

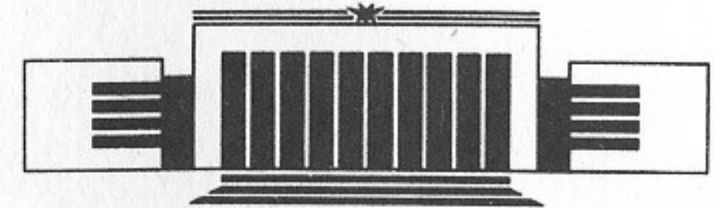


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

В.А. Кабанник

**ВАРИАНТ ФОКУСИРУЮЩЕГО
МОНОХРОМАТОРА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ
ПО ВОЗБУЖДЕНИЮ ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ
ИЗОТОПОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

ПРЕПРИНТ 89-157



НОВОСИБИРСК

А Н Н О Т А Ц И Я

В данной статье приводится расчет и выбор оптимального варианта монохроматизации СИ из поворотного магнита в накопителе, с эффективным использованием телесных углов СИ $\Delta\theta_x = 2,5 \cdot 10^{-4}$ рад, $\alpha_z = 10^{-2}$ рад. Энергетическое разрешение фокусирующего монохроматора $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 10^{-4}$. Монохроматор предназначен для предварительной монохроматизации в экспериментах по возбуждению ядерных уровней Fe^{57} и других мессбауэровских изотопов с использованием СИ, а также для экспериментов, требующих большую освещенность образца потоком гамма-квантов, имеющих маленький энергетический диапазон. Настройка монохроматора на энергию гамма-квантов Fe^{57} ($E_\gamma = 14,41247$ кэВ) предполагается на пучке СИ по метрологическому монохроматору.

Рассчитывается мощность, оставляемая пучком СИ в первом кристалле с учетом бериллиевых фольг и алюминиевого фильтра. Вычисляется интенсивность, размер пучка гамма-квантов в различных точках фокусирующей системы. Приводится сравнение с фокусирующей системой, использующей эллипсоидное зеркало с золотым покрытием. Для сравнения интенсивности монохроматического излучения из поворотного магнита или из змейки после фокусирующего монохроматора, приводится интенсивность потока гамма-квантов в ондуляторе.

В В Е Д Е Н И Е

При постановке экспериментов на пучках СИ, с энергетическим разрешением $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 10^{-4}$ из поворотного магнита и змеек, получение интенсивных монохроматических пучков гамма-квантов, можно обеспечить собиранием потока нужных гамма-квантов с больших телесных углов СИ. Одновременная монохроматизация и фокусировка потока СИ, даст большое количество гамма-квантов в минимальном энергетическом диапазоне, проходящих через площадь изображения источника СИ. Расчет оптимальной геометрии монохроматизации пучка СИ с фокусировкой, эффективно использующей телесные углы, в данном случае производится матричным методом в фазовом пространстве координат углов и длин волн гамма-квантов [1], [2], [7], [11].

Г Е О М Е Т Р И Я

Вариант фокусирующего монохроматора представлен на рис.1. Геометрия первого кристалла должна быть такой, чтобы в нем гамма-кванты с нужной энергией дифрагировали во всем захватываемым кристаллом телесном угле СИ. Этого можно добиться изогнув кристалл по вертикали, а по горизонтали для гамма-квантов с нужной энергией кристалл захватит угол

$$\alpha_{\text{пред}} = 2 \sqrt{\text{ctg} \theta_B \cdot \Delta\theta_K}$$

где $\Delta\theta_K$ - ширина кривой качания
 θ_B - угол Брэгга.

Для $E_x = 14,41$ кэВ Si (III) $\theta_B = 7,89^\circ$
 $\Delta\theta_k = 3''$ (рис.4)
 $\alpha_{\text{пред}} = 0,022$ рад $\approx 1,26^\circ$

Обычно при работе с СИ на накопителях первый кристалл несет значительную тепловую нагрузку. Наименьшую тепловую нагрузку можно получить применяя тонкий первый кристалл (порядка толщины экстинкции) в геометрии по Дю-Монцу с использованием перед кристаллом фильтра из алюминия. Фокусировка пучка по вертикали и по горизонтали осуществляется мозаичным кристаллом изогнутым по горизонтали. Настроенные и связанные механически два кристалла позволяют осуществить монохроматизацию в широком диапазоне по энергии гамма-квантов с разрешением $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 10^{-4}$. (Предполагается стабильность положения электронного пучка).

Преобразование СИ для кристаллов.

Расчет интенсивностей, размеров пучка СИ на различных расстояниях от источника СИ в данном случае производился матричным методом в фазовом пространстве координат, углов и энергий гамма-квантов [1], [2], [7], [11]. Для варианта, показанного на рис.1, выпишем матрицы преобразования пучка гамма-квантов при переходе через кристаллы № 1, № 2.

Матрица преобразования по вертикали для изогнутого кристалла в Лауэ:

$$(I) \begin{pmatrix} x \\ x' \\ \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{b} & 0 & 0 \\ -F1 & -b & -(1-b)tg\theta \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ x' \\ \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \end{pmatrix}$$

Матрица преобразования по вертикали для плоского мозаичного кристалла (Брэгг)

$$(2) \begin{pmatrix} x \\ x' \\ \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{b} & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 2tg\theta_B \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ x' \\ \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \end{pmatrix}$$

Матрица преобразования по горизонтали для изогнутого мозаичного кристалла по вертикали (Брэгг)

$$(3) \begin{pmatrix} y \\ y' \\ \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{b} & 0 & 0 \\ F1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y \\ y' \\ \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \end{pmatrix}$$

где для Лауэ отражения

$$F1 = -\left(\frac{1}{P} + \frac{1}{g}\right) \quad P = R \cdot \cos(\theta_B - \varphi)$$

$$b = \frac{\cos(\theta_B - \varphi)}{\cos(\theta_B + \varphi)} \quad g = R \cdot \cos(\theta_B + \varphi)$$

и для отражения по Брэггу

$$F1 = -\left(\frac{1}{P} + \frac{1}{g}\right) \quad P = R \cdot \sin(\theta_B - \varphi)$$

$$b = \frac{\sin(\theta_B - \varphi)}{\sin(\theta_B + \varphi)} \quad g = R \cdot \sin(\theta_B + \varphi)$$

θ_B - угол Брэгга, R - радиус кривизны кристалла,
 ρ - расстояние от электронного пучка до кристалла,
 g - расстояние от кристалла до изображения,
 φ - угол косого среза равный углу между кристаллическими плоскостями и плоскостью кристалла для (Брэгга), угол между кристаллическими плоскостями и нормалью к плоскости кристалла для (Лауэ).

Для мозаичного кристалла, после матрицы преобразования (2), (3), надо ввести преобразование размазки (4). После (3) в преобразовании размазки (4) нужно учесть не только размер блоков мозаики Δ , но и их разориентацию Σ . Покажем явный вид функций распределения, для преобразования размазки (4), при отражении от мозаичного кристалла:

$$(4) \quad F_3(x, x') = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(x, x') \cdot f_2(x', x'_1) dx'$$

Плотность гамма-квантов в фазовом пространстве углов и координат после (2), (3) преобразования, согласно [1], [2], [7] запишется в виде:

$$(5) \quad f_1(x, x') = \frac{1}{\sqrt{2\pi\varepsilon}} e^{-\frac{\beta x'^2 + 2\alpha x'x + \gamma x^2}{2\varepsilon}}$$

(Обозначения приняты здесь как в [7]).

Для Гауссова распределения блоков мозаики по углам φ_2 будет иметь вид:

$$(6) \quad f_2(x', x'_1) = \frac{1}{\zeta \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x' - x'_1)^2}{2\zeta^2}}$$

где $\zeta = \frac{\tilde{\zeta}_{\text{экет}} \cdot \Delta \theta_k}{\Delta}$ после (2) преобразования

и $\zeta = \sqrt{\left(\frac{\tilde{\zeta}_{\text{экет}} \cdot \Delta \theta_k}{\Delta}\right)^2 + \Sigma^2}$ после (3)

преобразования.

Площадь распределения (5)

$$J_{f_1} = \pi \cdot \varepsilon$$

Площадь распределения (4)

$$J_{F_3} = \pi \cdot \sqrt{\varepsilon^2 + \varepsilon \cdot \beta \cdot \zeta^2}$$

Все фазовые диаграммы, интенсивности, фильтры, потери мощности СИ в первом кристалле вычислены для накопителя ВЭИИ-3 с параметрами в точке излучения:

Энергия электронов в накопителе

$$E_{e^-} = 2,2 \text{ ГэВ}$$

Магнитное поле в магните, где идет излучение

$$H_M = 20 \text{ кГс}$$

Ток электронов в накопителе

$$I_{e^-} = 1 \text{ мА}$$

Критическая длина волны $\lambda_c = 1,92 \text{ \AA} [4]$

Рабочая энергия гамма-квантов

$$E_\gamma = 14,4125 \text{ кэВ}$$

Для $E_\gamma = 14,4125 \text{ кэВ}$ вертикальная расходимость СИ [4]:

$$\zeta_{\text{СИ}} = 2,49 \cdot 10^{-4} \text{ рад}$$

Универсальная спектральная функция

$$h\left(\frac{\lambda}{\lambda_e}\right) = 0,248$$

Вертикальный эмиттанс: $\mathcal{E}_z = 10^{-6}$ см·рад

Вертикальная бета и альфа функции электронного пучка в месте

излучения СИ: $\beta_z = 200$ см, $\alpha_z = -1$

Радиальный эмиттанс: $\mathcal{E}_r = 3 \cdot 10^{-5}$ см·рад

Радиальные бета и альфа функции электронного пучка в месте излучения СИ

$$\beta_r = 250 \text{ см, } \alpha_r = 1$$

На рисунках 6,7,8,9а,9б,13,14,15 масштаб для координат: снизу - для пучка СИ в месте излучения и в месте изображения фокусирующей системы, сверху - на кристаллах и зеркалах

Т Е П Л О

Согласно динамической теории рассеяния рентгеновских лучей в кристаллах [8] вычислена (рис.2) интегральная интенсивность отраженной плоской волны в зависимости от толщины плоской пластинки кремния Si (III), в геометрии по Лауэ, для гамма-квантов с энергией $E_\gamma = 14,41$ кэВ. Из графика видно, что первый максимум интенсивности находится при толщине пластинки $T_s = 16 \div 18$ мкм.

