

ԵՐԵՎԱՆԻ ԲՐԵՂԱՅԻՆ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ
ԵՐԵՎԱՆՍԿԻ ՓԻԶԻԿԵՍԻ ԻՆՏԻՏՈՒՏ

ЕФИ -244(37)-77

ՏԿ 48 10439

Դ.Լ.ԵԳԻՅԱՆ, Ի.Ս.ԿԱՐԱՅԵՎ,
Մ.Ա.ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ, Բ.Ա.ՄԻԿԱԶՅԱՆ

ԻՅՄԵՐԵՆԻ ԻՆՏԵԳՐԱԼՆՈՎ ԿՕԵՓԻՑԻԵՆՏԱ
ՕՏՐԱԺԵՆԻԱ $Si(111)$ Ի ՏՔԵՏՐԱԼՆՈՎ ՏՕՍՏԱՎԱ
ՄՈՆՈԽՐՈՄԱՏԻԶԻՐՎԱՆՈՎ ՏԻՆԽՐՈՏԻՆՆՈՎ
ԻԶԼՈՒՇԵՆԻԱ Վ ԻՆՏԵՐՎԱԼԵ ԴԼԻՆ ՎՈԼՆ ՕՏ 0,65 \AA
ԴՕ 2,0 \AA .

ԱՐՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ

1977

ԵՐԵՎԱՆ

D.L.YEGIKYAN, I.P.KARABEKOV,
M.A.MARTIROSYAN, R.A.MIKAEHLYAN

MEASUREMENT ON THE INTEGRAL
REFLECTION FACTOR OF Si(III) AND OF
SPECTRAL COMPOSITION OF MONOCHROMATIZED
SYNCHROTRON RADIATION IN (0.65 Å-2.0 Å)
WAVELENGTH RANGE

The experimental results of the investigation of the integral reflection factor for Si(III) crystal in (0.65 Å ÷ 2.0 Å) wavelength range are given. It is shown, that $\bar{R}(\lambda)$ increases proportionally to the expansion of the reflecting region. The spectral composition of the synchrotron radiation beam reflected from the crystal is studied. The experimental results are compared with the data, obtained by the dynamical theory of X-ray scattering and the theory of magnetic bremsstrahlung.

Yerevan Physics Institute
Yerevan 1977

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Препринт ЕФИ -244(37)-77

Д.Л.ЕГИКЯН, И.П.КАРАБЕКОВ,
М.А.МАРТИРОСЯН, Р.А.МИКАЭЛЯН

ИЗМЕРЕНИЕ ИНТЕГРАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА
ОТРАЖЕНИЯ $Si(111)$ И СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА
МОНОХРОМАТИЗИРОВАННОГО СИНХРОТРОННОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ В ИНТЕРВАЛЕ ДЛИН ВОЛН ОТ 0,65 А
ДО 2,0 А .

Ереван 1977

© *Ереванский физический институт, 1977*

Для большинства задач, исследований, проводимых в рентгеновском диапазоне длин волн синхротронного излучения (СИ) ускорителей и накопителей, количественная определенность параметров монохроматизированного луча во многом определяет глубину анализа результатов эксперимента. Более того, спектральная ширина монохроматизированной линии, $\Delta\lambda$, и распределение интенсивности внутри этого диапазона, $\partial N_{\gamma}/\partial\lambda$, относительная интенсивность гармоник основной длины волны, λ_B , и угловое распределение выделенной части спектра, $\Delta\psi$, СИ определяют точность, достигаемую в эксперименте. Перечисленное относится как к чисто кристаллографическим (определение ряда фундаментальных констант кристаллического вещества), так и рентгеноструктурным исследованиям.

Выделение требуемой длины волны λ_B в заданном интервале $\Delta\lambda$, осуществляется с помощью монохроматоров, изготовленных из кристаллов с высокой степенью совершенства. Наиболее универсальным параметром кристаллов, позволяющим количественно определить характеристики отраженного пучка (при известной форме спектра, $N_{\gamma}(\lambda)$, и углового распределения, $\partial N_{\gamma}/\partial\psi$, падающего излучения), является интегральный коэффициент отражения, $\bar{R}(\lambda)$, который может быть рассчитан в рамках существующих динамической и кинематической теории рассеяния [1,2] только для идеальных

