

✓

**ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ**  
**ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ**

---

ЕФИ-384(42)-79

И.П.КАРАБЕКОВ, Д.Л.ЕГИКЯН, Р.А.МИКАЭЛЯН,  
В.Г.БАГДАСАРЯН, Л.И.ДАЦЕНКО, А.Н.ГУРЕЕВ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ С ПОМОЩЬЮ СИНХРОТРОННОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО КОЭФФИЦИЕНТА  
ПОГЛОЩЕНИЯ ГЕРМАНИЯ В СЛУЧАЕ  $\pi$ -ПОЛЯРИЗАЦИИ

**ԵՐԵՎԱՆ 1979 ԵՐԵՎԱՆ**

УДК. 538.56:539.2

И.П.КАРАБЕКОВ, Д.Л.ЕГИКЯН, Р.А.МИКАЭЛЯН,  
В.Г.БАГДАСАРЯН, Л.И.ДАЦЕНКО,\*<sup>1</sup> А.Н.ГУРЕЕВ\*<sup>2</sup>

ОПРЕДЕЛЕНИЕ С ПОМОЩЬЮ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ  
ГЕРМАНИЯ В СЛУЧАЕ  $\pi$  - ПОЛЯРИЗАЦИИ

Настоящая работа посвящена экспериментальному определению ЛКП  $\mu_{\pi}$  германия с использованием синхротронного излучения электронного ускорителя Ереванского физического института. Величина  $\mu_{\pi}$  определялась путем измерения интенсивности Лауэ дифракции от толстого кристалла в плоскости орбитального движения электронов и в плоскости перпендикулярной к ней. Полученное значение  $\mu_{\pi} = 30,1 \text{ см}^{-1}$  хорошо согласуется с расчетным значением, равным  $28,9 \text{ см}^{-1}$ .

Ереванский физический институт  
Ереван 1979

---

\*<sup>1</sup> Институт полупроводников АН УССР

I.P.KARABEKOV, D.L.EGIKYAN, R.A.MIKAELYAN,  
V.G.BAGDASARYAN, L.I.DATSENKO\*, A.N.GUREEV\*

DETERMINATION OF INTERFERENCE COEFFICIENT OF  
GERMANIUM ABSORPTION IN THE CASE OF COEFFI-  
CIENT BY MEANS OF SYNCHROTRON RADIATION

The present work is devoted to experimental determina-  
tion of ICA  $\mu_{i\pi}$  of germanium using synchrotron radiation of  
the Yerevan electron accelerator. The value of  $\mu_{i\pi}$  was de-  
termined using the measurements of the Laue diffractions in-  
tensity in both electron orbit and the perpendicular planes.  
The obtained value  $\mu_{i\pi} = 30.1 \text{ cm}^{-1}$  well agrees with the cal-  
culated one which is equal to  $28.9 \text{ cm}^{-1}$ .

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1979

---

\* The Institute of Semiconductors of Academy of Sciences  
of Ukr.S.S.R.

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-384(42)-79

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

ОПРЕДЕЛЕНИЕ С ПОМОЩЬЮ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ  
ГЕРМАНИЯ В СЛУЧАЕ  $\mathcal{J}$  - ПОЛЯРИЗАЦИИ

---

ж) Институт полупроводников АН УССР

Ереван 1979

© *Ереванский физический институт, 1979*

Открытие эффекта аномального поглощения рентгеновских лучей [1,2] привело к дальнейшему развитию динамической теории рассеяния поглощающего кристалла [3-5], и позволило вплотную подойти к экспериментальному исследованию распространения волновых полей внутри кристалла.

В настоящему времени опубликован ряд работ, в которых представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований [6-10], позволяющих описать форму распределения волновых полей в идеальном кристалле и в кристаллах с наличием дефектов.

