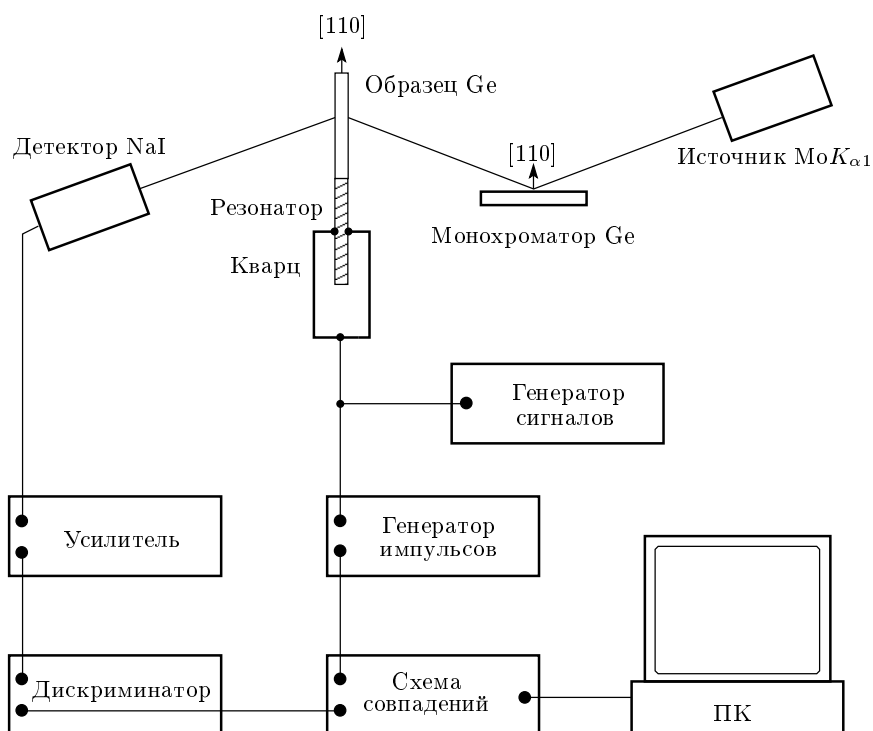


Рис. 4. Общая схема эксперимента для изучения влияния ультразвуковой волны на дифракцию рентгеновского пучка в кристалле

таллом — возбудителем ультразвуковой деформации. На этом участке форма КДО отличалась от гауссовой и имела сильно уширенную асимметричную форму, вызванную неоднородной статической механической деформацией в кристалле германия. При включении ультразвука ширина КДО увеличивалась, но с сохранением интегральной интенсивности. Как оказалось, форма КДО сильно меняется в зависимости от положения рентгеновского пучка на кристалле. Была измерена зависимость полуширины КДО от координаты рентгеновского пучка на образце (рис. 5). Из рис. 5 следует, что на чистую моду деформации, когда на длине образца укладывается половина длины волны возбуждаемого ультразвука, накладывалась коротковолновая модуляция. Это указывает на возбуждение дополнительных паразитных колебаний и позволяет сделать предварительное заключение о реальном распределении деформации по образцу.

Как следует из рис. 5, длина волны паразитной гармоники составляет 2.5 мм. Это расстояние все же много больше ширины рентгеновского пучка на кристалле (0.2 мм). Заметим, что наличие такой модуляции позволило существенно увеличить градиент деформации на отдельных участках кристалла

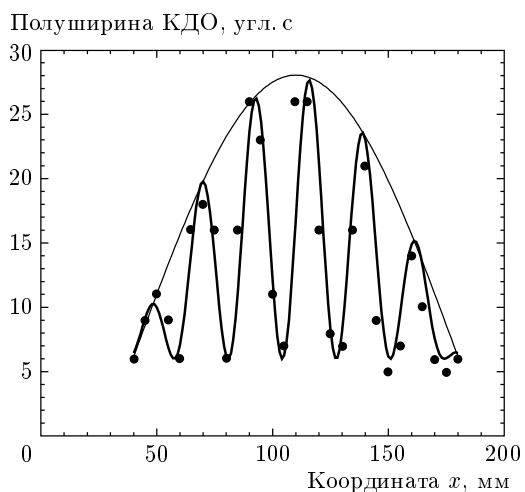


Рис. 5. Зависимость полуширины КДО от места засветки кристалла и предполагаемое распределение деформации в случае чистой моды

по ширине рентгеновского пучка. С другой стороны, при таких условиях можно было добиться ситуации, в которой акустическая деформация компенсирует статическую деформацию, а суммарная деформация оказывается практически однородной в некоторой части образца.

