

УДК 548.732

ДИФРАКЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ПУЧКА В МОНОКРИСТАЛЛЕ КВАРЦА АТ-СРЕЗА ПРИ АКУСТИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ НА ОСНОВНОЙ ЧАСТОТЕ

В.К. МИРЗОЯН, А.А. ЕГИАЗАРЯН, В.Н. АГАБЕКЯН, П.В. МИРЗОЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван

(Поступила в редакцию 19 ноября 2007 г.)

Экспериментально исследована дифракция рентгеновского излучения на разных атомных плоскостях монокристалла кварца АТ-среза в геометрии Лауэ, когда в кристалле возбуждены акустические волны на первой резонансной (основной) частоте. Акустические волны приводят к увеличению интегральной интенсивности дифрагированно отраженного пучка. Измерены коэффициенты усиления отраженной интенсивности в зависимости от амплитуды переменного напряжения с резонансной частотой, приложенной к кристаллу. Получены фронтальные распределения интенсивности дифрагированно отраженного пучка для разных атомных плоскостей.

Для дальнейшего развития современных технологий получение монохроматического электромагнитного излучения ангстремного диапазона длин волн с высокой коллимацией, большой интенсивностью и управляемыми параметрами имеет важное значение. Вышеуказанные требования могут быть обеспечены переходным излучением с управляемыми параметрами свойств кристалла-рассеивателя. Для достижения этой цели нами исследованы монокристаллы кварца разных срезов, при акустическом возбуждении высокой гармоникой резонансной частоты. Стоячие акустические волны внутри кристалла изменяют свойства кристалла, выявляя ряд новых эффектов: эффект полной переброски рентгеновских лучей, эффект полной прозрачности кристалла, управляемая фокусировка и дефокусировка отраженного пучка, низкочастотная модуляция интенсивности дифрагированных пучков (проходящего и отраженного), создание периодического изменения диэлектрической проницаемости по толщине кристалла и т.д.

Эффект полной переброски впервые был обнаружен в работе [1]. Авторы этой работы сделали количественный анализ интенсивностей проходящего и отраженного дифрагированных рентгеновских пучков в геометрии Лауэ, для тонких кристаллов ($\mu t \approx 1$, где μ – линейный коэффициент поглощения, t – толщина монокристалла). Экспериментально было показано, что при определенной величине параметров внешнего воздействия интенсивность проходящего пучка полностью перебрасывается в направление отраженного пучка, что и называется эффектом полной переброски.

В работе [2] исследовано соотношение интенсивностей падающего, проходящего и отраженного рентгеновских пучков в геометрии Лауэ для тонких кристаллов при падающей плоской волне. Показано, что в зависимости от величины приложенного температурного градиента, коэффициент линейного поглощения уменьшается и суммарная интенсивность проходящего и отраженного пучков увеличивается на 30%. В работе [3], выполненной с использованием синхротронного пучка, показано, что кристалл-отражатель становится полностью прозрачным при определенной величине амплитуды электрического поля резонансной частоты пьезокристалла.

В работах [4-6] показано, что отраженный рентгеновский пучок фокусируется или дефокусируется в зависимости от параллельного или антипараллельного расположения векторов дифракции и температурного градиента, приложенного перпендикулярно отражающим атомным плоскостям, а местонахождение фокуса зависит от величины температурного градиента.

Низкочастотная модуляция интенсивности рентгеновского излучения с целью передачи и приема звуковых сигналов была осуществлена в работе [7]. В работах [8,9] исследовано периодическое изменение диэлектрической проницаемости монокристалла кварца по толщине при акустическом возбуждении высокой гармоникой резонансной частоты. Рентгенодифракционным методом зафиксированы картины стоячих акустических волн.