и мозаичных кристаллов. Промышленные же образцы монокристаллов, из которых обычно изготавливаются монохроматоры, могут значительно отличаться от идеальных. Кроме того, нарушения структуры кристаллов могут возникнуть как в процессе их обработки, так и при облучении интенсивными потоками фотонов в пучках СИ в период их использования в качестве монохроматоров [3,4]. Дело в том, что в этих пучках кроме фотонов рентгеновского диапазона содержатся гамма-кванты высоких энергий, возникающие в результате тормозного излучения на атомах остаточного газа в вакуумной камере ускорителя, тяжелые частицы (нейтроны) и т.д.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального определения $\bar{R}(\lambda)$ и ширины кривых качаний для кристаллов $Si(111)$, имеющих степень совершенства $N_d \sim 10$ дислокаций $см^{-2}$ в диапазоне длин волн $0,65 + 2,0\text{А}$. Разработан метод прецизионного определения $\bar{R}(\lambda)$ с использованием ионизационных камер, позволяющих определять абсолютное число фотонов, падающих и отраженных от кристалла. Разработан метод оперативного измерения $\bar{R}(\lambda)$ путем измерения абсолютного числа фотонов, отраженных кристаллом и независимого определения интенсивности выбранной спектральной линии. В этой же работе для использованных образцов измерен спектральный состав отраженного пучка СИ и определены интенсивность гармоник основной длины волны, λ_B , и интенсивность высоких порядков отражения. Результаты экспериментального определения измеренных параметров кристаллов сравниваются с расчетами, проведенными с использованием аппарата динамической теории рассеяния и теории магнитно-тормозного излучения

Измерения $\bar{R}(\lambda)$ и спектрального состава, отраженного от монохроматора пучка СИ, проводились на двухкристальном спектрометре с $(n, + n)$ расположением кристаллов, собранного на базе гониометра ГУР-5 (рис.1). Отражающие поверхности исследуемых образцов

кристаллов параллельны кристаллографической плоскости (111), согласно полученным эпиграммам, с точностью $\pm 5^\circ$. Пучок СИ выводился на ось спектрометра с помощью вакуумного пучкопровода длиной 25,8 м. На трассе пучка СИ на расстоянии 17,54 м от места возникновения излучения устанавливались дистанционно юстируемые горизонтальная и вертикальная щели размером 2 мм каждая. Метод точного определения расстояния от места возникновения излучения, основан на измерениях плотности фотонов в двух точках трассы пучка. Установка дистанционного коллиматора позволяла предварительно сформировать пучок СИ и резко уменьшить рассеянный фон в районе установки спектрометра и регистрирующей аппаратуры. Далее, пучок дополнительно коллимировался вертикальной, K_1 , и горизонтальной, K_2 , щелями и направлялся на кристалл M_1 , установленный перпендикулярно плоскости орбиты ускорителя под углом Θ_1 относительно направления пучка. Вертикальная ось симметрии пучка с точностью ± 5 мкм совмещалась с осью вращения кристалла M_1 . После отражения от M_1 пучок с той же точностью совмещался с осью вращения кристалла M_2 . Такая операция после однократной юстировки, обеспечивала попадание пучка после двойного отражения в апертуру датчика во всем исследуемом диапазоне изменения Θ_1 .

Величина $\bar{R}(\lambda)$ для случая $(n, +n)$ расположенных кристаллов согласно диаграмме Дю-Монда [5] определяется выражением:

$$\bar{R}(\lambda) = \frac{N\gamma_2}{N\gamma_1} (1 + \text{ctg } \Theta_{11} \cdot \text{tg } \Theta_{12}) \cdot \Delta\varphi, \quad (1)$$

где $N\gamma_1$ - число фотонов, падающих на кристалл M_2 ,
 $N\gamma_2$ - число фотонов, отраженных кристаллом M_2 , $\Delta\varphi$ -
 угловая расходимость фотонов в падающем на кристалл
 M_1 пучке.

Для первого порядка отражения (111) $\Theta_{\beta 1} = \Theta_{\beta 2}$ и формула (1) принимает вид

$$\bar{R}(\lambda) = \frac{N\gamma_2}{N\gamma_1} 2 \Delta \varphi. \quad (2)$$

Число падающих и отраженных фотонов, $N\gamma_1$, $N\gamma_2$, измерялось с помощью ионизационных камер ИК₁ и ИК₂. Камера ИК₁ предварительно была откалибрована относительно ИК₂ в положении "А" (рис.1) и использовалась в качестве свидетеля для непрерывного контроля интенсивности первичного пучка СИ. Камеры ИК₁ и ИК₂ конструктивно выполнены в виде плоско-параллельных конденсаторов, установленных в защитном кожухе, аналогично описанному в [6]. Длина электродов камер ИК₁ и ИК₂ вдоль оси распространения пучка составляет соответственно $l_1 = 1$ см, $l_2 = 28$ см. Расстояние между электродами камер составляло 10 мм, а величина питающего напряжения, равная 700 в обеспечивала полное соби́рание ионов. Использование ионизационных камер, взамен традиционно применяемых сцинтилляционных детекторов NaJ(Tl) вызвано тем, что счетная характеристика детектора является нелинейной функцией падающего на него числа фотонов и их энергии. Согласно паспортным данным максимальная загрузка сцинтиллятора $N\gamma_{\max} \leq 10^5 \frac{\text{фот.}}{\text{сек}}$. Для пучков СИ ускорителя ЕрФИ в рентгеновском диапазоне длин волн характерна интенсивность 10^{10} фот.сек⁻¹ при $\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-3}$ при токе ускоренных электронов равном 10 мА [6]. Нелинейность счетной характеристики NaJ(Tl) представлена на рис.2. Здесь по оси абсцисс отложена толщина алюминиевого поглотителя, установленного перед детектором БДС-1, содержащим сцинтиллятор NaJ(Tl), регистрирующий монохроматизированное излучение с

