

ԵՐԵՎԱՆԻ ԳՐԱԳՐԱԿԱՆ ԻՆՏԵՐՆԱԿԱՆ  
ԵՐԵՎԱՆՍԿԻ ԲՈՒՄԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ

ЕФИ-258(51)-77

№ 98 10424

И.П.КАРАБЕКОВ, Д.Л.ЕГИКЯН, Р.А.МИКАЭЛЯН,  
В.Г.БАГДАСАРЯН, Л.И.ДАЩЕНКО<sup>\*)</sup>

ИЗУЧЕНИЕ С ПОМОЩЬЮ СИНХРОТРОННОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ПОГАСАНИЙ  
ВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ В КЛИНОВИДНОМ КРИСТАЛЛЕ  
КРЕМНИЯ

ԱՐՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ

1977



ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Препринт ЕФИ-258(51)-77

И.П.КАРАБЕКОВ, Д.Л.ЕГИКЯН, Р.А.МИКАЭЛЯН,  
В.Г.БАГДАСАРЯН, Л.И.ДАЦЕНКО<sup>\*</sup>)

ИЗУЧЕНИЕ С ПОМОЩЬЮ СИНХРОТРОННОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛЯ РИЗАЦИОННЫХ ПОГАСАНИЙ  
ВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ В КЛИНОВИДНОМ КРИСТАЛЛЕ  
КРЕМНИЯ

---

<sup>\*</sup>) ИПАН УССР

Ереван 1977

© Ереванский физический институт, 1977

Динамическая теория рассеяния рентгеновских лучей предсказывает появление на секционных топограммах клиновидных кристаллов областей погасания, обусловленных биением волновых полей  $\mathcal{E}$  и  $\mathcal{H}$  - поляризаций, когда падающее на кристалл излучение неполяризовано [1]. Эти области погасания хорошо наблюдаются в экспериментах, результаты которых описаны например в [2,3]. В работе [4] было показано, что при падении на кристалл поляризованного излучения, каковым является пучок синхротронного излучения в рентгеновском диапазоне длин волн, области погасания отсутствуют, как для случая  $\mathcal{E}$ , так и  $\mathcal{H}$  - поляризаций.

В промежуточном положении, когда плоскость отражения  $K^* K_1^*$  наклонена под углом  $\chi$  относительно плоскости поляризации падающего пучка,  $K, E$ , в кристалле должно возникнуть эллиптически поляризованное электромагнитное поле, теоретически показанное в [5] и предварительно экспериментально подтвержденное в работе [6]. При этом на секционной топограмме тонкого клиновидного кристалла, как и в случае неполяризованной падающей волны, должны возникнуть области погасания, ширина которых является функцией степеня поляризации, определяемой отношением величин векторов  $E_{\perp}/E_{\parallel}$ . Однако ширина области погасания в зависимости от степени поляризации в длине волны падает от нуля не рассчитывается классической теорией и экспериментальное изучение этого параметра представляет собой значи-

тельный интерес.

В настоящей работе экспериментально исследована зависимость ширины области погасания волнового поля в клиновидном кристалле кремния от степени поляризации и длины волны дифрагированного пучка синхротронного излучения. Работа выполнена на ускорителе электронов Ереванского физического института [7].

Эксперименты проводились в интервале длин волн  $0,53-0,8 \text{ \AA}$  на образце  $Si(110)$ . Ширина области погасания,  $L$ , на топограммах определялась той частью картины, в которой интенсивность интерференционных максимумов спадала до уровня фона. В выбранном интервале длин волн такой результат возникал для различных значений угла  $\psi$ . На рис.1 показаны измеренные значения  $L$  для  $\lambda = 0,53 \text{ \AA}$ ,  $0,66 \text{ \AA}$ ,  $0,8 \text{ \AA}$  соответственно треугольниками, крестиками, кружочками. Интересно отметить, что с увеличением длины волны,  $\lambda$ , и номера области погасания,  $n$ , зависимость  $L(\psi)$  приближается к линейному закону, а абсолютное значение  $L$  уменьшается. Кроме того, с уменьшением  $\lambda$  возрастает градиент  $\frac{\partial L(\psi)}{\partial \psi}$  вблизи значения  $\psi = 45^\circ$ .