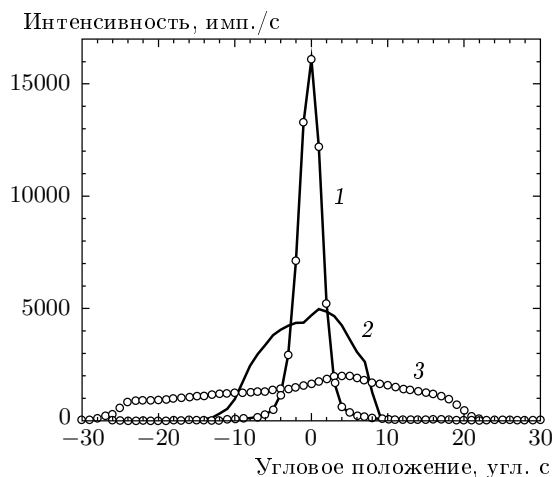


Рис. 6. КДО Ge(220) при различных мощностях ультразвука. Интенсивность ультразвука указана в процентах от максимальной величины: 1 — без звука, 2 — 40 % мощности, 3 — 100 % мощности

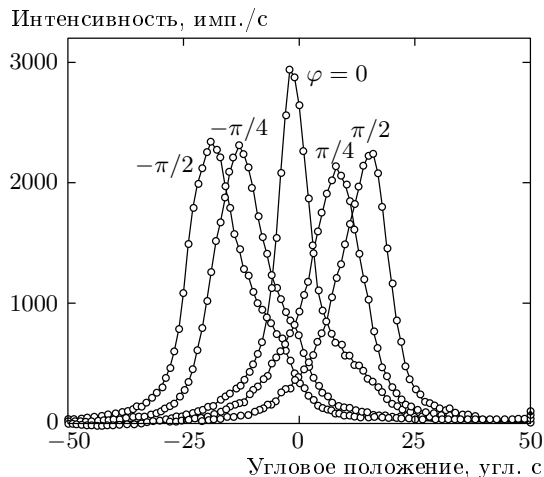


Рис. 8. КДО, измеренные при различных значениях фазы колебаний резонатора. Точки — экспериментальные данные

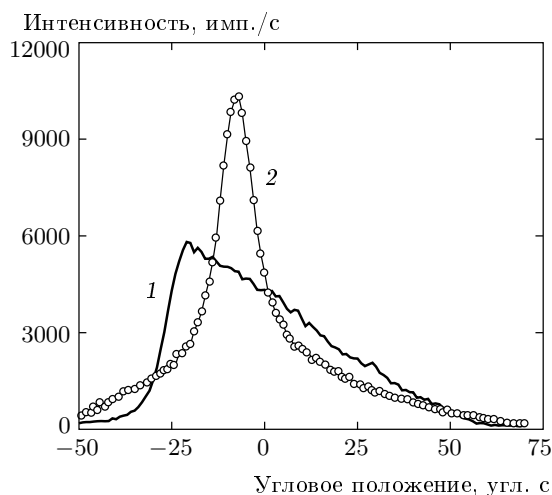


Рис. 7. Воздействие ультразвука на форму КДО кристалла Ge в области склейки с кристаллом-резонатором: 1 — без звука, 2 — звук включен

На участках, близких к максимумам деформации при включенном ультразвуке, кривые дифракционного отражения имели сильно уширенный характер (при используемых амплитудах ультразвука — почти на порядок) (рис. 6). На участках с сильным линейным градиентом ультразвуковой деформации форма КДО отличалась асимметрией.

Весьма интересный эффект был обнаружен на статически напряженном участке (вблизи склейки с пьезоэлектрическим возбудителем). На этом

участке при выключенном ультразвуке КДО имела треугольную форму с большой полушириной. При включении ультразвука кривая качания из асимметричной треугольной формы с полушириной 50 угл. с сузилась почти до гауссовой кривой с полушириной 15 угл. с (рис. 7).