В этих работах было отмечено, что даже незначительные нарушения периодичности кристаллической структуры сильно влияют на эффект аномального прохождения. В работе [8] теоретически и экспериментально показано, что в приближении толстого кристалла интенсивность динамического рассеяния является экспоненциальной функцией толщины кристалла. Показателем экспоненты,  $\mu_i$ , является интерференционный коэффициент поглощения (ИКП), который связан с параметрами кристалла, падающего пучка и кинематикой рассеяния выражением:

$$\mu_i = \frac{\mu_0}{\cos \theta} (1 - c \epsilon_0 e^{-M}), \quad (I)$$

где  $\mu_0$  - нормальный коэффициент фотоэлектрического поглощения,  $\theta$  - угол Брэгга,  $e^{-M}$  - температурный фактор Дебая-Валлера,  $\epsilon_0$  - отношение мнимых частей коэффициентов Фурье поляризуемости кристалла,  $\lambda$ , для  $h$ -го и "нулевого" отражения ( $\epsilon_0 = \chi_{hi} / \chi_{0i}$ ),  $C$  - поляризационный множитель.

Во всех упомянутых работах в качестве параметра  $\mu_i$  используется ИКП нормально поляризованной ( $\epsilon$  - поляризация) волны, для которой поляризационный множитель равен 1. Значение  $\mu_{i\epsilon}$  для Ge измерено в широком интервале длин волн, включая область  $K$ -края поглощения [11] и величина его удовлетворительно согласуется с расчетами. Поглощение волнового поля  $\pi$  - поляризации описывается ИКП  $\mu_{i\pi}$ , для которого  $C = \cos 2\theta$  [12]. Из (I) следует, что  $\mu_{i\pi}$  существенно больше  $\mu_{i\epsilon}$ . Исходя из этого можно предположить, что интенсивность  $\pi$  - поляризованной волны будет более чувствительна к нарушениям решетки, чем нормально поляризованная волна ( $\epsilon$  - поляризация). Экспериментальные данные по измерению  $\mu_{i\pi}$  в настоящее время отсутствуют. Это вызвано тем обстоятельством, что на практике, при использовании традиционных источников рентгеновского излучения  $\pi$  - составляющая сильно поглощается, и так как излучение рентгеновских трубок имеет круговую поляризацию, то в дифрагированном пучке доля этой составляющей ничтожна.

Для определения  $\mu_{i\pi}$  с помощью выделенного поляризован-

ного излучения необходимо после кристалла поляризатора установить исследуемый толстый кристалл, ориентированный в положение, при котором в нем возбуждается  $\pi$  - поляризованная волна. Однако, большое значение  $\mu_{i\pi}$  и малая интенсивность подающего поляризованного излучения [13, 14] практически исключают возможность сколько-нибудь точного измерения значения  $\mu_{i\pi}$ .

Настоящая работа посвящена экспериментальному определению  $\mu_{i\pi}$  с использованием синхротронного излучения (СИ) электронного ускорителя Ереванского физического института. Как известно [15] синхротронное излучение эллиптически поляризовано и распределено симметрично по отношению к плоскости орбиты электронов внутри угла порядка  $m_0 c^2 / E_{max}$ . Интенсивность СИ при энергии электронов  $E_e$  и длине волны фотонов  $\lambda$  описывается выражением:

$$\frac{\partial^2 I(\psi, \omega, E_e)}{\partial \psi \partial \omega} = \frac{3}{4\pi^2} \frac{e^2}{R} \gamma^2 \left(\frac{\lambda_c}{\lambda}\right) (1 + \gamma^2 \psi^2) \left[ K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\gamma^2 \psi^2}{1 + \gamma^2 \psi^2} K_{1/2}^2(\xi) \right] \quad (2)$$