Для сравнения с экспериментальными результатами проведены также расчеты расположения центров погасания в зависимости от глубины  $\rho$  и длин волн  $\lambda$  по формуле:

$$(1 - \cos 2\theta_b) \rho / \Lambda_1 \approx \frac{2n+1}{2}, \quad (1)$$

где

$$\Lambda_1 = \frac{\lambda \cos \theta_b}{c |x_h|}$$

Эти центры определены численным методом на ЭВМ БЭСМ-6 с использованием функций распределения интен-

сивности поля по глубине кристалла  $\rho$  [1] :

$$J_g = \frac{2A}{\pi \sin \theta_B} \bar{\beta} \frac{1}{\rho} \cos^2 \left( \bar{\beta} \rho \sin \theta_B - \frac{\pi}{4} \right). \quad (3)$$

Результаты этих вычислений и экспериментально измеренные значения центров погасания для  $\Psi = 45^\circ$  приведены в таблице . В графах  $\theta_B = 8^\circ$  и  $10^\circ$  представлены результаты, соответствующие  $n = 0$  , и  $n = 1$  для  $\theta_B = 12^\circ$ .

Возникшая существенная разница в значениях  $J_{\text{пог}}$ , полученная в экспериментах, и рассчитанная существующим аппаратом теории, говорит о необходимости соответствующего уточнения расчетных теоретических формул, на основании достаточно большого статистического материала с использованием образцов с различными ориентациями отражающих плоскостей.

Интересно, кроме того, отметить тот факт, что картина распределения интерференционных максимумов на топограммах снятых при  $\Psi = 45^\circ$  и  $\Psi = 0$  или  $90^\circ$ , кроме наличия областей погасания, не отличаются. Согласно существующим понятиям [8,9] область погасаний возникает в результате биений двух составляющих поляризации. Эта точка зрения подтверждается тем, что число максимумов интенсивности на топограммах, полученных на пучке синхротронного излучения при  $\delta$  и  $\pi$  - поляризациях вдвое меньше, чем на топограмме того же кристалла, полученного на неполяризованном пучке рентгеновской трубки. В полученных топограммах при  $\Psi = 45^\circ$  наличие области погасания не сопровождается удвоением числа максимумов, в то время, как погасания можно объяснить только наличием двух взаимно перпендикулярных составляющих волнового поля в кристалле.

Полученный результат продемонстрирован на фотографиях рис.2.

Наиболее существенным узлом экспериментальной установки, с помощью которой была осуществлена настоящая работа, является специально изготовленная приставка позволяющая осуществить плавный переход от  $\mathcal{H}$  к  $\mathcal{E}$  - поляризации, показанная на фотографии (рис.3). Ось специального кристаллодержателя (1) закрепляется на стандартной приставке ГП-3. На кристаллодержателе установлены два кронштейна (2,3), независимо concentрически вращающихся вокруг его оси. На одном кронштейне был закреплен коллиматор (4) со щелью  $\approx 30$  мкм. Система крепления коллиматора позволяла осуществить его юстировку параллельно отражающим плоскостям кристалла по максимуму отражения. На втором кронштейне, устанавливаемом под углом  $\approx 2\theta_B$ , относительно падающего пучка, закреплялась фотопластинка (5). После однократной юстировки системы: щель - кристалл - регистратор, изменение  $\Psi$  осуществлялось единственным поворотом с помощью приставки ГП-3.

Таблица

$\lambda, \theta$	$\rho$ пог. экс- пер. (МКМ)	$\rho$ пог. маш. расч. (МКМ)	$\rho$ пог. расч.
$0.53 \text{ \AA}$ $\theta = 8^\circ$	470	638	639
$0.66 \text{ \AA}$ $\theta = 10^\circ$	320	330	339
$0.80 \text{ \AA}$ $\theta = 12^\circ$	420	581	579