В настоящей работе экспериментально изучено поведение рентгеновских пучков, дифрагированных на разных атомных плоскостях монокристалла кварца АТ-среза в геометрии Лауэ, когда в кристалле возбуждены акустические волны на основной частоте. Схема эксперимента приведена на рис.1. На расстоянии 15 мм от источника рентгеновского излучения 1 поставлена щель 2 шириной 0.25 мм. Прошедший через нее пучок отражается по Брэггу от атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ кварца 3. На пути монохроматизированных пучков $MoK_{\alpha 1}$ и $MoK_{\alpha 2}$ размещена щель 4 шириной 0.1 мм на расстоянии 110 мм от монохроматора, которым экранируется излучение $MoK_{\alpha 2}$. Монохроматизированный и коллимированный пучок $MoK_{\alpha 1}$ падает на кварцевый резонатор 6 АТ-среза толщиной 0.97 мм, который смонтирован на расстоянии 170 мм от монохроматора. Коэффициент линейного поглощения кварца для MoK_{α} излучения равен 10.4 см^{-1} . Интенсивность падающего пучка $MoK_{\alpha 1}$ постоянна и равна 205000 имп/сек. Получены отражения от атомных плоскостей $(2\bar{1}\bar{1}0)$, $(3\bar{1}\bar{2}1)$, $(10\bar{1}\bar{1})$, $(1\bar{1}\bar{2}\bar{3})$ и $(01\bar{1}\bar{2})$ кварцевого резонатора, которые почти перпендикулярны АТ-срезу. Взаимное расположение этих атомных плоскостей и измеренные параметры приведены в табл.1, где указаны углы Брэгга для рассмотренных плоскостей кварца для излучения $MoK_{\alpha 1}$ и отраженные интенсивности, полученные при отсутствии внешних воздействий.

Табл.1.

Атомная плоскость	(2 $\bar{1}0$)	(3 $\bar{1}2\bar{1}$)	(10 $\bar{1}$)	(1 $\bar{1}2\bar{3}$)	(01 $\bar{1}2$)
Угол с АТ-срезом	90°	90°57'	92°4'	92°42'	92°50'
Угол с (2 $\bar{1}0$)	0°	19°45'	47°7'	72°48'	90°
Угол Брэгга для излучения MoK $_{\alpha 1}$	8°18'	13°19'	6°6'	14(9'	8°57'
Отраженная интенсивность I_D^0 , имп./сек	1500	1100	2800	550	600

С помощью генератора 5 (рис.1) в кристалле возбуждаются акустические колебания на основной частоте. Частотомер 7 и осциллограф 8 предназначены для точного измерения частоты и амплитуды переменного напряжения, приложенного к кристаллу. Эта частота для рассмотренного кристалла равна 1.799631 МГц.

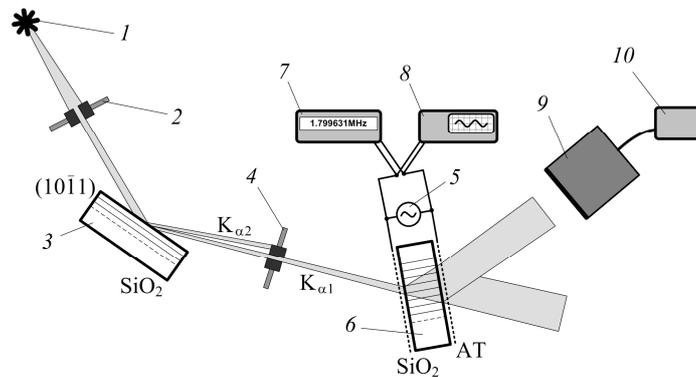


Рис.1. Схема эксперимента. 1 – источник рентгеновского излучения, 2, 4 – щели, 3 – SiO₂ брэгговский монохроматор, 5 – высокочастотный генератор, 6 – исследуемый образец кварца АТ-среза, 7 – частотомер, 8 – осциллограф, 9 – сцинтилляционный детектор рентгеновского излучения, 10 – блок регистрации.

Во всех случаях акустические колебания приводят к увеличению интегральной интенсивности отраженного пучка. Измерены коэффициенты усиления этой интенсивности $k = I_D^{\Omega} / I_D^0$ (где I_D^{Ω} – интенсивность отраженного пучка при акустическом воздействии) для разных величин амплитуды U_a переменного электрического напряжения резонансной частоты. Результаты приведены на рис.2. Как видно, начиная с некоторого значения амплитуды переменного напряжения, коэффициент усиления насыщается. Для разных атомных плоскостей эти значения разные.