$\lambda = 1,2 \text{ \AA}$. По оси ординат отложены логарифмы отношений зарегистрированного числа импульсов при наличии и отсутствии поглотителя (кривая "а"). На том же графике показаны результаты измерений, но с использованием ионизационной камеры (кривая "б").

Угловое распределение фотонов, $\Delta\psi$, было определено путем анализа дифракционной кривой при качании кристалла M_2 двухкристального ($n, +n$) спектрометра. Эта кривая хорошо аппроксимируется кривой Гаусса с $\sigma = 0,96$. Так как в этом случае ширина дифракционной кривой представляет свертку истинного углового распределения фотонов в коллимированном пучке СИ и кривых качания кристаллов M_1 и M_2 , для определения $\Delta\psi$, а также

для дальнейшего анализа результатов эксперимента по определению $\bar{R}(\lambda)$ на ($n, -n$) спектрометре были сняты кривые качания исследуемых кристаллов. Значения ширины кривых качания кристаллов M_1 и M_2 представлены в таблице 1. На основании полученных экспериментальных результатов значение $\Delta\psi$ оказалось равным $1,67'$.

Результаты измерения зарядов Q_1 , Q_2 , пропорциональных потокам фотонов $N\chi_1$ и $N\chi_2$, в диапазоне длин волн $0,65 \div 2,0 \text{ \AA}$ и вычисленные по (2) интегральные коэффициенты \bar{R} эксп. (λ) представлены в таблице II. В той же таблице, для сравнения, приведены расчетные значения $\bar{R}(\lambda)$ для идеального кристалла Si (111) с использованием аппарата динамической теории рассеяния рентгеновских лучей [7] и значений f_A независимо определенных и протабелированных в [8]. Для поляризованного в плоскости отражения пучка, интегральный коэффициент отражения рассчитывается по формуле:

$$\bar{R}_h(\lambda) = \frac{8}{3} \text{ctg } 2\theta_b |X_h| P(s, \varphi). \quad (3)$$

Здесь X_h - фурье-компонента поляризуемости:

$$X_h = - \frac{e^2}{mc^2} \frac{\lambda^2 F_h}{\Omega \pi}, \quad (4)$$

где e - заряд электрона, Ω - объем элементарной ячейки, F_h - структурный фактор данного отражения, выражающийся через атомный фактор рассеяния f_A . Как известно [1] для кремния: $|F_h| = 4\sqrt{2}|f_A|$ при h, k, l нечетных, $|F_h| = 8|f_A|$ при четных h, k, l и если $h + k + l = 4n$, $|F_h| = 0$ во всех остальных случаях.

В выражении (3) функция $P(s, q)$ в общем случае имеет вид

$$P(s, q) = \frac{3\sqrt{1-k^2}}{2k^3(1-q^2)} (I_1 + I_2), \quad (5)$$

где

$$k = \frac{1}{1+s^2(1-q^2)}. \quad (6)$$

$$I_1 = \int_0^1 \left[2-k-k^2 z^2 - 2\sqrt{(1-k^2)(1-k^2 z^2)} \right] \frac{q^2 dz}{(1-q^2 z^2)\sqrt{1-z^2}} \quad (7)$$

$$I_2 = \int_0^1 \left[2 - k^2 - k^2 z^2 - 2\sqrt{(1-k^2)(1-k^2 z^2)} \right] \left[\frac{1-q^2}{(1-z^2)^{5/2}} - \frac{1}{(1-z^2)^{3/2}} \right] dz \quad (8)$$

$$S = \frac{J_m X_0}{|X_h|} \sec 2\theta \quad (9)$$

$$q = \frac{J_m X_h}{J_m X_0} \cos 2\theta \quad (10)$$

$$J_m X_0 = -\frac{\lambda \mu}{2\pi} \cdot \quad (11)$$

Здесь μ - линейный коэффициент поглощения кристалла Si. Для выбранного диапазона изменения θ_B (или λ_B) для отражений (111) величина $S = J_m X_0 / |X_h| \sec 2\theta_B \leq 0,05$. В этом случае вид функции $P(S, q)$ упрощается [7] и принимает вид:

$$P(S, q) \approx 1 - \frac{3\pi}{4} S. \quad (12)$$

Приведенные в таблице II расчетные значения $\bar{R}(\lambda)$ получены с использованием формул (3), (4) и (12), в которых величины f_A и μ взяты из интернациональных кристаллографических таблиц [8], с учетом дисперсионных поправок $\Delta f'$, т.е. с учетом зависимости атомного фактора рассеяния, как от величины $\sin \theta_B / \lambda$, определяемой выбором порядка отражения, так и от дли-