При толщине алюминиевого фильтра $T_{Al} = 0,1$ мм, коэффициент ослабления для наших энергий гамма-квантов будет

$$K_{Al} = e^{-\mu_{Al} \cdot T_{Al}} = 0,78$$

Проинтегрировав по всем длинам волн гамма-квантов спектральные плотности, приведенные на рис.3, получим мощность СИ, остающуюся в кристалле кремния:

$$\frac{PA - P3}{PM} = 0,025 \approx 2,5\%$$

где: $PM = 0,087$ Вт - полная мощность СИ в миллирадиан горизонтального угла проинтегрированная по вертикальному углу на миллиампер тока электронов [4].

$PA = 0,026$ Вт - аналогичная мощность СИ после бериллия $T_B = 0,4$ мм и алюминия $T_A = 0,1$ мм.

$P3 = 0,024$ Вт - мощность СИ после бериллия $T_B = 0,4$ мм, алюминия $T_A = 0,1$ мм и кремния $T_S = 0,02$ мм.

ИНТЕНСИВНОСТИ

На рис. 4-5. показаны вычисленные согласно [8] кривые качания идеального кристалла Si (III) для плоской волны гамма-квантов по Лауэ и Брэггу соответственно. Используя параметры кривой качания по Брэггу идеального кристалла ($\Delta\theta_k = 3,8''$, $K_{отр} = 0,98$, $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 1,6 \cdot 10^{-4}$, $\tau_{экет} = 0,79$ мкм) рассмотрим каким требованиям должен удовлетворять мозаичный кристалл.

Вторичная экстинкция мозаичного кристалла Si (III)

$$\tilde{\tau}_{2экет} = \frac{1}{\mu \cdot \left(\frac{1}{\sin(\theta_B - \varphi)} + \frac{1}{\sin(\theta_B + \varphi)} \right)} = 24,5 \text{ мкм}$$

μ - линейный коэффициент ослабления гамма-квантов в кремнии.
 $\mu = 28,01 \text{ см}^{-1}$. Если мозаичный кристалл получен нарушением поверхности идеального кристалла, то мозаичность блоков должна

проникать на глубину вторичной экстинкции $\zeta_k = 30$ мкм. Средний размер блоков мозаики должен быть не меньше чем экстинкция идеального кристалла $\Delta \sim 0,79$ мкм. Разориентация блоков мозаики $\Sigma \sim 120''$ - порядка расходимости СИ. Из [5] видно, что шлифовкой поверхности идеального кристалла можно удовлетворить этим требованием и иметь максимальный коэффициент отражения $K_M \sim 30\%$.

Для определения размеров пучка гамма-квантов и для вычисления интенсивности в различных точках фокусирующей системы рис.1. построены фазовые диаграммы рис.6,7,8,9а,9б в вертикальной и горизонтальной проекции. Интенсивность отраженного пучка гамма-квантов от кристалла № I (рис.1) при токе $I_e = 1$ ма. горизонтальном угле 10^{-2} рад:

$$I_1 = 9,7 \cdot 10^9 \frac{\phi_{ог}}{c}$$

Интенсивность гамма-квантов отраженных от второго кристалла:

$$I_2 = 1,95 \cdot 10^9 \frac{\phi_{ог}}{c}$$

Энергетическое разрешение отраженного пучка:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 1,2 \cdot 10^{-4}$$

Из матрицы преобразования (I) видно, что изогнутый оптимально кристалл по Дю-Монду ($R_{огр} = \frac{R}{\cos(\theta_0 - \varphi)}$) [6] в фазовом пространстве углов и координат не меняет геометрии отраженного пучка гамма-квантов. Из-за энергетического диапазона пропускаемого первым кристаллом, размер пучка гамма-квантов по вертикали в плоскости изображения увеличился в 2,7 раза по сравнению с размером СИ в точке излучения рис.7.

Из-за углового распределения блоков мозаики размер пучка

гамма-квантов по горизонтали в плоскости изображения увеличился по сравнению с размером СИ в месте излучения для $\Sigma = 120''$ в 1,7 раза, а для $\Sigma = 400''$ в 3,4 раза (рис.9а, 9в.)

МЕТРОЛОГИЧЕСКИЙ МОНОХРОМАТОР

На рис.16,17 изображены два варианта метрологического монохроматора. Монохроматор представляет собой монокристалл кремния, в котором прорезаны два паза, имеющие поворот в середине кристалла на 90° и 30° , соответственно для двух вариантов. Края паза параллельны кристаллическим плоскостям (840) и имеют угол с пл.(840) $\varphi = 30^\circ$, соответственно для двух вариантов. Как и в работе [3] в этом монохроматоре используется для одного луча, проходящего через паз, четыре отражения от кристаллических плоскостей (840). Верхний паз служит для настройки и юстировки метрологического монохроматора в "белом" пучке СИ. Фокусирующий монохроматор настраивают на энергию метрологического монохроматора, путем поворота как целое, связанных кристаллов фокусирующего монохроматора, до тех пор пока не получится прохождение, отраженного пучка из фокусирующего монохроматора, через нижний паз метрологического монохроматора.

Интенсивность отраженных квантов СИ от плоского кристалла

$$Si(840) \text{ при } I_e = 1 \text{ ма, } \alpha = 10^{-3} \text{ рад}$$

для $\varphi = 0$ Рис.10.

$$I_{0^\circ} = 3,33 \cdot 10^7 \frac{\phi_{ог}}{c}$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 5,4 \cdot 10^{-4}$$

для $\varphi = 30$ Рис.11.

$$I_{30^\circ} = 6,65 \cdot 10^7 \frac{\phi_{ог}}{c}$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 5,4 \cdot 10^{-4}$$

Для метрологического монохроматора интенсивность и разрешение при $I_{e^-} = 1$ мА, $\alpha_n = 10^{-3}$ рад

для $\varphi = 0^\circ$

$$I_{\text{м}0} = 1,2 \cdot 10^5 \frac{\text{фот}}{\text{с}}$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 2,8 \cdot 10^{-6}$$

для $\varphi = 30^\circ$

$$I_{\text{м}30} = 4,8 \cdot 10^5 \frac{\text{фот}}{\text{с}}$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 5,4 \cdot 10^{-6}$$

Энергия гамма-квантов пропускаемых метрологическим монохроматором отличается от энергии ядерного перехода [10]:

$$\frac{\Delta E_{\text{от мон}}}{E} = 1,57 \cdot 10^{-3}$$

К - край криптона отличается: $\frac{\Delta E_{\text{от Кз}}}{E} = 6,2 \cdot 10^{-3}$

К - край рубидия отличается: $\frac{\Delta E_{\text{от Рв}}}{E} = 5,47 \cdot 10^{-2}$

Чтобы настроить фокусирующий монохроматор на энергию ядерного перехода Fe^{57} надо, связанные кристаллы № 1 и № 2 как одно целое повернуть на $46,8''$.

ЗЕРКАЛО

Рассмотрим вариант фокусирующей системы с применением зеркала. Фокусировку по обеим координатам осуществим эллипсоидным зеркалом. Монохроматизацию отраженного от зеркала пучка гамма-квантов осуществим изогнутым тонким ($T_{Si} = 18$ мкм) кристаллом кремния Si(II) в геометрии по Кошуа. Коэффициент отражения в зависимости от угла скольжения для гамма-квантов с энергией $E_\gamma = 14,41$ кэВ на зеркале покрытом золотом показан на рис. 12. Показатель преломления для Au $n = 1 - \delta - i\beta = 1 - 1,5 \cdot 10^{-5} - i \cdot 2,4 \cdot 10^{-6}$

$$\theta_c = 5,5 \cdot 10^{-3} \text{ рад [10].}$$

Для дальнейших расчетов возьмем угол отражения на зеркале $\theta_n = 4,6 \cdot 10^{-3}$ рад. Коэффициент отражения на этом угле $K_{\theta_n} = 0,61$. Эллипсоидное зеркало расположено на расстоянии от точки излучения СИ: 385,6 см ближний край и на 500 см дальний край. Рабочая ширина зеркала 2 см. Длина зеркала 114,4 см. Параметры эллипсоида зеркала $a = 458,3$ см, $b = 2,11$ см.

Зеркало захватывает по горизонтали угол СИ $\alpha_3 = 5,18 \cdot 10^{-3}$ рад. Для построения распределений плотностей гамма-квантов в пространстве углов и координат, матрицы преобразования для эллипсоидного зеркала были получены простым усовершенствованием матриц преобразования для эллиптического зеркала [1], [2].