3.2. Стробоскопические измерения

На нескольких участках кристалла, где распределение деформации имеет характерные особенности, были проведены времяразрешающие (стробоскопические) измерения. Это, во-первых, центральная область с квазиоднородным распределением деформации по апертуре пучка (участок 1). Также были выбраны два участка, где распределение деформации имеет градиентный характер. Один из них близок к свободному концу (участок 2), где полуширина КДО без ультразвука близка к теоретической. Другой (участок 3) был выбран вблизи склейки для исследования эффекта взаимодействия статической и динамической деформации. На каждом участке измерялись серии КДО в зависимости от фазы колебаний резонатора. Применяемая техника позволяла производить стробоскопические измерения с заданной задержкой.

Участок 1. В случае прохождения рентгеновского пучка через середину пластины германия при различных значениях фазы колебаний резонатора измеренные КДО немного уширены (рис. 8). КДО, измеренные в фазах $\varphi = -\pi/2$ и $\varphi = \pi/2$, сдвинуты на

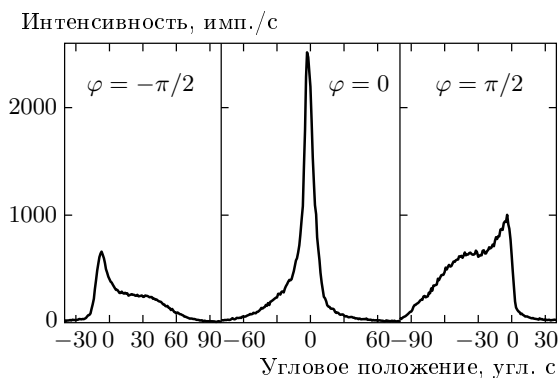


Рис. 9. КДО Ge в геометрии Лауэ для трех характерных значений фазы колебаний на участке кристалла, где градиент деформации, вызванной звуком, имеет почти линейный участок

$-20''$ и $+20''$ относительно КДО, снятой в фазе $\varphi = 0$. Этим сдвигом можно объяснить уширение КДО, измеренной без стробоскопии.

Вследствие периодического изменения параметра кристаллической решетки в кристалле германия меняется брэгговское условие (точнее, угол Брэгга) и центр КДО сдвигается относительно нормального (нулевого) положения. В данном случае максимальное перемещение центра КДО составило $40''$, соответствующее изменение параметра кристаллической решетки составило 0.0023 \AA , а относительное изменение — 0.11% .

Участок 2. На близком к свободному краю участке кристалла, где предполагался линейный градиент деформации, также были проведены измерения для трех характерных значений фазы колебаний. Результаты представлены на рис. 9. КДО, соответствующая нулевому значению фазы колебаний представляет собой немного уширенную КДО кристалла германия при отсутствии ультразвуковых возмущений. Кривые, соответствующие фазам колебаний $\varphi = -\pi/2$ и $\varphi = \pi/2$, записаны в момент времени, когда деформация максимальна. Кривые имеют сложную, ярко выраженную асимметричную форму, близкую к искаженному асимметричному треугольнику. Полуширина КДО в несколько раз превышает полуширину КДО идеального кристалла германия. Анализ КДО дает возможность заключить, что в пределах ширины рентгеновского пучка деформация неоднородна и градиент меняет знак при изменении знака фазы колебания генератора.

Участок 3. На рис. 10 показаны КДО для тех же значений фазы колебаний, но на участке вбли-

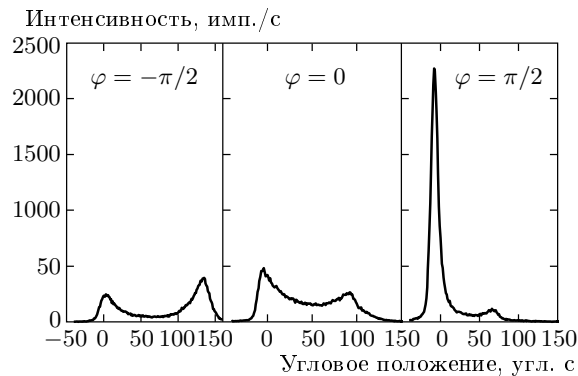


Рис. 10. КДО Ge для трех характерных значений фазы колебаний на статически напряженном участке кристалла

