

## ДИФРАКЦИЯ И АНОМАЛЬНОЕ ПРОХОЖДЕНИЕ СВЕТА В ПЛАСТИЧЕСКИ ДЕФОРМИРОВАННОМ СУЛЬФИДЕ КАДМИЯ

*В.Я.Емелин, Н.В.Классен, Ю.А.Осипьян*

Исследована дифракция света на квазипериодической системе полос скольжения в пластически деформированном CdS. В области дислокационного поглощения (560 нм) обнаружено увеличение пропускания, объясняемое проявлением эффекта Бормана в видимой части спектра.

При изучении дислокационной структуры пластически деформированных кристаллов CdS поляризационно-оптическим методом [1] было замечено, что можно реализовать ситуацию, когда дислокации сгруппированы в полосы скольжения (ПС), распределение которых близко к периодическому. В динамической теории дифракции рентгеновских лучей в периодической структуре [2] известны такие явления, как образование периодического волнового поля и аномальное прохождение (эффект Бормана [3]), которые возникают при выполнении условия Вульфа–Брэгга  $2d \sin \theta = m\lambda$  ( $d$  – период между отражающими плоскостями,  $\theta$  – угол между направлением распространения падающей волны и отражающей плоскостью,  $\lambda$  – длина волны,  $m$  – целое число). Описываемые ниже эксперименты показывают, что аналогичные эффекты наблюдаются при распространении света в пластически деформированных кристаллах CdS.

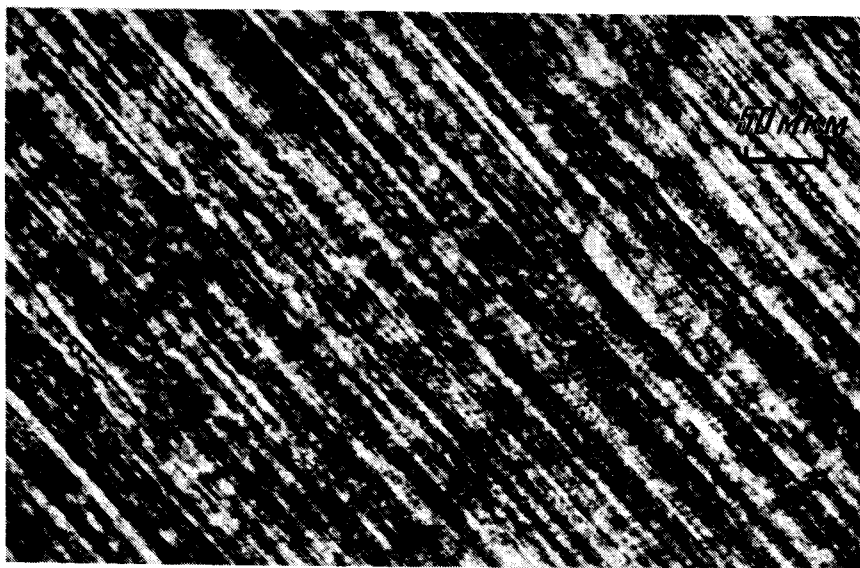


Рис.1. Мелкопериодная модуляция интенсивности на выходной грани кристалла, наблюдаемая с помощью микроскопа

Образцы CdS подвергались пластической деформации сжатием на несколько процентов по призматическим плоскостям скольжения типа  $\{10\bar{1}0\}$  [4]. При этом возникала характерная ступенька в спектре пропускания, наблюдаемая в области 560 нм при поляризации света параллельно ПС [5]. Образцы после деформации механически полировались. Полосы скольжения были перпендикулярны лицевым граням с точностью до нескольких градусов.

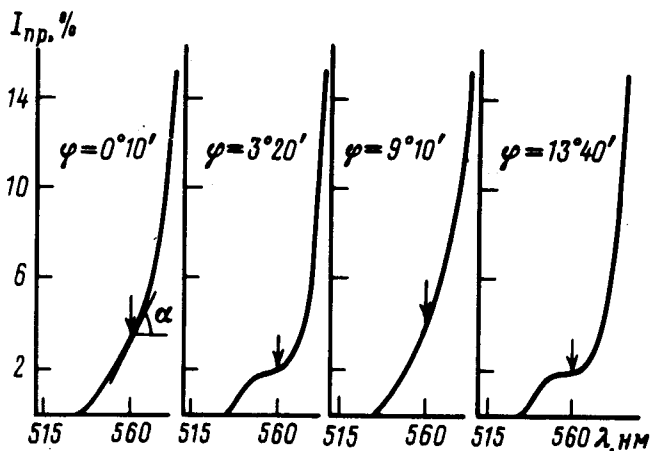


Рис.2. Изменения спектра пропускания в зависимости от  $\phi$ .  $I_{\text{пр}}$  — пропускание в процентах

Свет от монохроматора преобразовывался в параллельный пучок и, пройдя через поляририд, падал на лицевую грань кристалла. Образец устанавливался на поворотном столике гониометра, что позволяло плавно менять угол между волновым вектором света и ПС.