Получены фронтальные распределения интенсивностей дифрагированных отраженных пучков для вышеуказанных атомных плоскостей. Картины фронтальных сечений отраженных пучков приведены на рис.3. Как видно, при отражении от плоскостей (2 $\bar{1}0$),

$(3\bar{1}\bar{2}\bar{1})$, $(10\bar{1}\bar{1})$ и $(11\bar{2}\bar{3})$ получают две интенсивные полосы на краях рефлекса, а в середине интенсивность мала. При отражении от плоскости $(01\bar{1}\bar{2})$ получается наоборот – в середине рефлекса интенсивность больше, чем на краях.

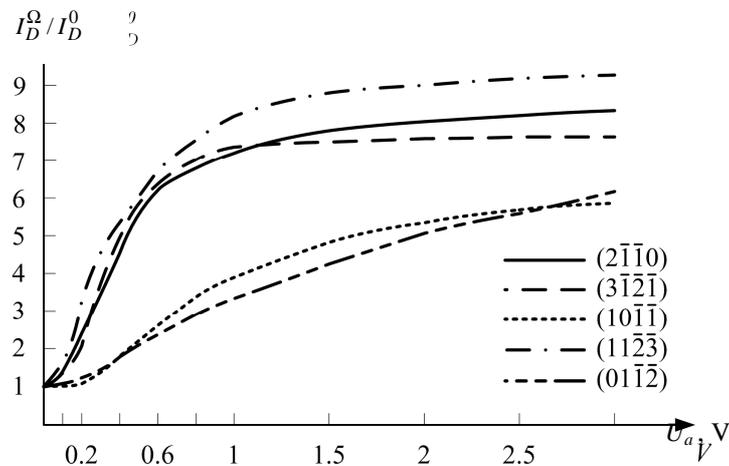


Рис.2. Зависимости коэффициента усиления от амплитуды переменного напряжения резонансной частоты для разных атомных плоскостей.

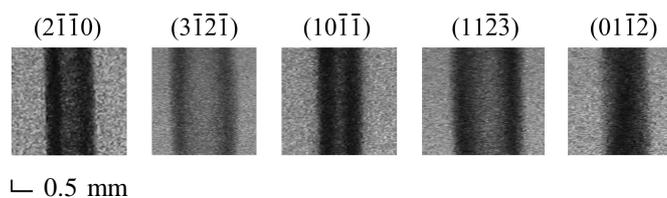


Рис.3. Картины фронтальных сечений дифрагированного отраженного пучка при акустическом возбуждении кристалла основной резонансной частотой с амплитудой 3.5 В для разных атомных плоскостей.

Как известно [9-11], в кварцевом резонаторе АТ-среза возбуждаются акустические колебания сдвига по толщине, причем механические колебания перпендикулярны плоскостям $(2\bar{1}\bar{1}0)$. На рис.4 приведена часть резонатора и его деформация при возбуждении на основной частоте. При этом в толщине кристалла содержится одна полудлина стоячей волны. Исходя из взаимных расположений рассмотренных атомных плоскостей, можно сказать, что при таких деформациях все атомные плоскости будут изгибаться синусоидальным образом, кроме $(01\bar{1}\bar{2})$, которая параллельна механическим колебаниям. При отражении от искривленных плоскостей на поверхностях кристалла отклонения от условия Брэгга не будет, а в середине кристалла оно будет максимальным. Таким образом, в отраженном пучке будут возникать две полосы интенсивности, соответственно двум антиузлам стоячей акустической волны на поверхностях кристалла.

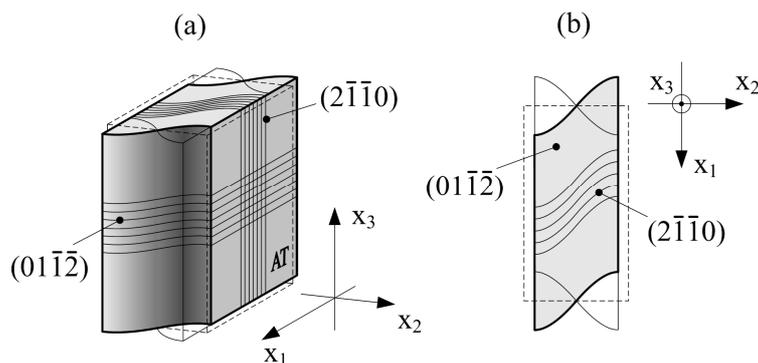


Рис.4. Изображение отражающих атомных плоскостей $(2\bar{1}\bar{1}0)$ и $(01\bar{1}\bar{2})$ в кварце АТ-среза для деформированного состояния при акустическом возбуждении на основной резонансной частоте.