зи границы с пьезоэлементом, где наблюдалось резкое асимметричное уширение КДО невозбужденного кристалла из-за напряжений от склейки. На этом участке, как и в предыдущем случае, градиент деформации, вызванной ультразвуком, имеет почти линейный участок. Кривая, измеренная в фазе $\varphi = 0$, как и в предыдущих случаях, хорошо согласуется с кривой, измеренной без стробоскопии. Она имеет вид двугорбой кривой с небольшим провалом в центре и с максимумами, отстоящими друг от друга приблизительно на $100''$. КДО, измеренная в фазе $\varphi = -\pi/2$, имеет схожую с ней форму, но расстояние между максимумами увеличилось и стало равно приблизительно $140''$. При этом амплитуда большего из максимумов уменьшается, а меньшего возрастает примерно в полтора раза. Наиболее интересный эффект наблюдается при фазе колебаний $\varphi = \pi/2$, когда интенсивность большего максимума возрастает примерно в 10 раз, а меньший максимум становится почти незаметным. Расстояние между максимумами сокращается до $60''$. Анализ полученных кривых дает возможность заключить, что при несовпадении знаков градиентов динамическая деформация, вызванная ультразвуком, частично компенсирует статическую, а при совпадении знаков динамическая деформация усиливает статическую.

4. ТЕОРИЯ

В нашем эксперименте деформация кристалла существенно нарушает однородность пространства в направлении, перпендикулярном направлению распространения рентгеновского пучка, поэтому метод плоских волн, который обычно используется при

расчете угловых зависимостей интенсивности рентгеновских лучей в случае дифракции в идеальных кристаллах, неприменим. Вместо этого надо использовать общую схему, развитую для расчета рентгеновских топограмм или фазово-контрастных изображений (см., например, [11, 12]). В этой схеме на первом этапе выделяют когерентную составляющую излучения, каковой является монохроматическая компонента сферической волны, испускаемой отдельными атомами анода рентгеновской трубки или электронами на орбите в случае синхротронного излучения. Распространение этой волны вдоль выделенной траектории (оптической оси) описывается уравнениями Кирхгофа в пустом пространстве и уравнениями Такаги в кристаллах. В области детектора напряженность электрического поля (амплитуда) этой волны, а также локальная интенсивность (квадрат модуля амплитуды) являются функциями координат и эта зависимость может быть измерена на фотошленке или позиционно-чувствительным детектором. Если детектор считает все фотоны, то регистрируемая безразмерная интенсивность (число фотонов за время измерения) является интегралом по многим параметрам от когерентной интенсивности. Дифференциальную интенсивность надо проинтегрировать по всем длинам волн, по размеру источника с учетом конкретной поперечной позиции каждого атома и по размеру окна детектора. Более того, может быть использован принцип Гюйгенса–Френеля и введен пропагатор не только для пустого пространства, но и для кристалла, описывающий дифракцию точечного источника на поверхности кристалла.

Такая схема расчетов действительно была нами реализована и будет использована в последующих работах. В данной работе деформация в кристалле-образце меняется очень медленно на поперечных расстояниях порядка размеров области дифракционного рассеяния точечного источника, расположенного на поверхности кристалла (так называемой дельты Бормана). Кроме того, из-за достаточно сильного поглощения поперечный размер области дифракции еще более сужается. Поэтому с учетом относительно больших размеров источника и щели, ограничивающей пучок перед кристаллом, с разумной точностью достаточно использовать так называемое «лучевое» приближение (не путать с геометрической оптикой, используемой для когерентного излучения). В этом приближении для каждой длины волны и каждой поперечной координаты (точки) на источнике рассматриваются независимые траектории когерентного рентгеновского пучка в пространстве, а при по-

падании в кристалл этот пучок дифрагирует на локальной области кристалла как плоская волна.

Результатом дифракции такого локального когерентного рентгеновского пучка, встречающегося на своем пути кристалл-монохроматор и образец, является функция, описывающая кривую дифракционного отражения $R(\Delta\theta(s))$. Она безразмерна и представляет собой свертку кривой отражения монохроматора и образца с учетом локального несоответствия параметров кристаллической решетки и углового положения двух кристаллов. Важно, что при использовании бездисперсионной схемы эта функция не зависит от частоты падающего излучения. Более конкретно, аргументом является разность углов Брэгга образца и монохроматора, зависящая от координаты попадания луча в кристалл-образец, так как вследствие деформации в образце угол Брэгга зависит от координаты вдоль поверхности пластины. При таком подходе все когерентные свойства излучения уже включены в данную функцию, а различные траектории «лучей», соответствующие разным точкам источника, разным частотам и разным координатам детектора, предполагаются некогерентными.