ны волны λ_5 . В графе $\bar{R}(\lambda)$ изм. / $\bar{R}(\lambda)$ расч. таблицы II даны отношения результатов измерения и расчета $\bar{R}(\lambda)$. Эти отношения изменяются в пределах $2,47 \div 2,74$. Полученный результат может быть объяснен только расширением кривой дифракционного максимума исследованного кристалла M_2 . Действительно, в предположении $R(\Theta) = 1$ ширина кривой качания, ε кристалла M_2 согласно измеренному значению $\bar{R}(\lambda)$ при $\Theta_5 = 10^\circ$ равна $14,8''$. Измерение на $(n, -n)$ спектрометре дало значение $\varepsilon = 20''$. Как известно [9], $(n, -n)$ спектрометр дает завышение значения ε более чем на 30%. С этой точки зрения результат, полученный на $(n, -n)$ спектрометре подтверждает правильность измеренного значения $\bar{R}(\lambda)$. Для большей достоверности полученных результатов были измерены $\bar{R}(\lambda)$ и ε для трех других кристаллов M_3, M_4, M_5 . Результаты измерений представлены в таблице 1. Определение истинного значения ε эксп. с использованием $\bar{R}(\lambda)$ эксп. осуществляется по формуле:

$$\frac{\bar{R}(\lambda)}{\varepsilon} = \frac{4}{3} P(s, q). \quad (13)$$

Как было показано выше для всех углов Θ_5 исследуемого интервала, значение функции $P(s, q)$ может быть вычислено с хорошей точностью по формуле (12). Подставляя \bar{R} эксп. (λ) и $P(s, q)$ в (13) получается значение ε эксп. = $11,8''$ для $\Theta_5 = 10^\circ$. В таблице II приведены значения ε эксп. и ε расч., во всем исследованном диапазоне длин волн. Как видно из таблицы отношение ε эксп. / ε расч. $\approx \bar{R}$ эксп. / \bar{R} расч. Это дает основание считать, что с расширением области отражения, пропорционально увеличивается коэффициент отражения $\bar{R}(\lambda)$, по крайней мере для кристаллов

со степенью совершенства, использованных в данном эксперименте.

Если значения $\bar{R}(\lambda)$ эксп. пронормировать коэффициентом $\epsilon_{\text{эксп.}} / \epsilon_{\text{расч.}}$, то полученные значения $\bar{R}(\lambda)$ норм. с хорошей точностью совпадают с результатами расчетов $\bar{R}(\lambda)$ по динамической теории (рис.3). Такое совпадение говорит о том, что рассеяние рентгеновских лучей исследуемыми кристаллами описывается закономерностями динамической теории.

Экспериментально полученные значения $\bar{R}(\lambda)$ подтверждаются также сравнением расчета и измерения числа фотонов в отраженном от кристалла пучке синхротронного излучения с использованием теории магнитно- тормозного излучения [10] и аппарата динамической теории рассеяния рентгеновских лучей. Как известно [10], число фотонов в пучке СИ на расстоянии L от места возникновения излучения и коллимированного вертикальной щелью h в интервале длин волн $\Delta\lambda = \lambda \Delta\psi \text{ctg} \theta_{\text{Б}}$ определяется выражением:

$$N_{\gamma} = \frac{6.24 \cdot 10^{11} \cdot n_e \cdot h}{2\pi L E \Phi} \bar{P}(\lambda, E) \exp(-\mu_{\text{Be}} x_{\text{Be}}) \cdot \exp(-\mu_{\text{B}} x_{\text{B}}) \cdot K \cdot \Delta\lambda. \quad (14)$$

В этом выражении

$$\bar{P}(\lambda, E) = \frac{3^{3/2}}{8\pi^3} \left(\frac{e^2}{R^3} \right) \left(\frac{E_m}{m_0 c^2} \right)^2 \chi^4 L(x) \quad (15)$$

есть мощность, излучаемая одним электроном на орбите в секунду в интервале длин волн, равным 1 \AA ; n_e - число ускоренных электронов за время измерения, μ_{Be} - линейный коэффициент поглощения Be ; μ_{B} - линейный коэффициент поглощения воздуха;

χ_{Be} - толщина бериллиевого окна; χ_{ϕ} - расстояние прошедшее пучком в воздухе; K - коэффициент вертикальной коллимации; E_m - максимальная энергия электронов; $\chi^4 L(x)$ - спектральная функция, значения которой протабулированы в [10].