Увеличение интегральной интенсивности отраженного пучка при искривлении атомных плоскостей можно объяснить следующим явлением. В реальных условиях эксперимента падающая волна не может быть идеально плоской и монохроматичной. Это приводит к тому, что при максимальном отражении интенсивности от атомных плоскостей общий пучок не удовлетворяет условию Брэгга точно. Если этот пучок представить как совокупность лучей с разными направлениями и длинами волн, то каждый из них будет иметь свое отклонение от точного условия Брэгга. Чем это отклонение будет меньше, тем сильнее луч будет взаимодействовать с кристаллом. Когда отражающие атомные плоскости изогнуты, то для падающего пучка отклонение от условия Брэгга будет разным на разных участках кристалла. Таким образом, искривлением атомных плоскостей можно достичь того, чтобы для любого луча в падающем пучке можно было найти участок кристалла, где точно удовлетворяется условие Брэгга. При этом общий пучок будет сильнее взаимодействовать с кристаллом и, соответственно, отраженная интенсивность будет больше. Для конкретного падающего пучка существует некоторое максимальное искривление отражающих плоскостей, при котором все лучи в падающем пучке будут иметь свои участки точного удовлетворения условия Брэгга. При дальнейшем увеличении искривления атомных плоскостей отраженная интенсивность не будет увеличиваться. Как видно из рис.2, для разных атомных плоскостей мы имеем разные пороги амплитуды переменного напряжения, после чего начинается насыщение отраженной интенсивности. Например, для плоскости $(01\bar{1}\bar{2})$ интенсивность не насыщается. Это свидетельствует о том, что увеличение амплитуды переменного напряжения в рассмотренных пределах приводит к увеличению деформации.

Особый интерес представляет собой усиление общей интенсивности при отражении от плоскости $(01\bar{1}\bar{2})$, которая не изгибается акустическими колебаниями. Такое увеличение было получено также в работе [9] при возбуждении кристалла на высоких гармониках. На рис.4 приведена деформация атомных плоскостей $(01\bar{1}\bar{2})$ при возбуждении на основной частоте. При наличии акустических колебаний эти плоскости остаются параллельными и не искривляются.

Увеличение отраженной интенсивности от плоскости $(01\bar{1}\bar{2})$ можно объяснить увеличением плотности электронов в отражающей плоскости. Поскольку при акустическом

возбуждении плоскости, параллельные поверхностям кристалла, остаются параллельными себе, то можно считать, что линейная плотность электронов не меняется в направлении, параллельном x . Из рис.4 видно, что в кварцевом резонаторе АТ-среза толщина кристалла изменяется при акустических колебаниях (пунктирные линии показывают недеформированное состояние кристалла). При максимальной деформации толщина кристалла минимальна. Это явление нетрудно понять, если представить, что в плоскости $(01\bar{1}2)$ имеем линии, параллельные x , на которых размещены атомы. Если при деформации расстояние между соседними атомами на линии не меняется, то длина линии не будет меняться (рис.4b). Естественно, при этом толщина кристалла будет уменьшаться. В реальном случае при акустических колебаниях расстояние между соседними атомами будет меняться, но всегда упругие связи между атомами приведут к уменьшению толщины. При таких деформациях будем иметь увеличение линейной плотности электронов в направлении, параллельном x . Так как плотность электронов не меняется в направлении, параллельном x , то можно сказать, что в плоскости $(01\bar{1}2)$ будет иметь место увеличение плотности электронов. Этим можно объяснить усиление интенсивности отраженного пучка. Поскольку при возбуждении на основной частоте мы имеем синусоидальную деформацию, а в толщине кристалла содержится одна полудлина стоячей волны, то в середине кристалла увеличение плотности электронов будет больше, чем в краевых областях. Это и объясняет то, что при отражении от плоскости $(01\bar{1}2)$ в середине фронтального сечения отраженного пучка интенсивность больше, чем на краях (рис.3).