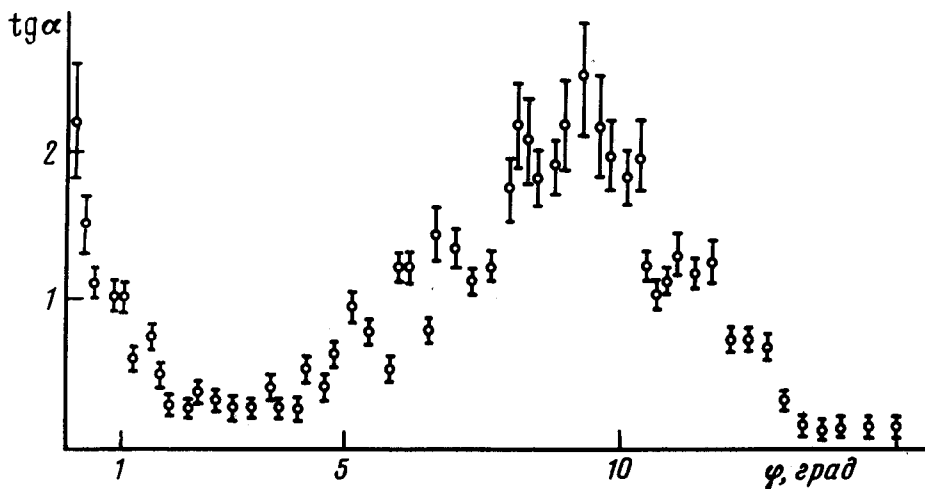


Рис.3. Зависимость  $\text{tg } \alpha$  от

Основные результаты эксперимента следующие. 1) В ряде образцов распределение интенсивности света на выходной грани кристалла имело вид полос, параллельных ПС, причем контрастность картины зависела от угла падения света  $\phi$  на лицевую грань. На фотографиях (рис.1) показано распределение интенсивности на выходной грани образца толщиной 7 мм ( $\lambda = 633$  нм). Видна мелкопериодная модуляция интенсивнос-

ти с периодом около 4 мкм, на которую наложены биения более крупного масштаба. Мелкопериодная модуляция была видна только в двух угловых положениях кристалла, при отклонении от этих углов она исчезала. Указанные угловые положения зависели от длины волны, в частности, на 560 нм они составляли 0 и 9°. 2) В спектральной области 560 нм при поляризации света параллельно ПС наблюдались также изменения интегрального пропускания света образцом при изменении угла  $\phi$ . Спектры пропускания для четырех значений угла  $\phi$  показаны на рис.2. Видно, что на углах 3°20' и 13°40' в спектре пропускания наблюдается характерная ступенька, отсутствующая на углах 0°10' и 9°10'. При изменении  $\phi$  происходил плавный переход от одного вида спектра к другому. Характерно, что ступенька в пропускании отсутствует на тех углах  $\phi$ , когда на выходной грани появляется мелкопериодная модуляция интенсивности. В качестве параметра, характеризующего изменения в спектре пропускания, был выбран тангенс угла наклона касательной ( $\text{tg } \alpha$ ) в точке 560 нм (рис.2). На рис.3 приведена зависимость  $\text{tg } \alpha$  от  $\phi$ . В двух угловых положениях  $\text{tg } \alpha$  имеет максимумы, соответствующие увеличению пропускания образца.

Два положения кристалла (разделенные угловым расстоянием  $\Delta\phi = 9^\circ$ ), в которых возникает мелкопериодная модуляция интенсивности, отвечают, видимо, двум симметричным брэгговским отражениям первого порядка. В этом случае угол Брэгга  $\theta = \Delta\phi/2 = \pm 4,5^\circ$  соответствует периоду дифракционной картины  $d = 4$  мкм (для  $\lambda = 560$  нм). Это соответствие позволяет утверждать, что, аналогично случаю рентгеновских волн, в пластически деформированных кристаллах за счет многократного рассеяния света на квазипериодической системе ПС при выполнении условия Вульфа – Брэгга образуются две системы стоячих волн, которые и дают мелкопериодную модуляцию интенсивности. Если поляризация и длина волны света соответствуют дислокационному поглощению, на брэгговских углах должно наблюдаться аномальное прохождение, так как одна стоячая волна имеет пучности поля между ПС, где плотность дислокаций понижена, что объясняет результаты, приведенные на рис.2 и рис.3. В оптическом диапазоне аналог эффекта Бормана наблюдался также на голографических решетках [6, 7].

Таким образом, дислокационная структура пластически деформированного CdS оказывается достаточно периодичной для того, чтобы возникли периодическое распределение волнового поля и аномальное прохождение электромагнитных волн видимого диапазона.

Авторы благодарны В.В.Аристову за полезное обсуждение результатов работы.

Институт физики твердого тела  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
27 января 1981 г.

### Литература

- [1] Н.В.Класен, Л.Л.Красильникова, Ю.А.Осипьян. ФТТ, 17, 1118, 1975.
- [2] В.И.Иверонова, Г.П.Ревкевич. Теория рассеяния рентгеновских лучей. М., изд. МГУ, 1978.

- [3] Bormann. *Z. Phys.*, 127, 297, 1950.
- [4] Yu.A.Osipyan, I.S.Smirnova. *Phys. Stat. Sol.*, 30, 19, 1968.
- [5] Н.В.Классен, Ю.А.Осипьян. *ФТТ*, 14, 3694, 1972.
- [6] V.V.Aristov, V.Sh.Shekhtman, V.B.Timofeev. *Phys. Lett.*, 28A, 10, 700, 1969.
- [7] E.N.Leith, J.Upatnieks, A.Kozma, J.Marks, N.Massey. *Appl. Opt.*, 5, 1303, 1966.
-