Аргумент спектральной функции определяется отношением

$$\chi = \frac{\lambda m}{\lambda}, \quad (16)$$

где

$$\lambda_m = \frac{4\pi R}{3} \left(\frac{m_0 c^2}{E_m} \right)^3. \quad (17)$$

Экспериментально полученный коэффициент вертикальной коллимации K , оказался равным 0,158. Согласно диаграмме Дю-Монда число отраженных фотонов $N_{отр}$ определяется соотношением

$$N_{отр} = \frac{N_{\gamma}}{\Delta\psi} \bar{R}(\lambda). \quad (18)$$

После подстановки (15) в (18)

$$N_{отр} = \frac{6,24 \cdot 10^{11} \cdot n e^{-k}}{E_{\phi} 2\pi L K^{-1}} \bar{R}(\lambda, E) \cdot \lambda \cdot \text{ctg } \Theta_{\phi} \cdot \bar{R}_m \exp \cdot \quad (19)$$

$$\cdot (-\mu_{Be} \chi_{Be}) \cdot \exp(-\mu_{\phi} \chi_{\phi}).$$

Число фотонов, N_{γ} , определялось измеренным зарядом, собранным ионизационной камерой ИК₂ по формуле

$$N_{\gamma} = \frac{Q \cdot W}{E_{\text{фот}} \cdot q \cdot (1 - e^{-\mu \Delta x})}, \quad (18)$$

где Q - заряд, собранный ионизационной камерой;
 E_f - энергия фотонов; q - заряд электрона;
 W - энергия, необходимая для образования пары в воздухе;
 ΔX - размер собирающего электрода ионизационной камеры вдоль оси пучка; μ - линейный коэффициент поглощения воздуха.

Результаты расчета N расч. с использованием $\bar{R}(\lambda)$ эксп. и экспериментального определения числа фотонов в отраженном пучке N эксп. приведены в таблице III. Хорошее совпадение расчетных и экспериментальных результатов подтверждает достоверность полученных значений интегральных коэффициентов отражения $\bar{R}(\lambda)$ и корректность сделанных заключений.

Согласно таблицы III имеются отличия экспериментальных и расчетных значений N_γ , не превышающих 10%, что объясняется точностью, с которой известен коэффициент поглощения для воздуха $\mu(\lambda)$. Выбранный интервал длин волн от 1 Å до 2 Å, для которого сделан расчет N_γ , соответствует, как показывают эксперименты, области наибольшего согласия экспериментального измерения $\mu(\lambda)$ с расчетными данными [11]. Даже в этой области наблюдаются флуктуации измеренных значений $\mu(\lambda)$ в пределах $5 \div 10\%$. Приведенные результаты показывают, что разработанным методом однократного отражения СИ можно оперативно измерить $\bar{R}(\lambda)$. Точность измерения интегрального коэффициента отражения будет зависеть от точности, с которой измеряется заряд на орбите ускорителя и известен коэффициент поглощения воздуха и V_e для выбранной длины волны.

При применимости формул динамической теории для расчета количественных характеристик, описывающих взаимодействие рентгеновских лучей с кристаллическими

структурами, отличными от идеальных, дополнительно исследовано измерением спектрального распределения интенсивности отраженного пучка СИ от исследуемого образца кристалла и сравнением полученных результатов с результатами расчетов по формулам (1) и (19). Спектральное распределение интенсивности отраженного от M_1 пучка СИ определялось путем измерения амплитуд дифракционных максимумов, записанных на диаграммной ленте от детектора БДС-1, так как чувствительность ионизационных камер в этом случае не достаточна. В процессе записи дифракционных максимумов интенсивность падающего на кристалл, M_1 , пучка контролировалась и фиксировалась по информации от датчика измерения абсолютного числа частиц, ускоряемых на орбите ускорителя [12]. В таблицах 1У и У в графах $N \frac{\text{счет}}{\text{эксн}}$ даны значения интенсивностей порядков отражения и гармоник основной монохроматизированной волны λ_B в диапазоне углов $3^\circ \leq \Theta_B \leq 18^\circ$, полученные из соответствующих диаграмм записи дифракционных максимумов. В графе N расч. приведены расчетные значения этих интенсивностей с использованием реально измеренных значений $\bar{R}(\lambda)$ и расходимости пучка $\Delta \psi$. Данные в таблицах 1У, У соответствуют интенсивности пучка электронов в камере ускорителя равной 1,67 т А ($7,35 \cdot 10^9$ электронов на орбите). Значительное отличие расчетных и экспериментальных данных, приведенных в отдельных графах таблицы 1У и У может быть объяснено нелинейностью счетных характеристик преобразования детектора в исследуемом интервале длин волн при нагрузках, характерных для пучка СИ ускорителя ЕрФИ. Действительно, ошибки максимальны при низких порядках отражения, в которых интенсивность значительна.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность А.Ц.Аматуни, С.Г.Матиняну за постоянный интерес к работе, В.Л.Инденбому и К.Т.Труни за полезные советы и обсуждения результатов, Ф.О.Эйрамджяну, Э.В.Суворову, Г.А.Макаряну за помощь в проведении экспериментальных работ.