Распределение плотности гамма-квантов в пространстве углов и координат по вертикали для эллипсоидного зеркала и кристалла Si(III), $T_{Si} = 18$ мкм $\varphi = 0$ изогнутого по Кошуа $R_{\text{огт}} = 402$ см, расположенного сразу после зеркала, приведены на рис. 13, 14. Размеры пучка гамма-квантов по вертикали и по горизонтали рис. 15 в плоскости изображения практически равны размерам источника СИ. Отношение отраженной от кристалла фазовой площади распределения Φ_K и фазовой площади отраженного от зеркала распределения Φ_3 равны $\frac{\Phi_K}{\Phi_3} = 0,36$ (рис. 14). Интенсивность и разрешение отраженного от зеркала и кристалла монохроматического пучка гамма-квантов при токе $I_{e^-} = 1$ мА, горизонтальном угле $\alpha = 5,18 \cdot 10^{-3}$ рад

$$I_{3K} = 1,5 \cdot 10^9 \frac{\text{фот}}{\text{с}}$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 1,2 \cdot 10^{-4}$$

ВЫВОДЫ

Из [12] известно, что существуют 8 стабильных мессбауэровских изотопов с $E_\gamma \leq 25,65$ кэВ. Подставляя энергии перехода мессбауэровских изотопов в программу расчета интенсивностей из фокусирующего монохроматора видно, что при тех же данных электронного пучка в накопителе, поворотного магнита и расстояний, для достижения наибольшей интенсивности, необходимо заменить соответственно толщину I-го кристалла \mathcal{M} -фильтра и радиусы изгибов кристаллов.

Выбор оптимальной толщины входного кристалла для соответствующих энергий возбуждения мессбауэровских изотопов находится из изменения интенсивности отраженной волны гамма-квантов по Лауэ в зависимости от толщины кристалла кремния Si (III), рис. 18. Выбор толщины \mathcal{M} -фильтра, для каждой рабочей энергии монохроматора зависит от оптимального соотношения между величиной ослабления полезных квантов $K_{\text{не}}$ и мощности СИ, оставляемой в первом кристалле $\frac{PA-P3}{PM}$. Соотношения между этими величинами приведены в таблице 1. Таблица 2 показывает интенсивности и размеры монохроматизированного пучка гамма-квантов СИ из поворотного магнита в фокусе монохроматора для мессбауэровских изотопов с $E_\gamma \leq 25,65$ кэВ.

Приведем для сравнения интенсивности монохроматического излучения из фокусирующего монохроматора на змейке в накопителе с интенсивностью ондуляторного излучения на накопителе

$$E_\gamma = 14,4125 \text{ кэВ.}$$

Интенсивность монохроматического излучения из змейки ($E_{e^-} = 2,2$ ГэВ, $H_3 = 20$ кГс, $N_{\text{пол}} = 20$ $I_{e^-} = 1$ мА) после

фокусирующего монохроматора в месте изображения (фокусе).

$$I_3 \sim 3,9 \cdot 10^{10} \frac{\text{фот}}{\text{с}} \quad \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 1,2 \cdot 10^{-4}$$

Интенсивность ондуляторного излучения [9] на первой гармонике от одного электрона:

$$\frac{dI}{d\Omega} = \frac{e^2 d^2 k^2 2}{\pi c \lambda^3 E_\gamma} \left[j_1'^2(\zeta) + \left(\frac{\gamma\theta}{k} - \frac{1}{\zeta} \right)^2 j_1^2(\zeta) \right] \frac{\sin^2 \left[N\pi \left(\frac{\lambda_H}{\lambda} - 1 \right) \right]}{\left(\frac{\lambda_H}{\lambda} - 1 \right)^2} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad (7)$$

$\zeta = \frac{K d \theta}{\gamma \lambda}$, $\frac{dI}{d\Omega} \rightarrow$ количество гамма-квантов в единичном телесном угле сосредоточена в угле:

$$\theta_{\text{онд}} = \sqrt{\frac{1}{\gamma^2 N} + \frac{\epsilon}{\beta}} \quad (8)$$

Характеристическая длина волны ондулятора:

$$\lambda_H = \frac{d}{2\gamma^2} (1 + K^2 + \theta^2 \gamma^2) \quad (9)$$

$$K = \frac{e \cdot H \cdot d}{2 \cdot \pi \cdot m \cdot c^2} = \frac{H(\text{кГс}) \cdot d(\text{см})}{10}$$

где ϵ - эмиттанс накопителя, β - бета функция накопителя в ондуляторе, N - число периодов в ондуляторе, γ - релятивистский фактор, d - период ондулятора, K - фактор ондуляторности, θ - угол вылета гамма-квантов, e - заряд электрона, H - перпендикулярная составляющая магнитного поля в ондуляторе, m - масса электрона, c - скорость света, $j_1(\zeta)$, $j_1'(\zeta)$ - функция Бесселя первого порядка и ее производная, E_γ - энергия наблюдаемого гамма-кванта, λ - длина волны наблюдаемого гамма-кванта.

В таблице 3 приведены параметры и интенсивности предполагаемых специализированных ондуляторов с $E_\gamma = 14,4125$ кэВ

на накопителях с различной энергией электронов, на 1 мА тока электронов.

В таблице 4 приведены параметры и интенсивности предполагаемых ондуляторов на накопителе с энергией электронов $E_e = 6$ ГэВ, на 1 мА тока электронов.

Характеристическая длина волны ондуляторов (8) или энергия гамма-квантов соответствует энергии мессбауэровского перехода каждого мессбауэровского изотопа. (При составлении таблицы ориентировались на ондуляторы с большим периодом).

Для энергии электронного пучка $E_e = 6$ ГэВ. Фактор ондуляторности $K = 0,5$. Магнитное поле в ондуляторе $H = 2,8$ кГс. Период магнитной системы $d = 1,9$ см. Длина ондулятора $L = 200$ см. Число периодов $N = 105$. Эмиттанс электронного пучка $\epsilon \approx 3 \cdot 10^{-5}$ см·рад, $\beta = 200$ см, $\theta_{онд} = 3,8 \cdot 10^{-4}$ рад. Интенсивность гамма-квантов ондулятора при токе 1 мА

$$I_{онд} = 2,9 \cdot 10^{11} \frac{\phi_{ог}}{e} \quad \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 10^{-4}$$

Из таблиц 2, 3, 4 видно, что без всякой монохроматизации освещенность ондуляторного излучения в спектральном диапазоне $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 10^{-4}$ всего на порядок больше, чем освещенность монохроматического излучения с $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 1,2 \cdot 10^{-4}$ в "фокусе" фокусирующего монохроматора, поставленного на многополюсную змейку в накопителе.

Как показано выше, интенсивности и освещенности монохроматического излучения после эллипсоидного зеркала с кристаллом по Кошуа и фокусирующего монохроматора из двух кристаллов сравнимы. Возможность изготовить эллипсоидное рентгеновское зеркало длиной 115 см представляется очень трудной задачей. Изго-

товление кристаллов в фокусирующем монохроматоре, наверное, значительно легче. При постановке фокусирующего монохроматора на многополюсную змейку накопителя появляется возможность получить интенсивности и освещенности в плоскости изображения, сравнимые с интенсивностями и освещенностями монохроматизированного излучения, получаемого в ондуляторах.

Автор выражает благодарность Скринскому А.Н., Кулипанову Г.Н., Винокурову Н.А., Пиндюрину В.Ф., Мезенцеву Н.А., Левичеву Е.Б., Соколову А.С. за поддержку, внимание и предоставление возможности сделать эту работу.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Appl. Cryst. (1980). 13, p.465-471.
Tadashi Matsushita, Ukyo Kaminaga.
2. J. Appl. Cryst (1980) 13, p.472-478
Tadashi Matsushita, Ukyo Kaminaga.
3. J. Appl. Cryst. (1974) 7, 254-259.
Tadashi Matsushita.
4. У.Ф.Н. т.122 вып.3 стр.369-418, 1977, Г.Н.Кулипанов,
А.Н.Скринский.
5. Электронная техника вып.1. сер.2, стр.34-38 (1966)
Е.А.Ефимов, И.Г.Ерусалимчик, Т.С.Захарова.
6. Кристалл-дифракционные гамма-спектрометры, 1963, О.И.Сумбаев.
7. Динамика частиц в фазовом пространстве. А.Лихтенберг.
8. Рентгеновская кристаллооптика. Е.Г.Пинскер, М.1982.
9. Журнал технической физики, т.ХУШ вып.10, стр.2126-2132
(1973). Д.Ф.Алферов, Ю.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов "К теории
ондуляторного излучения".
10. Физика рентгеновских лучей. М.А.Блохин, М., 1957.
11. Введение в матричную оптику А.Джеррард, Дж.М. Берч.
М., 1978.
12. Таблицы физических величин. Справочник под редакцией И.К.Ки-
коина. М. Атомиздат. 1976. С. 874-883.