где

$$\xi = \frac{1}{2} \frac{\lambda_c}{\lambda} (1 + \gamma^2 \psi^2)^{3/2} \quad (3)$$

$$\lambda_c = \frac{2}{3} R / c \gamma^{-3} \quad (4)$$

$$\gamma = \frac{E_e}{m_0 c^2} \quad (5)$$

Слагаемые в квадратных скобках выражения (2) представляют вклады двух составляющих излучения. Первое слагаемое определяет вклад в интенсивность излучения поперечной составляющей (вектор  $\vec{E}$  параллелен плоскости электронной орбиты ускорителя), второе — перпендикулярной составляющей. В пределах классической электродинамики поляризация синхротронного излучения строго рассчитывается [16,17] и до настоящего времени нет экспериментальных данных, противоречащих результатам расчета [18]. Эта особенность СИ позволяет определить  $\mu_{i\sigma}$  путем измерения интенсивности Лауэ дифракции от толстого кристалла в плоскости орбитального движения электронов и в плоскости перпендикулярной к ней. Интегральная интенсивность аномально прошедшего пучка рентгеновских лучей записывается в следующем виде [19]:

$$J_x = J_0 (2\pi \vec{k} t | \chi_{h_1} | e^{-m} )^{1/2} | \chi_{h_2} | e^{-m} (2\pi c)^{1/2} (4 \sin 2\theta_E)^{-1} \exp(\mu_i t) \quad (6)$$

где  $J_0$  — падающая на кристалл интенсивность,  $J_x$  — дифрагированная интенсивность,  $\vec{k}$  — волновой вектор,  $t$  — толщина кристалла,  $\chi_{h_1}$  — мнимая часть поляризуемости  $h_1$  — го отражения,  $\chi_{h_2}$  — реальная часть поляризуемости  $h_2$  — го отражения. Предэкспоненциальный множитель по сравнению с  $\mu_i$  менее чувствителен к различного рода искажениям решетки кристалла и поэтому представляет меньший интерес. В нашем случае следует учесть только то обстоятельство, что этот множитель содержит в себе поляризационный фактор в степени  $1/2$ . Из (6) интенсивности Лауэ-дифракций пучка СИ, отраженного в плоскости орбиты и в вертикальной плоскости могут быть соответственно записаны в виде:

$$I_r = J_6 A (2\pi)^{1/2} e^{-\mu_{i6} t} + J_{\pi} A (2\pi \cos 2\theta)^{1/2} e^{-\mu_{i\pi} t} \quad (7)$$

$$I_B = J_6 A (2\pi \cos 2\theta)^{1/2} e^{-\mu_{i\pi} t} + J_{\pi} A (2\pi)^{1/2} e^{-\mu_{i6} t} \quad (8)$$

В этих выражениях  $J_6$ ,  $J_{\pi}$  - интенсивности горизонтальной и вертикальной составляющих поляризации СИ, и

$$A = (2\pi \vec{k} t | \chi_{hi} | e^{-M})^{-1/2} | \chi_{hz} | e^{-M} (4 \sin 2\theta_B)^{-1}.$$

Так как  $\exp(-\mu_{i\pi} t) \ll \exp(-\mu_{i6} t)$  и  $J_{\pi} \gg J_6$  первым членом в (8) можно пренебречь. Измеряя интенсивности отражений в горизонтальной,  $I_r$ , и вертикальной,  $I_B$ , плоскостях, можно через эти величины выразить составляющие поляризации СИ  $J_6$  и  $J_{\pi}$

$$\left. \begin{aligned} J_6 &= [I_r - I_B (\cos 2\theta_B)^{1/2} e^{-\mu_{i\pi} t} e^{\mu_{i6} t}] A^{-1} (2\pi)^{-1/2} e^{\mu_{i6} t} \\ J_{\pi} &= I_B A^{-1} (2\pi)^{-1/2} e^{\mu_{i6} t} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Степень поляризации,  $P$ , как известно, определяется соотношением:

$$P = \frac{J_{\pi} - J_6}{J_{\pi} + J_6} \quad (10)$$

С другой стороны в работе [20] получено выражение для сте-

пени поляризации СИ в зависимости от длины волны излучения и энергии электрона:

$$P(\lambda) = K_{2/3}(\lambda_c/\lambda) / \int_{\lambda_c/\lambda}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta \quad (11)$$