Как известно [12], поглощение электромагнитного излучения веществом обусловлено мнимой частью комплексной диэлектрической проницаемости среды. Поскольку в работе [3] наблюдался эффект почти полной прозрачности монокристалла кварца в ангстремном диапазоне длин волн под влиянием акустического поля (без акустического поля поглощается 40% падающей интенсивности, а при наличии акустического поля поглощение составляет 3.5%), то можно подтвердить, что мнимая составляющая комплексной диэлектрической проницаемости монокристалла стремится к нулю. Так как реальная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости взаимосвязаны, то можно утверждать, что меняется и реальная часть. В свою очередь, диэлектрическая проницаемость связана с поляризуемостью монокристалла и, следовательно, при изменении диэлектрической проницаемости меняется и поляризуемость.

Также известно, что структурный фактор F_{hkl} отражающих атомных плоскостей (hkl) зависит от коэффициентов Фурье-разложения поляризуемости монокристалла. А отражающая способность P для атомных плоскостей совершенного монокристалла зависит от модуля структурного фактора. Для кинематического приближения $P \sim F_{hkl}^2$, а согласно динамической теории, $P \sim |F_{hkl}|$.

Из вышеизложенного следует, что при акустическом возбуждении совершенных монокристаллов внешними воздействиями меняется структурный фактор, и, следовательно, меняется отражательная способность атомных плоскостей. Таким образом, исходя из полученных экспериментальных результатов настоящей работы, можно утверждать, что увеличение интенсивности отраженного пучка связано с изгибом отражающих атомных плоскостей и с увеличением отражательной способности отражающих атомных плоскостей.

ЛИТЕРАТУРА

1. **А.Р.Мкртчян, М.А.Навасардян, В.К.Мирзоян.** Письма в ЖТФ, **8**, 677 (1982).
2. **В.К.Мирзоян, С.Н.Норейн.** Тезисы докладов V всесоюзного совещания по когерентному взаимодействию излучения с веществом. Симферополь, 2–8 октября 1990г., с.142.
3. **А.Р.Мкртчян, В.К.Мирзоян, А.Г.Мкртчян** и др. Конверсионный потенциал Армении и программы МНТЦ, международный семинар, 2–7 октября 2000г., доклады, ч.1, с.150-153.
4. **А.Р.Мкртчян, М.А.Навасардян, В.К.Мирзоян** и др. Тезисы докладов III всесоюзного совещания “Когерентное взаимодействие излучения с веществом”. Ужгород, 1985, с.101.
5. **A.R.Mkrtchyan et al.** Solid State Comm., **59**, 147, (1986).
6. **А.Р.Мкртчян, В.К.Мирзоян, А.С.Мелконян** и др. Конверсионный потенциал Армении и программы МНТЦ, международный семинар, 2–7 октября 2002г., доклады, ч.1, с.158-161.
7. **А.Р.Мкртчян, М.А.Навасардян, В.К.Мирзоян** и др. Авторское свидетельство СССР ¹ 1327716, 1 апреля 1987г.
8. **В.К.Мирзоян, Т.Г.Довлатян, П.В.Мирзоян.** Поверхность, ¹ 9, 83 (2002).
9. **В.К.Мирзоян, А.А.Егизарян, Э.Г.Багдасарян, П.В.Мирзоян.** Изв. НАН Армении, Физика, **42**, 355 (2007).
10. **S.Slavov.** IEEE International Frequency Control Symposium, pp.836-843, 1998.
11. **Л.И.Глюкман.** Пьезоэлектрические кварцевые резонаторы. Л., Энергия, 1969.
12. **Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц.** Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982.

X-RAY DIFFRACTION IN AT-CUT QUARTZ SINGLE CRYSTAL AT THE ACOUSTIC EXCITATION WITH FUNDAMENTAL FREQUENCY

V.GH. MIRZOYAN, A.A. YEGHIAZARYAN, V.N. AGHABEKYAN, P.V. MIRZOYAN

X-Ray diffraction from different atomic planes of an AT-cut quartz single crystal in the Laue geometry is studied experimentally when it is excited with acoustic waves at the first resonant (fundamental) frequency. Acoustic waves result in the increase in the intensity diffracted in the reflection direction. The amplification coefficients for the reflected intensity are measured depending on the AC voltage amplitude with resonant frequency applied to the crystal. The frontal distributions of the intensity in the beam diffracted in the reflection direction are obtained for different atomic planes.