Для простоты будем вместо координаты x на кристалле использовать координату s на щели, установленной перед кристаллом. Эти координаты жестко связаны траекторией «луча» и находятся на разных концах участка траектории от щели до кристалла. Так как щель обычно ставится перпендикулярно оптической оси, то

$$s = C_1 x \cos \theta_B,$$

где C_1 — коэффициент, чуть меньший единицы и равный отношению расстояния от источника до щели к расстоянию от источника до кристалла по траектории лучей. Таким образом, имеем

$$\Delta\theta(s) = \Delta\theta_0 - (\Delta d(s)/d) \operatorname{tg} \theta_B,$$

где $\Delta\theta_0$ — угол поворота кристалла-образца относительно монохроматора, т.е. параметр, меняющийся в процессе эксперимента. С другой стороны, $\Delta d(s)$ — это изменение межплоскостного расстояния в образце по сравнению с монохроматором. Этот параметр зависит от деформации в кристалле и заранее неизвестен.

Введем безразмерную нормированную функцию $B(\delta_E)$, описывающую рассматриваемую спектральную линию источника рентгеновского излучения как функцию $\delta_E = \Delta E/E$, где E — энергия фотонов. С другой стороны, для простоты аппроксимируем

как щель, так и источник прямоугольниками, расположенными перпендикулярно траектории, с шириной S и P соответственно, а координату на источнике обозначим p . Каждая траектория начинается в точке p на источнике и заканчивается в точке s на щели. На среднем участке траектория меняет свое направление при отражении в монохроматоре, причем точка на монохроматоре, где это происходит, зависит от частоты фотонов. Отражение происходит в очень узкой области, что и является основанием для использования лучевого приближения. Пройдя щель, пучок после Лауэ дифракции в кристалле существенно расширяется, но для нас это неважно, так как детектор регистрирует интегральную интенсивность. Важна лишь координата прохождения траектории по кристаллу. Рассматривая все возможные траектории для экспериментально измеряемого сигнала, получаем формулу

$$I(\Delta\theta_0) = I_0 \int_{-P/2}^{P/2} dp \int_{-S/2}^{S/2} ds \int_{-\infty}^{\infty} d\delta_E B(\delta_E) \times \delta(s - p - L_B \delta_E) R(\Delta\theta(s)). \quad (1)$$

Здесь в левой части стоит безразмерная интегральная интенсивность (число фотонов), $\delta(x)$ — дельта-функция, а $L_B = L \operatorname{tg} \theta_B$, где L — полное расстояние от источника до образца, I_0 — дифференциальная интенсивность падающего излучения в расчете на единичную поперечную длину источника и всю ширину спектральной линии. Она, как и дельта-функция, имеет размерность обратной длины. Заметим, что в отсутствие деформации все интегралы дают только коэффициент пропорциональности и результат равен $I_0 P R(\Delta\theta_0)$.

В нашем случае некоторое упрощение возникает из-за того, что функция $R(\Delta\theta(s))$ не зависит ни от координаты источника, ни от энергии фотонов. Благодаря дельта-функции один интеграл сразу вычисляется и результат можно записать в виде

$$I(\Delta\theta_0) = I_0 L_B^{-1} \int_{-S/2}^{S/2} ds F(s) R(\Delta\theta(s)), \quad (2)$$

$$F(s) = \int_{-P/2}^{P/2} dp B((s - p)/L_B).$$

Формулы (1) и (2) еще имеют некоторую общность, и результат существенно зависит от размеров источника и щели через весовую функцию $F(s)$.