Здесь  $K_{2/3}(\lambda_c/\lambda)$  - модифицированная функция Бесселя второго рода,  $\int_{\lambda_c/\lambda}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta$  определяется через спектральную функцию  $G(y)$  [15]. Функции  $K_{2/3}(\lambda_c/\lambda)$  и  $G(y)$  про- табулированы в [21]. Для расчета степени поляризации СИ излу- чаемой пучком электронов в процессе ускорения был использован математический аппарат применяемый для случая моноэнергети- ческих электронов в интервале энергий от 2,5 до 4,5 ГэВ для длины волны  $\lambda_0 = 1,118 \text{ \AA}$  на которой измерялись интенсив- ности Лауэ дифракций от Ge

Значение  $P$  синхротронного излучения в этом случае было получено суммированием моноэнергетических распределений с шагом 0,5 ГэВ взятых с соответствующими статистическими весами для всего интервала энергий электронов:

$$P = \frac{\sum_{m=1}^n P_m a_m}{\sum_{m=1}^n a_m}, \quad (12)$$

где  $P_m$  - поляризация, вычисленная для моноэнергетических электронов с энергией  $E_m$ ,  $a_m$  - отношение мощности, излу- ченной электронами с энергией  $E_m$  к мощности излученной элек- тронами с  $E = 4,5$  ГэВ для длины волны  $\lambda_c = 1,118 \text{ \AA}$ .

Вычисленная таким методом поляризации СИ для  $\lambda_0 = 1,118 \text{ \AA}$  оказалась равной 80,08%.

Экспериментальная установка для измерения ИЧМ  $M_{i\sigma}$  (рис.1) состоит из гониометра ГУР-5 и специальной гониометрической приставки, собранной на базе ГП-3, с помощью которой отражающие плоскости кристалла (плоскости 220) могут быть ориентированы параллельно ( $\sigma$  - поляризация) или перпендикулярно ( $\pi$  - поляризации) орбитальной плоскости ускорителя [23].

Синхротронное излучение выводится из вакуумной камеры ускорителя с помощью откачанной трубы длиной 25,5 м, в которую на расстоянии 17,54 м от места возникновения излучения вмонтирован дистанционно управляемый коллиматор (ДК), который позволяет установить на пути пучка щели от 0,1-2 мм и значительно уменьшает жесткий и флуоресцентный фон. Коллиматоры  $K_1-K_3$  устанавливаемые непосредственно на ГУР-5 вместе с коллиматором ДК позволяют получить расходимость  $\Delta\psi = 2.81 \cdot 10^{-4}$  рад.

Для исключения ошибок измерений возникающих из-за наличия гармоник монохроматической линии  $\lambda_0 = 1,118 \text{ \AA}$  спектр СИ трансформирован с помощью кремниевого зеркала полного внешнего отражения, расположенного под углом, при котором коротковолновая часть спектра подавляется вплоть до  $0,9 \text{ \AA}$  [22]. Спектральное распределение отраженного от зеркала пучка СИ, снятое с помощью однокристалльного спектрометра, представлено на рис.2. В качестве образца для измерения  $M_{i\sigma}$  был использован идеальный монокристалл Ge толщиной 1400 мкм.

Для исключения ошибок, которые могут возникнуть из-за неточности в определении длины волны монохроматизированного излучения, измерения проводились на  $\lambda_0 = 1,118 \text{ \AA}$ , соответствующей верхней границе края поглощения Ge, которая согласно [24,25] определяется суммой  $\lambda_K = 1,1166 \text{ \AA}$  и

$$\frac{\Delta \lambda}{2} = \frac{1}{2} \Delta \psi \lambda \operatorname{ctg} \theta_5$$

Идентификация длины волны по краю поглощения позволяет с большей точностью фиксировать значение  $\lambda_0$  при измерениях дифракций в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Выбор значения  $\lambda_0$  определялся и тем, что в длинноволновой области К-края поглощения  $\mu_0 = f(\lambda)$  является слабо меняющейся функцией, что также уменьшает возможную ошибку определения ИКП

$\mu_{i\sigma}$

Интенсивность дифрагированного пучка измерялась с помощью сцинтилляционного детектора БДС-1. Загрузка сцинтиллятора не превышала  $10^3$  имп., что обеспечивало работу регистрирующей системы в линейной области.