Таблица 1

Мощность СИ, оставляемая в первом кристалле фокусирующего монохроматора для различных рабочих энергий E_x обозначения $PM, PA, P3$ те же, что и на стр. 7-9. $PM = 0,087$ Вт

Мессб. изото-пов	E_x (кэВ)	λ (А°)	Толщ. Be В (мкм)	Толщ. Al В (мкм)	Толщ. Si В (мкм)	Кэф. оставл. в KAE	Толщ. (III) В (мкм)	PA (Вт)	P3 (Вт)	PA-P3 PM
$^{57}Fe_{26}$	14,4125	0,86	400	100	100	0,78	20	0,026	0,024	0,025
$^{73}Ge_{32}$	13,3	0,93	400	100	100	0,74	20	0,026	0,024	0,025
$^{119}Sn_{50}$	23,875	0,519	400	300	300	0,85	40	0,016	0,014	0,014
$^{149}Sm_{62}$	22	0,56	400	300	300	0,81	40	0,016	0,014	0,014
$^{151}Eu_{63}$	21,6	0,57	400	300	300	0,80	35	0,015	0,014	0,013
$^{161}Dy_{66}$	25,65	0,48	400	300	300	0,87	42	0,015	0,014	0,016
$^{169}Tm_{69}$	8,41	1,47	400	50	50	0,55	50	0,034	0,026	0,094
$^{181}Ta_{79}$	6,25	1,98	400	30	30	0,43	37	0,039	0,029	0,10

Таблица 2

Интенсивности и размеры монохроматизированного пучка гамма-квантов СИ из поворотного магнита в фокусе фокусирующего монохроматора для мессбауэровских изотопов $E_\gamma \leq 25,65$ кэВ с учетом ослабления в Al -фильтре ($E_{e-} = 2,2$ ГэВ, $H_M = 20$ кГс, $I_{e-} = 1$ мА, $\ell = 910$ см, коэффициент отражения от 2-го кристалла монохроматора $K \approx 0,25$)

Мессб. изотоп	E_γ (кэВ)	Толщ. Al филт. (мкм)	Толщ. Si (III) по Лауэ (мкм)	Угол Брэгга в (град)	Интенсив. $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 10^{-4}$ в фокусе $\Delta\lambda = 10^{-2}$ рад ($\frac{\phi_{ог}}{c}$)	Размер в фокусе по x (см)	Размер в фокусе по R (см)	Интенсив. в диап. зоне $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} (\frac{\phi_{ог}}{c})$	Диапазон $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$
Fe_{26}^{57}	14,4125	100	18	7,88	$1,95 \cdot 10^9$	0,06	0,26	54,01	$2,77 \cdot 10^{-12}$
Ge_{32}^{76}	13,3	100	18	8,54	$2,22 \cdot 10^9$	0,06	0,27	0,275	$1,25 \cdot 10^{-14}$
Zn_{50}^{119}	23,875	300	39	4,47	$2,87 \cdot 10^8$	0,036	0,24	4,41	$1,54 \cdot 10^{-12}$
Zn_{62}^{149}	22,0	300	37	5,15	$3,55 \cdot 10^8$	0,04	0,24	20,7	$5,84 \cdot 10^{-12}$
Mn_{63}^{151}	21,6	300	35	5,25	$4,00 \cdot 10^8$	0,04	0,24	10,58	$2,64 \cdot 10^{-12}$
Dy_{66}^{181}	25,65	300	42	4,42	$2,17 \cdot 10^8$	0,03	0,24	2,63	$1,21 \cdot 10^{-12}$
Tm_{69}^{163}	8,41	50	50	13,59	$1,65 \cdot 10^9$	0,08	0,35	318,4	$1,93 \cdot 10^{-11}$
Ta_{73}^{181}	6,25	30	37	18,43	$1,28 \cdot 10^9$	0,09	0,43	0,406	$3,17 \cdot 10^{-14}$

Таблица 3

Полная интенсивность ондулятора излучения из специализированных ондуляторов $\lambda_H = 0,86 \text{ \AA}$ ($E_\gamma = 14,4125$ кэВ) на 1 мА тока электронов

Энергия электронов в (ГэВ)	Фактор ондуля-торнос. К	Магнит. поле в (кГс)	Период магнит. в (см)	Длина ондулят. в (см)	Число перио-дов	Угол $\frac{1}{\gamma\sqrt{N}}$ в (рад)	Интенсивность в $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 10^{-4}$ ($\frac{\phi_{ог}}{c}$)	Интенсивность в $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 10^{-12}$ ($\frac{\phi_{ог}}{c}$)
2,2	0,1	3,4	0,31	100	317	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$4,46 \cdot 10^{10}$	446
4	0,3	3,3	0,96	200	207	$8,87 \cdot 10^{-6}$	$2,24 \cdot 10^{11}$	2426
6	0,1	0,46	2,34	200	85	$9,2 \cdot 10^{-6}$	$1,18 \cdot 10^{11}$	118
6	0,3	1,5	2,17	200	92	$8,87 \cdot 10^{-6}$	$1,07 \cdot 10^{11}$	1069
6	0,5	2,8	1,9	200	105	$8,31 \cdot 10^{-6}$	$2,96 \cdot 10^{11}$	2956
8	0,7	2,7	2,8	200	70	$7,63 \cdot 10^{-6}$	$3,21 \cdot 10^{11}$	3209
8	1,0	5,0	2,1	200	94	$6,58 \cdot 10^{-6}$	$6,57 \cdot 10^{11}$	6571
8	1,0	5,1	2,1	400	189	$4,65 \cdot 10^{-6}$	$1,33 \cdot 10^{12}$	13359

Таблица 4

Полная интенсивность ондуляторного излучения из специализированных ондуляторов на накопителе с энергией электронов $E_e = 6$ ГэВ, при токе электронов 1 мА

Хар-к-ти-сти-ка	Фактор ондулятор. К	Магнит. поле в (кГс)	Период магнит. в (см)	Длина онду-лят. в (см)	Число пери-одов	Угол $\frac{1}{\gamma\sqrt{N}}$ в $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 10^{-4}$ зоне	Интенсив. в $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} (\frac{\text{фот}}{e})$	Интенсив. в $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} (\frac{\text{фот}}{e})$	Диапазон
0,86	0,3	1,5	2,17	200	92	$8,87 \cdot 10^{-6}$	$1,07 \cdot 10^{11}$	2963,9	$2,77 \cdot 10^{-12}$
0,93	0,3	1,36	2,36	200	84	$9,29 \cdot 10^{-6}$	$9,7 \cdot 10^{10}$	12,13	$1,25 \cdot 10^{-14}$
0,519	0,1	0,75	1,41	200	141	$7,1 \cdot 10^{-6}$	$1,97 \cdot 10^{10}$	303,4	$1,54 \cdot 10^{-12}$
0,56	0,1	0,696	1,53	200	130	$7,4 \cdot 10^{-6}$	$1,82 \cdot 10^{10}$	1062,8	$5,84 \cdot 10^{-12}$
0,57	0,1	0,684	1,56	200	127	$7,5 \cdot 10^{-6}$	$1,78 \cdot 10^{10}$	469,9	$2,64 \cdot 10^{-12}$
0,48	0,1	0,81	1,318	200	151	$6,9 \cdot 10^{-6}$	$2,12 \cdot 10^{10}$	256,5	$1,21 \cdot 10^{-12}$
1,47	0,3	0,86	3,7	200	53	$1,16 \cdot 10^{-6}$	$5,79 \cdot 10^{10}$	11174,7	$1,93 \cdot 10^{-11}$
1,98	0,5	1,22	4,4	200	45	$1,27 \cdot 10^{-6}$	$1,25 \cdot 10^{11}$	39,6	$3,17 \cdot 10^{-14}$

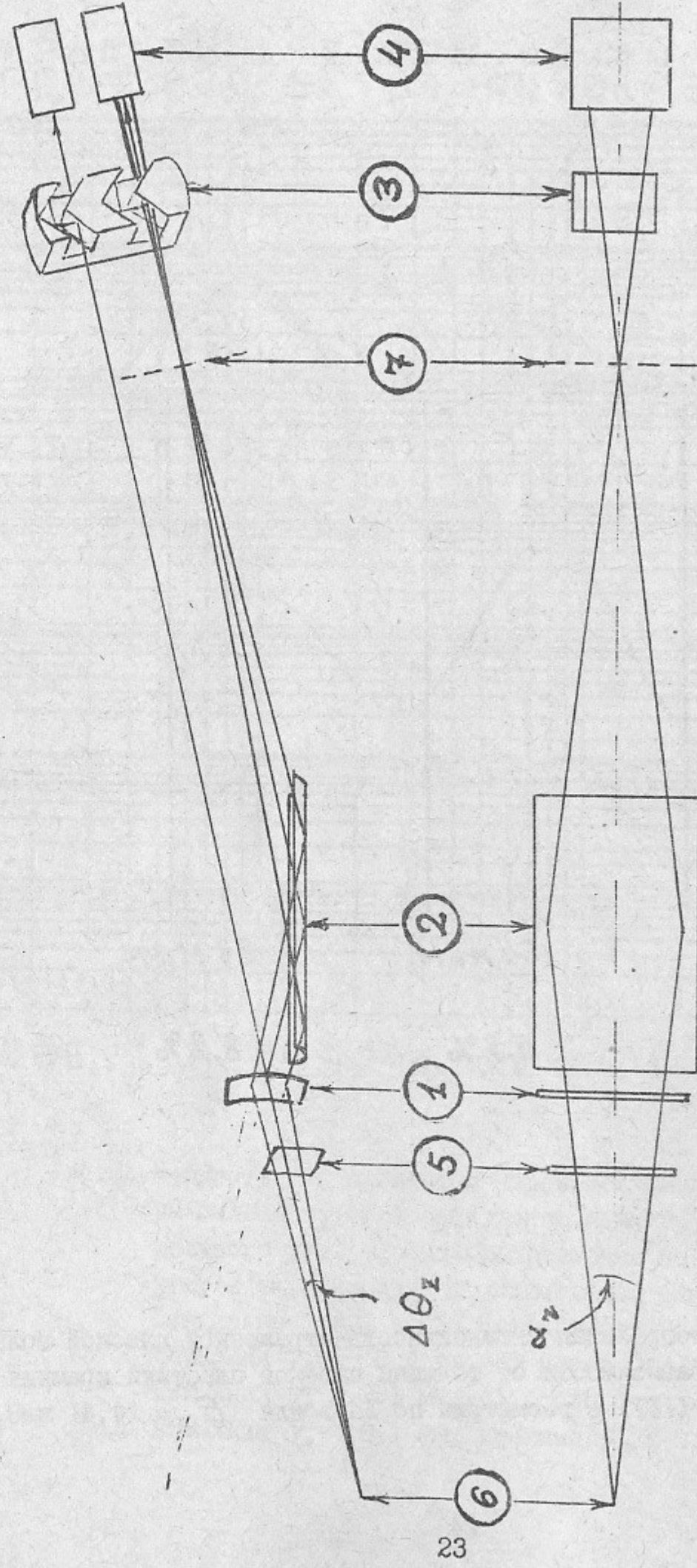


Рис.1. Схема фокусирующего монохроматора. 1) кристалл Si(111) $T = 18$ мкм, 2) мозаичный кристалл Si(111), 3) метрологический монохроматор Si(840), 4) детектор, 5) алюминиевый фильтр 0,1 мм, 6) источник СИ, 7) плоскость изображения источника СИ.