Таблица I

		$\Theta = 10^6$					$\lambda = 1,1 \text{ \AA}$				
Номер кристалла	M_1	M_2	M_3	M_4	M_5						
\bar{R} эксл.		$7,2 \cdot 10^{-5}$	$7,08 \cdot 10^{-5}$	$8,29 \cdot 10^{-5}$	$8,94 \cdot 10^{-5}$						
ξ эксл.		14,8"	14,6"	17,1"	18,4"						
$\xi(n, n)$	24"	20"	10,4"	22"	22,5"						

\bar{R} эксл. - экспериментальное значение интегрального коэффициента отражения.

ξ эксл. - значение ширины кривой качания в предположении $R(\Theta) = I$.

$\xi(n, n)$ - значение ширины кривой качания, полученное на (n, n) спектрометре.

Таблица II

Θ	λ (Å)	Q_2 кУА	Q_1 кУА	$\bar{R}_{\text{экол.}}$	$\bar{R}_{\text{расч.}}$	$\frac{\bar{R}_{\text{экол.}}}{\bar{R}_{\text{расч.}}}$	$\epsilon_{\text{расч.}}$	$\epsilon_{\text{экол.}}$	$\frac{\epsilon_{\text{экол.}}}{\epsilon_{\text{расч.}}}$
6°2'	0,659	$0,240 \cdot 10^{-9}$	$6,600 \cdot 10^{-9}$	$4,650 \cdot 10^{-5}$	$1,785 \cdot 10^{-5}$	2,61	2,83"	7,37"	2,60"
7°51'	0,865	$0,434 \cdot 10^{-9}$	$9,400 \cdot 10^{-9}$	$5,910 \cdot 10^{-5}$	$2,331 \cdot 10^{-5}$	2,54	3,72"	9,52"	2,56"
10°6'	1,100	$0,666 \cdot 10^{-9}$	$0,893 \cdot 10^{-9}$	$7,200 \cdot 10^{-5}$	$2,824 \cdot 10^{-5}$	2,55	4,60"	11,8"	2,57"
12°21'	1,341	$0,703 \cdot 10^{-9}$	$9,800 \cdot 10^{-9}$	$8,03 \cdot 10^{-5}$	$3,245 \cdot 10^{-5}$	2,47	5,46"	13,67"	2,50"
13°56'	1,510	$0,523 \cdot 10^{-9}$	$5,850 \cdot 10^{-9}$	$8,71 \cdot 10^{-5}$	$3,498 \cdot 10^{-5}$	2,49	6,03"	15,26"	2,53"
16°	1,730	$0,440 \cdot 10^{-9}$	$4,600 \cdot 10^{-9}$	$9,31 \cdot 10^{-5}$	$3,686 \cdot 10^{-5}$	2,53	6,69"	17,08"	2,55"
18°	1,938	$3,94 \cdot 10^{-9}$	$48,75 \cdot 10^{-9}$	$10,36 \cdot 10^{-5}$	$3,785 \cdot 10^{-5}$	2,74	7,23"	20,1"	2,78"

Таблица III

Θ	λ	$W_{\text{эксп}} \cdot 10^{-9} \frac{\text{фот}}{\text{сек}}$	$W_{\text{расч.}} \cdot 10^{-9} \frac{\text{фот}}{\text{сек}}$
$10^{\circ}6'$	$1,10 \text{ \AA}$	1,42	1,47
$12^{\circ}21'$	1,341	1,18	1,17
$13^{\circ}56'$	1,510	7,78	7,34
16°	1,73	5,49	5,71
18°	1,938	3,63	3,13

Таблица IV

Θ	$N_{\lambda/3} \cdot 10^{-4} \frac{\text{фот}}{\text{сек}}$		$N_{\lambda/4} \cdot 10^{-4} \frac{\text{фот}}{\text{сек}}$		$N_{\lambda/5} \cdot 10^{-4} \frac{\text{фот}}{\text{сек}}$	
	эксп.	расч.	эксп.	расч.	эксп.	расч.
$10^{\circ}6'$	0,4	0,93	0,07	0,12	-	-
$12^{\circ}21'$	0,51	1,45	0,26	0,23	-	-
$13^{\circ}56'$	0,53	2,61	0,33	0,48	-	-
16°	0,55	4,16	0,37	0,83	0,15	0,093
18°	0,62	5,69	0,41	1,35	0,12	0,157