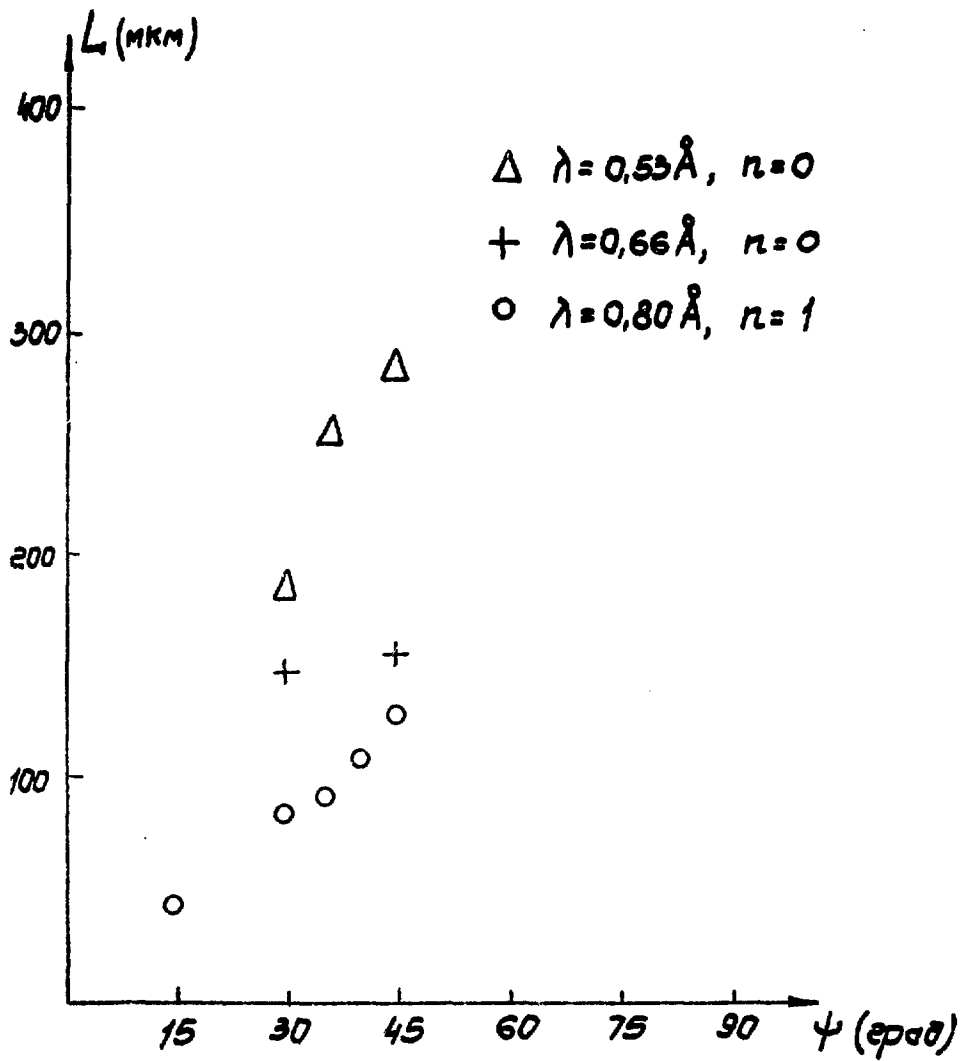


Рис. I



а

$M_0 K \alpha_1$

↑  
Область погасания  
 $n = 1$



б

↑  
Область погасания  
 $n = 0$

Пучок СИ  $\lambda = 0.71 \text{ \AA}$   
 $\psi = 45^\circ$

Рис.2

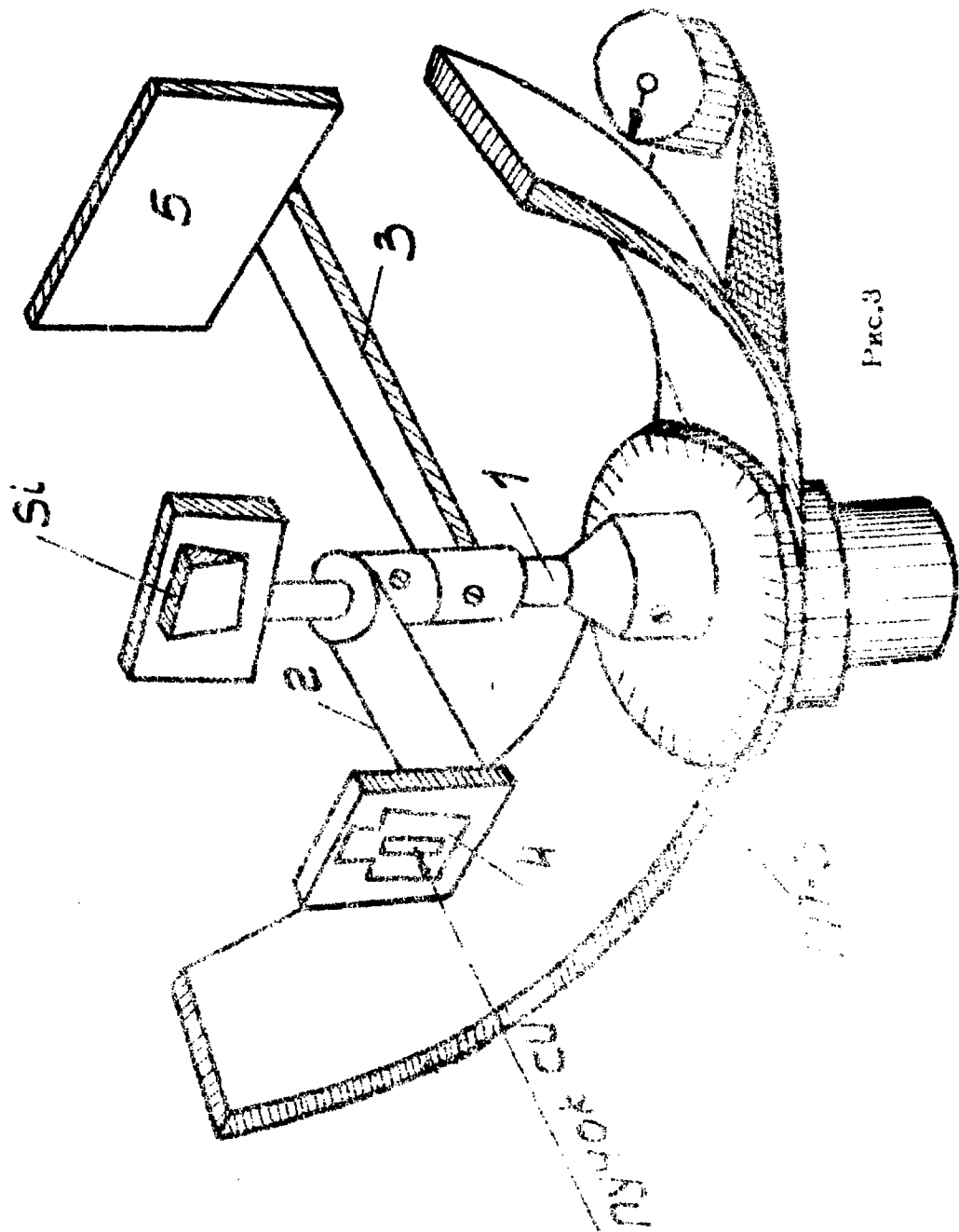


Fig. 3

## ЛИТЕРАТУРА

1. З.Г.Пинскер "Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах", Наука, Москва, 1974.
2. N.Kato and A.R.Lang. Acta Cryst 12, 787 (1959).
3. N.Kato. Acta Cryst 14, 526 (1961)
4. Л.И.Даценко, В.Г.Багдасарян, Д.Л.Егикян, И.П.Карабеков, Р.А.Микаэлян. Научное сообщение ЕФИ-240(33)-77.
5. G.Moliere Ann. Phys. 35, 272 (1939)
6. P.Skalicky and C.Malgrange Acta Cryst. A28, 501 (1972)
7. А.И.Алиханян, Ц.М.Авакян, П.А.Безирганян, И.П.Карабеков, М.А.Мартirosян, А.М.Коцинян, С.С.Овакимян, ПТЭ, 3, 39, 1974.
8. M.Hart and A.Lang. Acta Cryst 19, 73 (1965)
9. H.Hattori, H.Kuriyama, N.Kato, J. of the Phys. Soc. of Japan 20, N.6, 1047 (1965).

Рукопись поступила 16-го сентября 1977 г.



Редактор Л.П.Мукаян  
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 1104

ВФ- 06812

Тираж 299

---

Подписано к печати 30/IX-77г. Формат издания 30x40

1,0 уч.изд.л. Ц. 7 к.

---

Издано Отделом научно-технической информации  
Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Мар-  
каряна 2.

индекс 3624