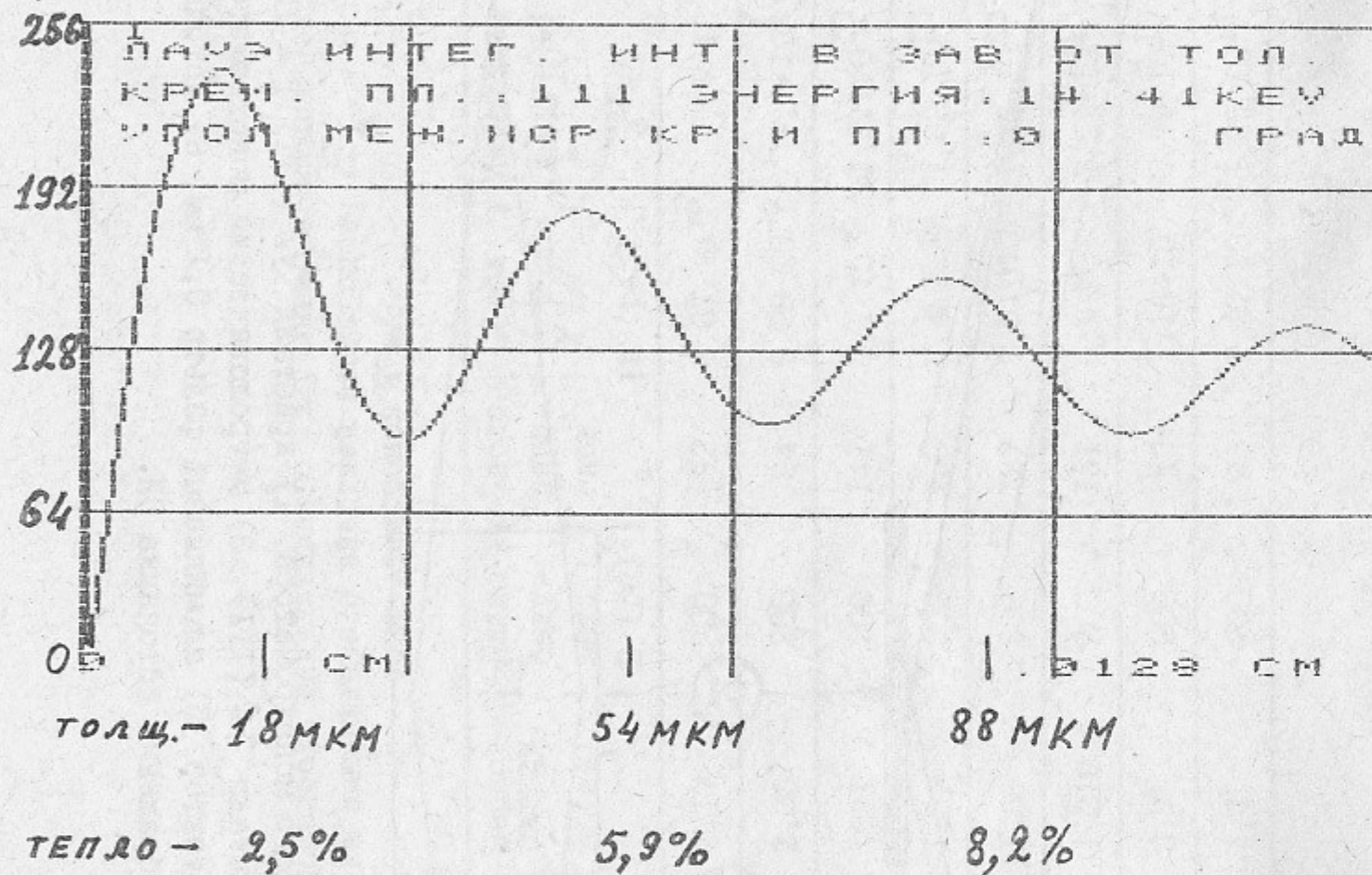


Рис.2. Интегральная интенсивность отраженной плоской волны в зависимости от толщины плоской пластики кремния Zi (III) в геометрии по Лауэ для $E_{\gamma} = 14,41$ кэВ.

BT/MPAD*DL/L E(ГЭВ)=2.20 I=1MA
H(КГС)=20.0 BE.04 AL.01 SI.002

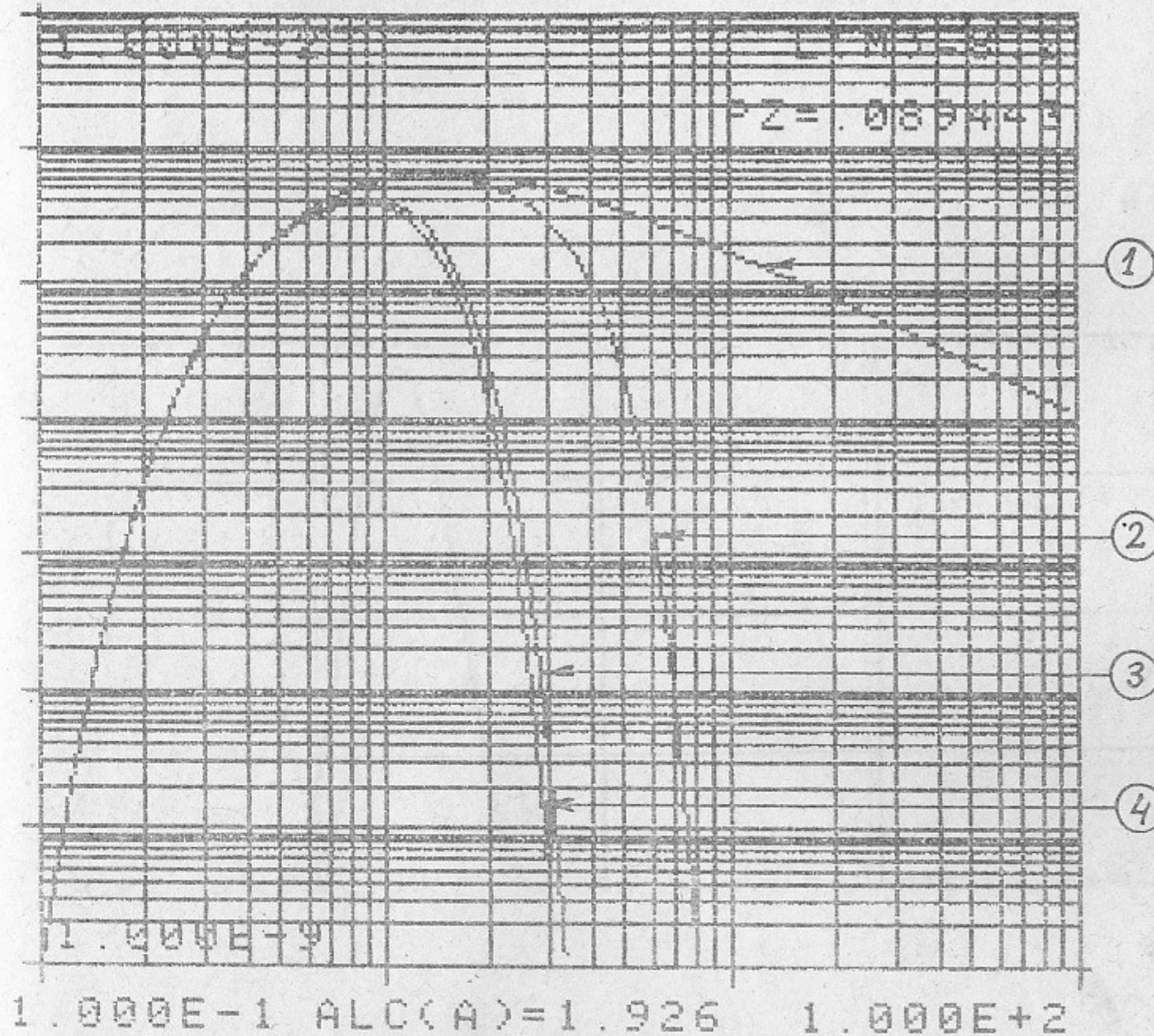


Рис.3. Мощность СИ, прошедшая через несколько поглотителей, на миллиампер тока электронов в миллирадиан горизонтального угла, проинтегрированная по вертикальному углу в зависимости от длины волны гамма-квантов в диапазоне $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$. 1) Нет поглотителей, 2) после бериллия $T_B = 0,4$ мм, 3) после бериллия $T_B = 0,4$ мм, алюминия $T_A = 0,1$ мм, 4) после бериллия $T_B = 0,4$ мм, алюминия $T_A = 0,1$ мм, кремния $T_S = 0,02$ мм.