В нашем случае $P/2 = S/2 = 100$ мкм, $L_B = 11.4$ см. Таким образом, для центра щели ($s = 0$) максимальное значение аргумента функции под интегралом по координатам источника равно 10^{-3} . Это значение надо сравнить с полушириной спектральной линии $\text{Mo } K_{\alpha 1}$, использованной в эксперименте, равной $3 \cdot 10^{-4}$ [13]. Очевидно, что при таких параметрах функция $F(s)$ равна интегральному значению от спектральной функции практически по всей ширине щели и лишь наполовину уменьшается на краях щели. В первом приближении можно пренебречь ее формой и заменить ее на единицу, что приводит к выражению

$$I(\Delta\theta_0) = I_0 \int_{-S/2}^{S/2} ds R(\Delta\theta(s)). \quad (3)$$

Полученная формула позволяет достаточно просто интерпретировать экспериментальные кривые. Интенсивность отражения при дифракции не зависит ни от длины волны излучения, ни от конкретного положения точечного источника и определяется только локальной разностью углов Брэгга в кристалле и монохроматоре. Процесс суммирования локального коэффициента отражения не зависит от траектории конкретного луча и определяется только общей засветкой каждой точки внутри щели (и, следовательно, на поверхности кристалла). Последняя же оказывается практически однородной в области пространства, ограниченной щелью. Если на ширине пучка деформация однородна, то экспериментальная кривая должна быть равна собственной кривой для идеального кристалла, но положение пика может быть сдвинуто, если деформация не равна нулю. Этот экспериментальный результат представляется очевидным. Если же на ширине пучка деформация неоднородна, то необходимо проинтегрировать интенсивность отражения по ширине пучка с учетом локального несоответствия углов Брэгга в каждой точке.

Эксперимент показал, что некоторые кривые имеют ширину, значительно превышающую ширину собственной кривой отражения. С точки зрения рассматриваемой теоретической модели это означает, что деформация в образце в пределах ширины пучка меняется достаточно сильно, так что область изменения угла Брэгга значительно превышает ширину функции $R(d\theta)$. При анализе таких кривых можно пренебречь шириной функции $R(\Delta\theta)$ и заменить ее на $R_0 \delta(\Delta\theta)$, где R_0 — интеграл от собственной кривой отражения. Физически это означает, что отражается пучок не на всей своей ширине, а только на

той части, где имеет место соответствие углов Брэгга. Реальное значение интенсивности при каждом угле поворота кристалла определяется тем, насколько широкой является эта область. Если предположить, что градиент деформации на ширине пучка не меняет знак, то такое приближение сразу приводит к простым формулам:

$$t = (\Delta d/d) \operatorname{tg} \theta_B = \Delta \theta_0, \quad ds/dt = CI(t), \quad (4)$$

где константа C является нормировочной и легко определяется из размеров угловой и пространственной областей.

Параметр t определяет локальную деформацию, и функция $t(s)$ как раз описывает искомый профиль деформации в пределах ширины пучка. Но реально сначала определяется

$$s(t) = -S/2 + C \int_{t_0}^t dx I(x), \quad (5)$$

$$C = S \left(\int_{t_0}^{t_1} dx I(x) \right)^{-1},$$

где t_0 и t_1 — границы угловой области с заметным значением интенсивности между двумя резкими склонами. Искомая зависимость $t(s)$ легко определяется графически. Она прямо показывает профиль изменения межплоскостного расстояния на ширине пучка.

Такая простая модель, как оказалось, позволяет достаточно надежно восстанавливать профиль деформации на ширине пучка из экспериментальной кривой. Условиям ее применимости наиболее соответствуют экспериментальные кривые, полученные на участке 3 на рис. 10. На рис. 11 показаны три кривые, представляющие профили деформации. Значение деформации определялось из углового положения кристалла, и нулевая отметка устанавливалась соответственно с такой же точностью. Аргументом является позиция точки в пределах области засветки. Верхняя кривая была вычислена по формулам (4), (5) из экспериментальной кривой для фазы $\varphi = -\pi/2$, а средняя кривая — из кривой для фазы $\varphi = 0$. Очевидно, что во втором случае в кристалле имеется только статическая деформация, а в первом случае на статическую деформацию накладывается еще и ультразвуковая деформация. Обе деформации имеют один и тот же знак, что приводит к еще большему деформированию кристаллической решетки.