Интенсивность падающего на кристалл потока фотонов нормировалась к измерениям абсолютного числа электронов на орбите ускорителя. Эта величина измерялась с помощью специально разработанного детектора [26].

Величина  $\mu_{i\sigma}$  определяется путем подстановки в (10) уравнений (9), в которых  $I_{\sigma}$  и  $I_{\nu}$  измеренные значения интенсивностей дифракций в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Значение  $\mu_{i\sigma}$ , входящее в (9), рассчитано согласно (1) и хорошо согласуется с данными эксперимента [11]. В левой части уравнения (10) подставляется рассчитанное по (12) значение

$P = 80,08\%$ . Полученное значение  $\mu_{i\sigma} = 30,1 \text{ см}^{-1}$ . Сравнивая с расчетным значением  $\mu_{i\sigma} = 28,9 \text{ см}^{-1}$  можно предположить, что возникшая разность этих величин объясняется наличием в исследуемом образце Ge некоторого количества скрытых дефектов, которые не могут быть обнаружены с помощью современных рентгено-

пографических методов.

Большая чувствительность  $\mu_{i\pi}$  к нарушениям кристаллической решетки делает исследование структурного совершенства кристаллических веществ путем измерения  $\Delta\mu_{i\pi} = \mu_{i\pi \text{ реал.}} - \mu_{i\pi \text{ идеал.}}$  перспективным методом. Однако для этого необходимы дальнейшие исследования, которые позволят определить количественную связь  $\Delta\mu_{i\pi} = f(N\alpha)$ .

Следует также отметить, что наличие кристалла с известными  $\mu_{i\pi}$  и  $\mu_{i\sigma}$  позволит измерить с хорошей точностью поляризацию пучка рентгеновского излучения от источников, для которых эта поляризация не может быть теоретически рассчитана.