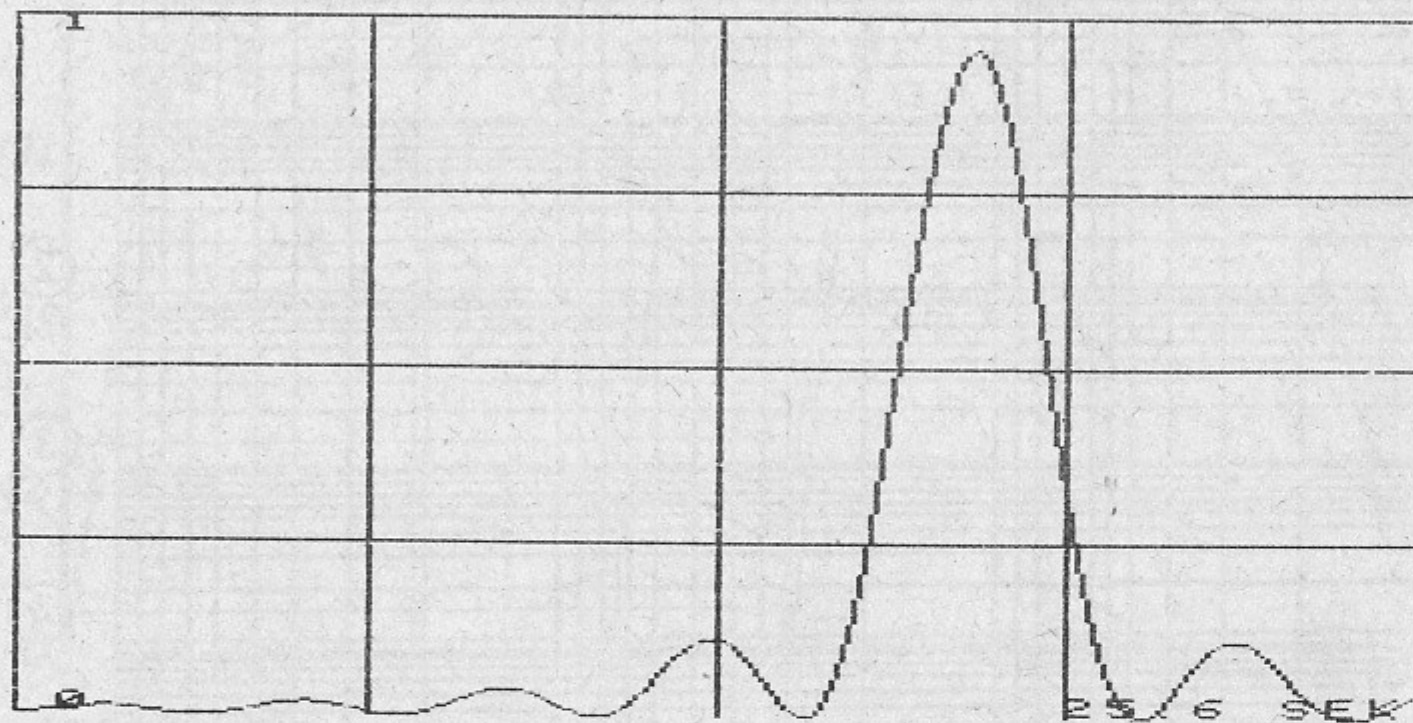


Рис.4. Кривая качания по Лауэ кристалла кремния Si (III) толщиной 18 мкм, для плоской волны гамма-квантов $E_\gamma = 14,41$ кэВ. Угол косоого среза в кристалле Si (III), $\psi = 0$, $\Delta\theta_k = 3''$, $K_{огр} = 0,95$
 $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 1,2 \cdot 10^{-4}$

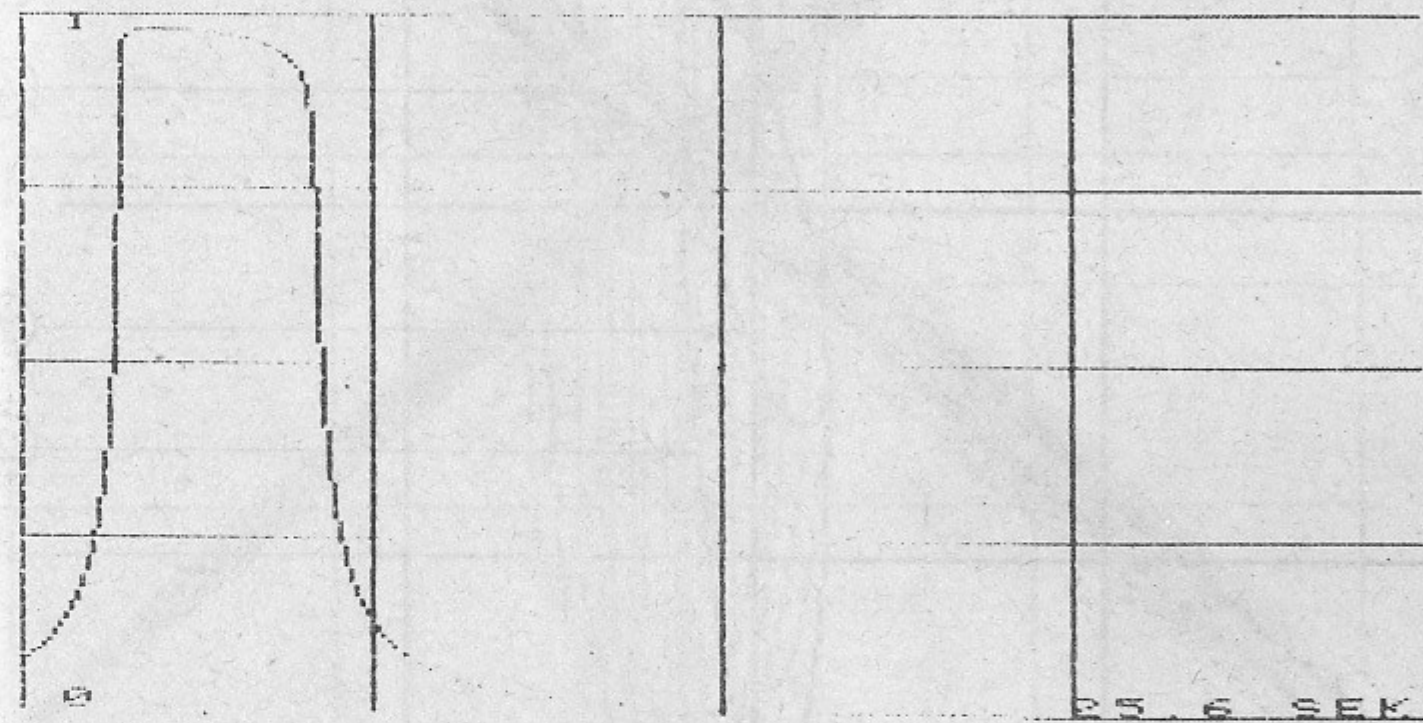


Рис.5. Кривая качания по Бреггу кристалла кремния Si (III), угол косоого среза $\psi = 0$, для плоской волны гамма-квантов $E_\gamma = 14,41$ кэВ, $\Delta\theta_k = 3,8''$, $K_{огр} = 0,98$,
 $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 1,6 \cdot 10^{-4}$, $\tilde{z}_{экет} = 0,79$ мкм.