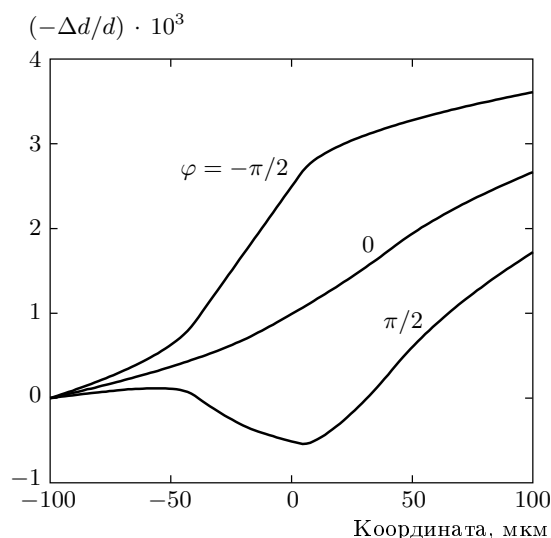


Рис. 11. Профили деформации, рассчитанные с использованием экспериментальных данных для участка вблизи склейки с резонатором, показанных на рис. 10

Заметим, что чисто ультразвуковую деформацию можно получить, вычитая из верхней кривой нижнюю кривую. При этом для фазы $\varphi = \pi/2$ полученный результат надо вычесть из чисто статической деформации. Нижняя кривая на рис. 11 получена в результате такого вычитания. Видно, что она имеет почти плоский участок значительной протяженности в области нулевой деформации. Следовательно, этому участку должен соответствовать резкий пик отражения с шириной, близкой к собственной ширине кривой отражения. Именно это и было обнаружено в эксперименте, что показано на рис. 10. Таким образом, факт компенсации статической и динамической деформаций вполне описывается в рамках предложенной простой модели, несмотря на то что предположение о слабоменяющейся деформации в пределах динамической области дифракции уже находится на грани применимости.

Проведенный теоретический анализ подтверждает предположение, что помимо основной длинноволновой гармоники в кристалле возбуждается паразитная гармоника с меньшим пространственным периодом.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые экспериментально показана возможность как однородной, так и градиентной пе-

риодической во времени модуляции параметра кристаллической решетки длинноволновым ультразвуком. Это в свою очередь дает возможность электронного управления угловым положением и пространственной структурой рентгеновского пучка. При возбуждении ультразвука в составном резонаторе с тонким измеряемым образцом была обнаружена паразитная деформация с заметно меньшим периодом. Этот вопрос должен быть изучен более подробно. Показана возможность компенсации статической деформации за счет созданной ультразвуком динамической деформации в кристалле.

Построена простая теоретическая модель дифракции рентгеновских лучей на кристалле с пространственно-неоднородной деформацией вдоль поверхности образца, создаваемой длинноволновой ультразвуковой волной. Как оказалось, модель позволила описать экспериментальные кривые даже в том случае, когда деформация изменяется относительно быстро.

Авторы выражают благодарность О. П. Алешко-Ожевскому, А. А. Ломову и Э. Х. Мухамеджанову и за помощь в проведении эксперимента и обсуждение результатов. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-02-0817 офи-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Р. Энтин, Письма в ЖЭТФ **26**, 392 (1977).
2. A. Hauer and S. J. Burns, Appl. Phys. Lett. **27**, 524 (1975).
3. Д. В. Рощупкин, Р. Тукулу, М. Брюнель, В. В. Щелоков, *Материалы всероссийского совещания «Рентгеновская оптика»*, Нижний Новгород (1999), т. 1, стр. 83.
4. D. Shilo, E. Lakin, E. Zolotoyabko, J. Hartwing, and J. Baruchel, Synchrotron Rad. News **15**, 17 (2002).
5. E. Zolotoyabko and J. P. Quintana, Rev. Sc. Instrumentents. **75**, 699 (2004).
6. R. Tucoulou, D. V. Roshupkin, O. Mathon, I. A. Schelokov, M. Brunel, E. Ziegler and C. Morawe, J. Synchrotron Rad. **5**, 1357 (1998).
7. M. A. Navasardyan, Appl. Cryst. **34**, 763 (2001).
8. V. L. Nosik and M. V. Kovalchuk, Nucl. Instr. Meth. A **405**, 480 (1998).
9. В. Л. Носик, М. В. Ковальчук, Поверхность **1**, 91 (2000).
10. М. В. Ковальчук, Э. К. Ковьев, З. Г. Пинскер, Кристаллография **20**, 142 (1975).
11. V. G. Kohn, I. Snigireva, and A. Snigirev, Phys. Stat. Sol. B **222**, 407 (2000).
12. В. Г. Кон, ЖЭТФ **124**, 224 (2003).
13. М. Ф. Блохин, И. Г. Швейцер, *Рентгеноспектральный справочник*, Наука, Москва (1982), с. 376.