Таблица V

e, λ	N 333 · 10 ⁻⁴ фот/сек		N 444 · 10 ⁻⁴ фот/сек		N 555 · 10 ⁻⁴ фот/сек		N 777 · 10 ⁻⁴ фот/сек		N 888 · 10 ⁻⁴ фот/сек	
	эсп.	расч.	эсп.	расч.	эсп.	расч.	эсп.	расч.	эсп.	расч.
3,49 °	0,75	1,23	0,51	0,74	0,23	0,23	0,076	0,048	0,044	0,033
0,418A										
5,55 °	1,87	6,11	1,28	3,15	0,5	0,72				
0,647A										

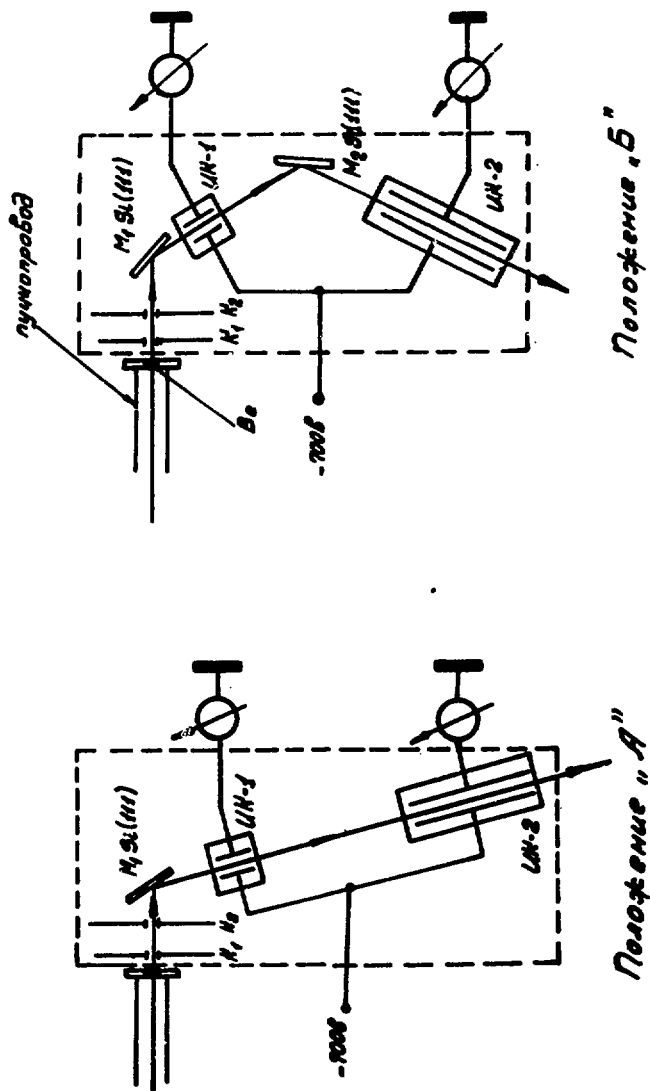


Рис. I

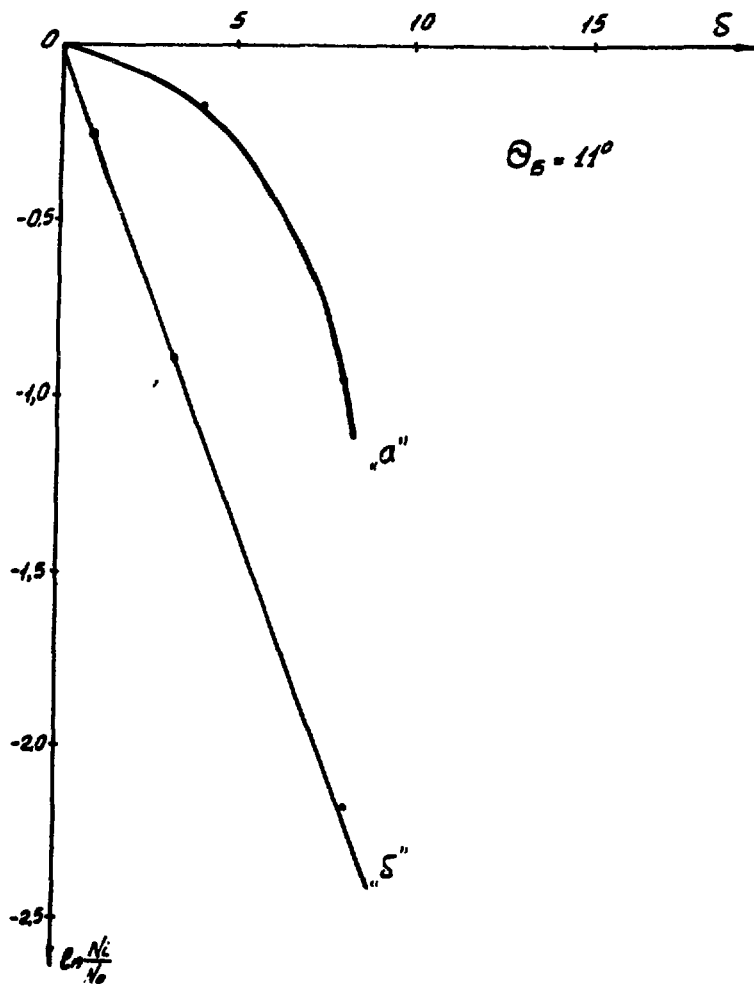


Рис. 2

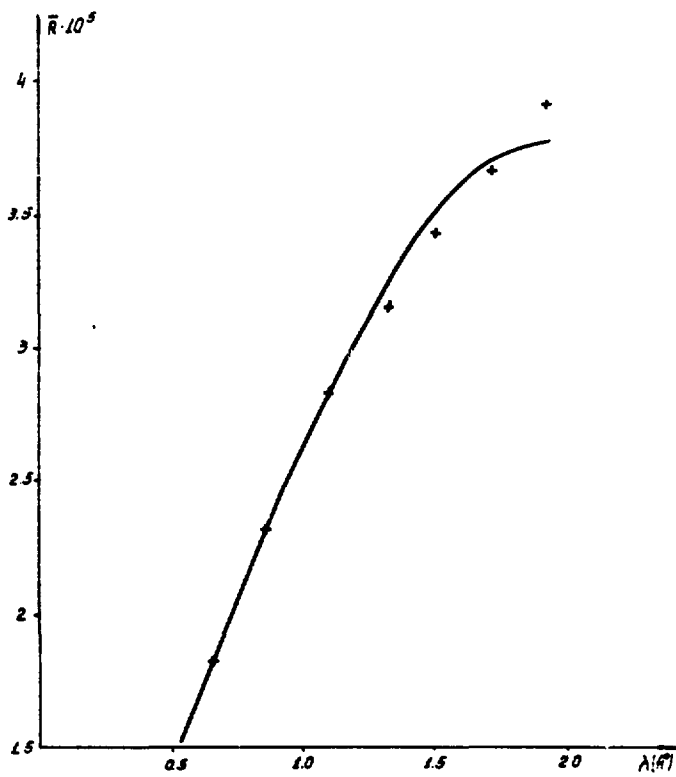


Рис. 3

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.1. Схематическое изображение элементов экспериментальной установки.

А.Измерение интенсивности падающего на кристалл M_2 пучка фотонов N_{γ_1} .

Б.Измерение интенсивности отраженного от кристалла M_2 пучка фотонов N_{γ_2} .

Рис.2 Экспериментально измеренная зависимость интенсивности счета кристалла $NaI(Tl)$ "а", и ионизационной камеры, "б", от толщины поглотителя δ , установленного перед детектором. По оси абсцисс - число AR фольг толщиной 75 мкм.

Рис.3, Сравнение результатов измеренных значений \bar{R} норм (λ) (крестики) с теоретическими значениями (сплошная кривая),

ЛИТЕРАТУРА