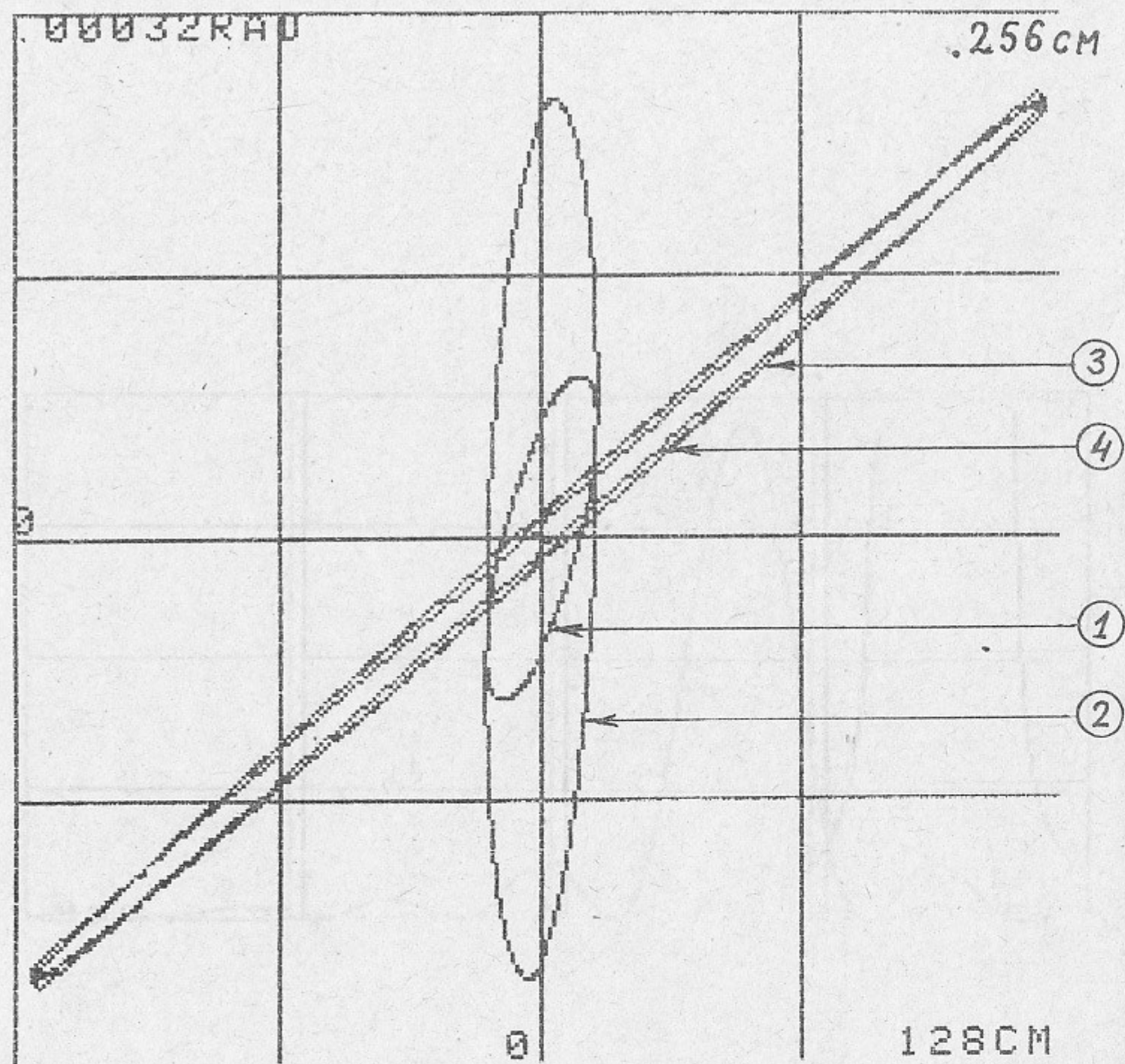


Рис.6. Распределение плотности электронного пучка и СИ, для $E_{\gamma} = 14,41$ кэВ, в вертикальной проекции, в фазовом пространстве углов и координат. 1) Электронного пучка, 2) синхротронного излучения в точке излучения, 3) синхротронного излучения на расстоянии 910 см от точки излучения, 4) акцептанс кремневого кристалла Si (III), на расстоянии 910 см от точки излучения, в геометрии по Дю-Монду. Радиус кривизны кристалла 934 см. Угол косого среза $\varphi = 0$.

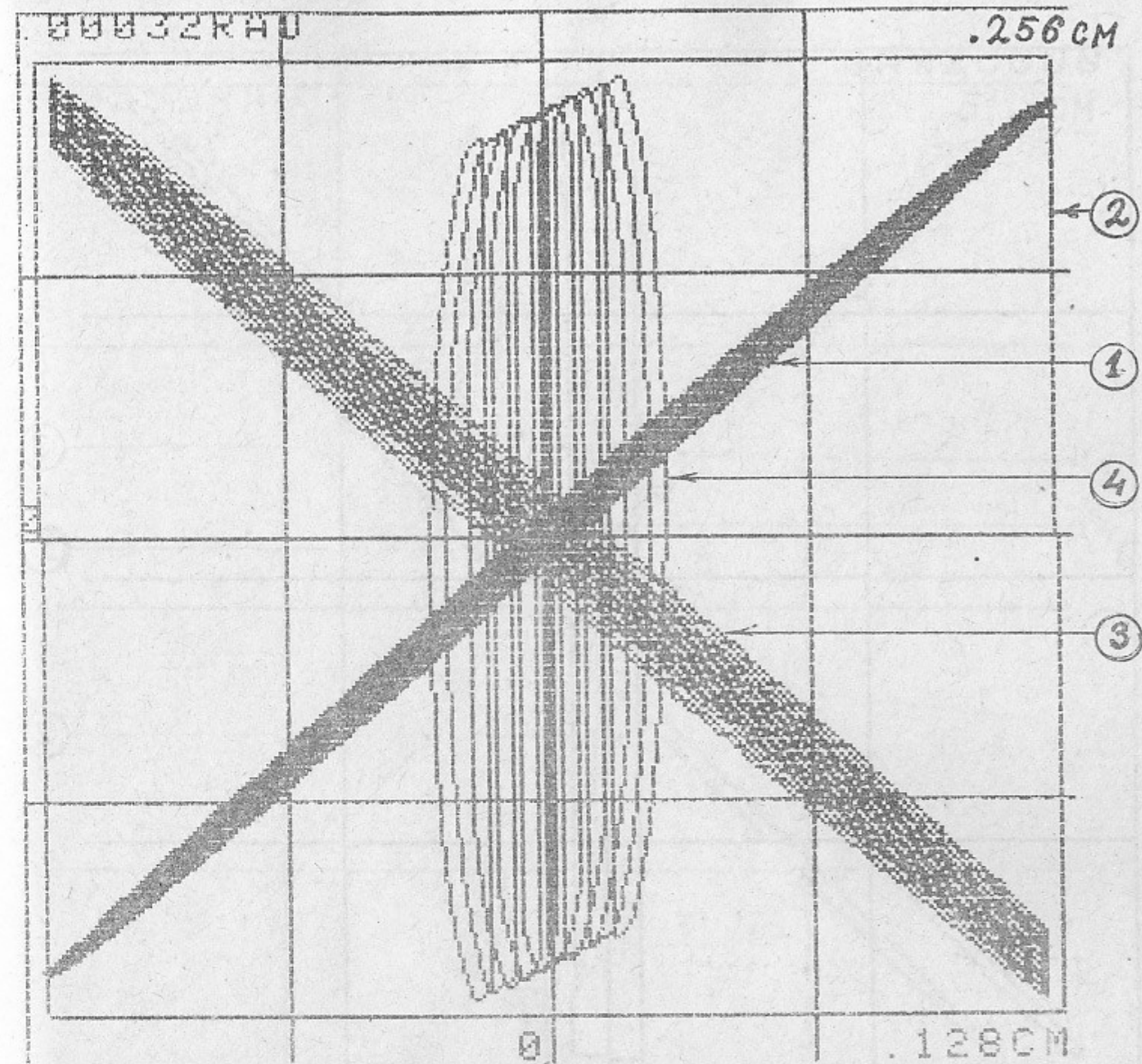


Рис.7. Распределения плотности гамма-квантов в вертикальной проекции в фазовом пространстве углов и координат, после первого кристалла на девяти различных λ в диапазоне $\Delta\lambda$ отражаемом первым кристаллом по Дю-Монду. 1) Распределения отраженные первым кристаллом, 2) Акцептанс второго кристалла, 3) распределения отраженные вторым кристаллом, 4) Распределения в плоскости изображения фокусирующей системы из двух кристаллов.

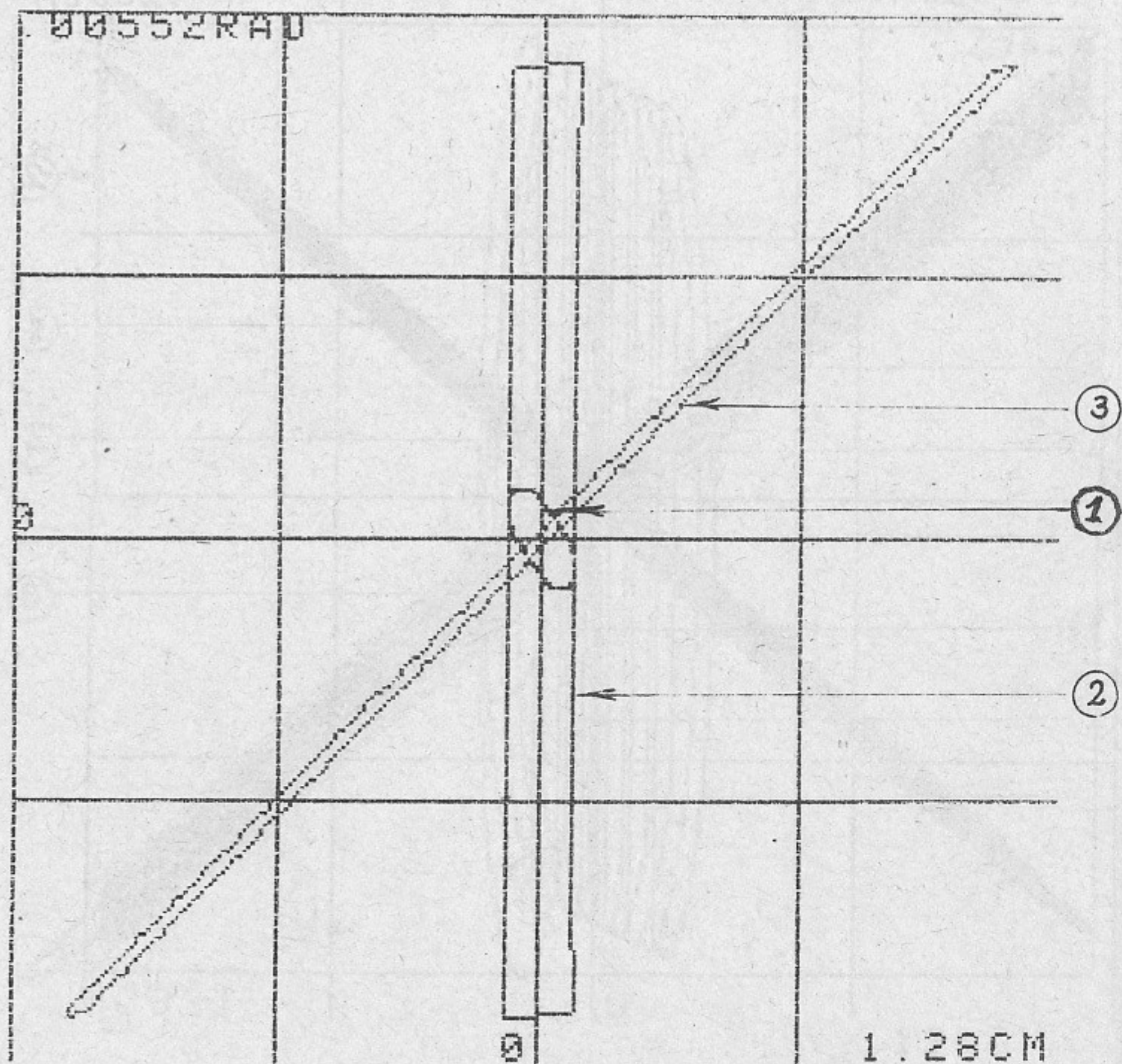


Рис.8. Распределение плотности гамма-квантов СИ в горизонтальной проекции в фазовом пространстве углов и координат. 1) Из одной точки орбиты, 2) СИ в угловом диапазоне $\alpha = 10^{-2}$ рад (Много точек орбиты), 3) СИ на расстоянии 910 см от точки излучения.