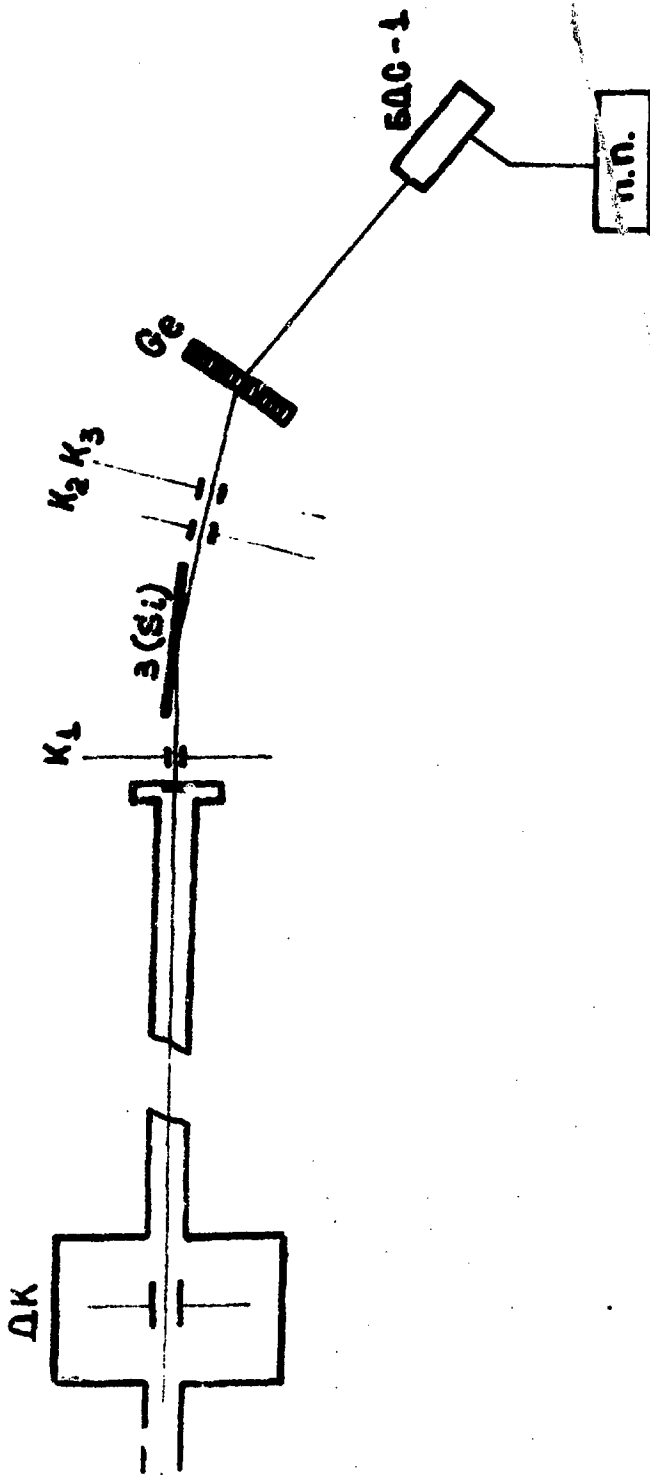


Рис. I Схематическое изображение элементов экспериментальной установки.