1. Джеймс "Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей" Москва, Иностранная литература, 1950.
2.) В.И.Иверонова, Г.П.Ревкович. "Рассеяние рентгеновских лучей" Москва, МГУ, 1972.
3. J. Burgeat, R. Collela J. Appl. Phys. 40, 3550 (1969)
4. А.М.Афанасьев Phys. Stat. Solidi (A) 42, № I, 415, (1977).
5. J. W. N. Du Mond Phys. Rev. 52, 872 (1937)
6. 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.
7. А.М.Афанасьев, Перстнев Acta Cryst. A20, 520 (1969)-
8. International Crystallographical Tables, V IV New - York. 1974
9. З.Г.Пинскер . "Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах" Москва, Наука, 1974.
10. Р.Н.Томбулиан, Р.Е.Ведо J. Appl. Phys. 29, 804 (1958)
11. Э.Сторм, Х.Израэль "Сечение взаимодействия γ -излучения" Москва, Атомиздат, 1973.
12. И.П.Карабеков, М.А.Мартirosян, С.С.Овакимян. Научное сообщение ЕФИ-23(73), Ереван, 1973.

Рукопись поступила 15 -июня 1977 г.

Редактор Л.П.Мукаян

Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 1092

ВФ- 06730

Тираж 299

Подписано к печати 15/IX-77г. Формат издания 30x40

1,5 уч.изд.л. Ц. 10 к.

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

индекс 3624