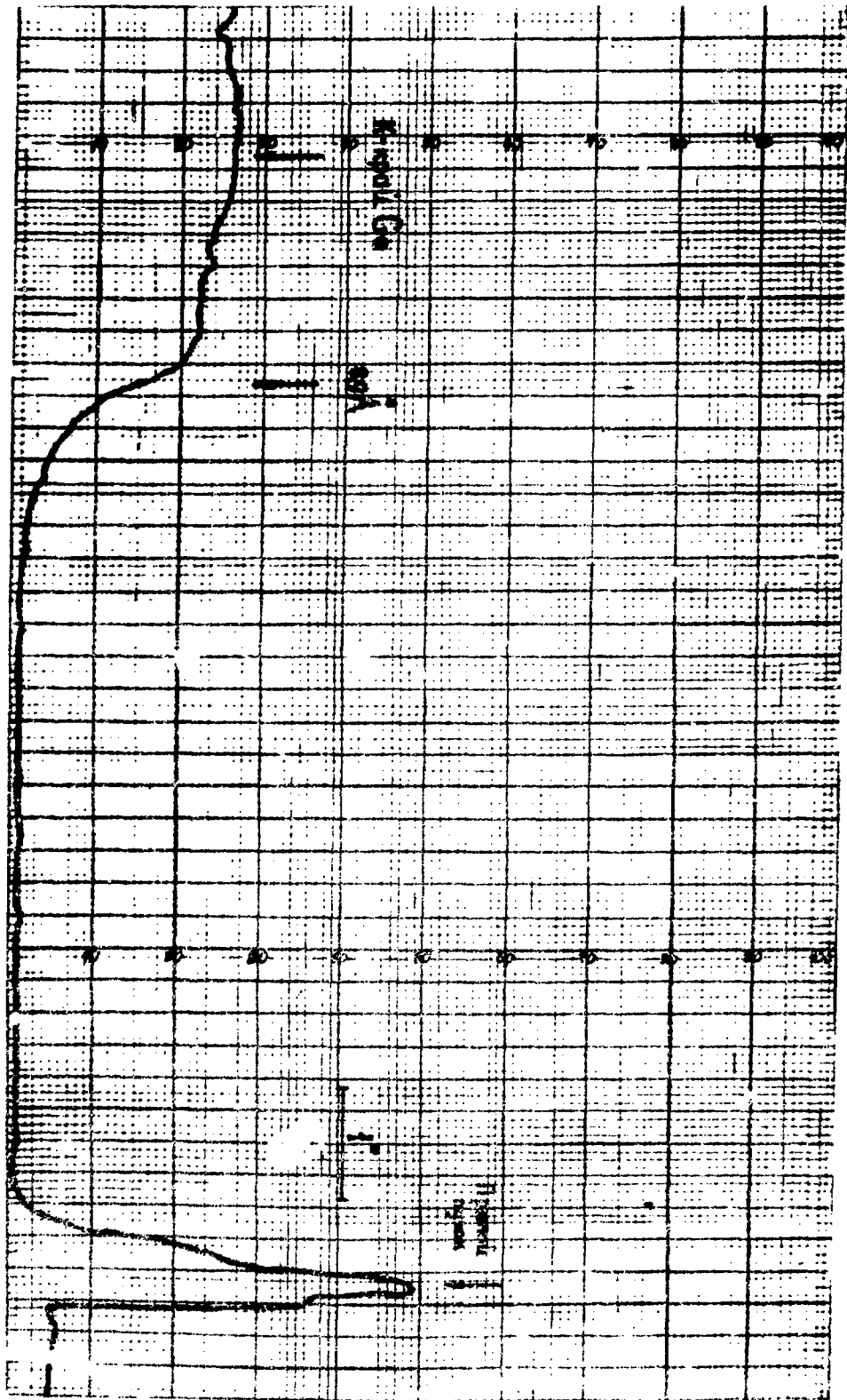


Рис. 2

Спектральное распределение отраженного от дюралевого зеркала пучка СИ, снятое с помощью оптич. спектрального спектрометра.

## ЛИТЕРАТУРА

1. G. Borman, Phys.Zs. 43, 157, 1971.
2. G. Borman, Zs.f.Phys. 127, 297, 1950.
3. W.H. Zachariasen, Proc. of the Not.Acad.Sci. 38, 378, 1952.
4. M. Laue, Acta Cryst. 5, 619, 1952.
5. G.N. Ramachandran, J. Appl. Phys. 23, 500, 1952.
6. G. Brogren, G. Schwarz, Phys. Rev. 86, 421, 1952.
7. O. Adel, G. Brogren, L. Herggblom; Arkiv.f. Fys. z. 197, 1958.
8. А.М. Елистратов, О.Н. Ефимов. ДТТ, 4, 9, 2397, 1962.
9. B.C. Larson, F.W. Joung, Phys. Rev. B4, 1709, 1971.
10. Л.И. Даченко, Л.Г. Николаева, Г.Г. Шматко. УФЖ, 20, 9, 1471, 1975.
11. E. Persson, O. Efimov, Phys. Stat. Sol., 2, 757, 1970.
12. В.И. Кееронова, Г.И. Ревкевич. "Теория рассеяния рентгеновских лучей", МГУ, Москва, 1973.
13. И.П. Михайлюк, С.А. Ишевский, М.В. Остапович, В.П. Шафранюк. УФЖ 22, I, 1977.
14. P. Skalicky, C. Madrange Acta Cryst., A28, 501, 1972.
15. D.H. Tombouljan, P.L. Hartman. Phys. Rev. 102, 1423, 1956.
16. Д.Д. Иваненко, А.А. Соколов. ДАН СССР, 59, 1551, 1948.
17. G. Schwinger Phys. Rev. 75, 1912, 1949.
18. "Синхротронное излучение в исследовании твердых тел". Мир, Москва, 1970.
19. O.N. Efimov, E.K. Kovev Phys. Stat. Sol. 17, 397, 1966.
20. K.C. Westfield, Astrophys. Journ. 130 231, 1959.

21. G.C.Green, "Spectra and Optics of Synchrotron Radiation" Brookhaven National Laboratory Associated Universities, IAS Upton, New York, 1976
22. R.W.James "The Optical Principles of the Diffraction of X-Rays", London, 1950.
23. И.П.Карабекян, Д.Л.Егикян, Р.А.Микаэлян, В.Г.Багдасарян. Препринт ЕФМ-258(51)-77.
24. L.I.Datsenko et al. Phys.Stat.Sol., 9, 12, 319, 1973.
25. В.Брогрен, С.Ефимов, Е.Персон. ФТТ, 10, 2716, 1968.
26. И.П.Карабекян, М.А.Мартirosян, С.С.Свакимян, А.М.Кочинян. Препринт ЕФМ-23(73).

Рукопись поступила 27-го июля 1979 г.



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

Заказ339

ВФ-06058

Тираж 299

---

Препринт ЕФИ

Формат издания 60 x 84/16

Подписано к печати 22/XI-79г.

I.0 уч.изд.л.

Ц. 7 к.

---

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