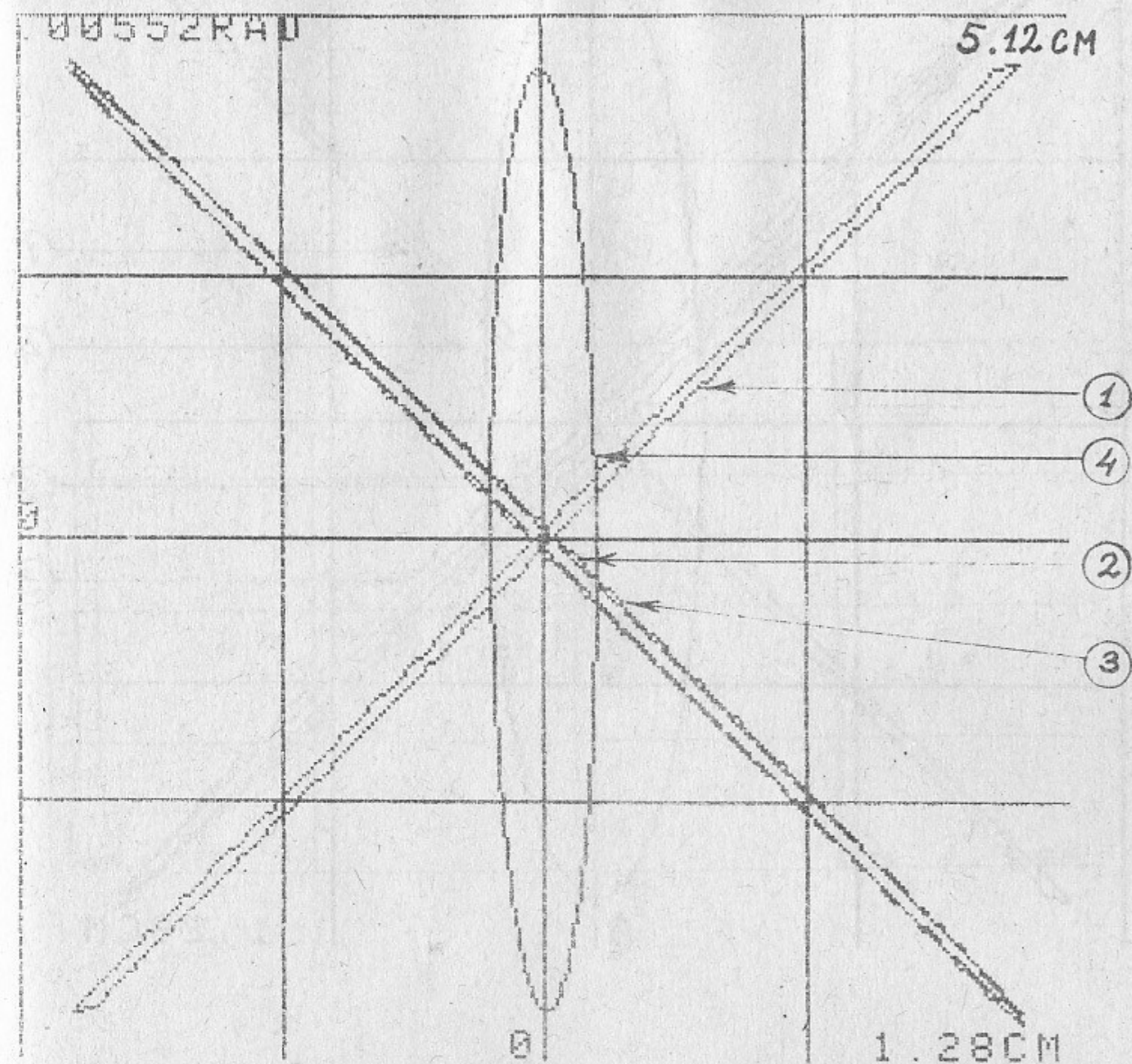


Рис.9а. Распределения плотности гамма-квантов в горизонтальной проекции в фазовом пространстве углов и координат. Разориентация блоков мозаики $\Sigma = 120''$. 1) После первого кристалла. 2) отраженные от второго кристалла, 3) отраженные от второго кристалла с учетом разориентации блоков мозаики, 4) распределение в плоскости изображения.

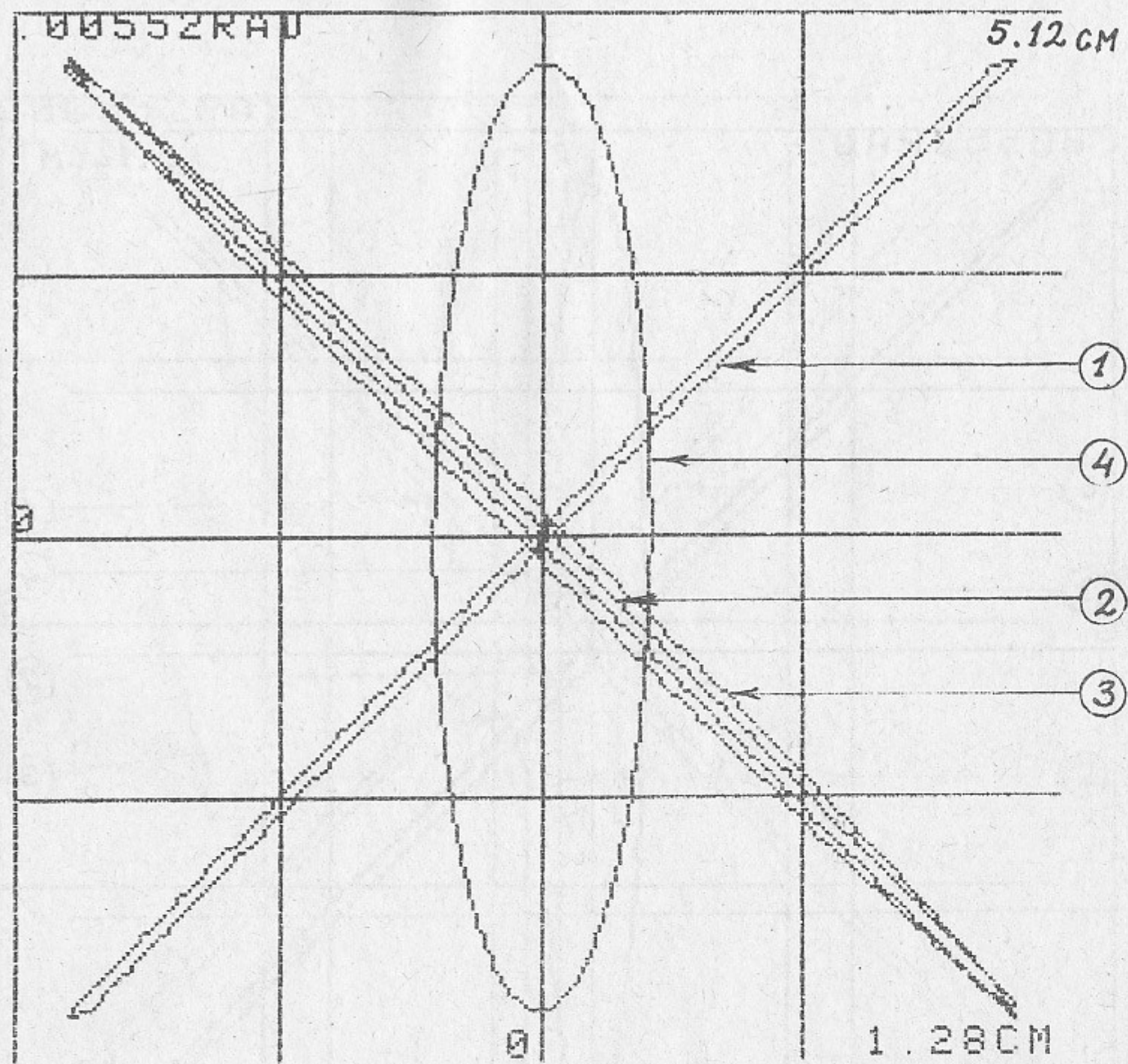


Рис.96. Распределение плотности гамма-квантов в горизонтальной проекции в фазовом пространстве углов и координат. Разориентация блоков мозаика $\Sigma = 400''$. 1) После первого кристалла. 2) Отраженные от второго кристалла. 3) Отраженные от второго кристалла с учетом разориентации блоков мозаики. 4) Распределение в плоскости изображения.

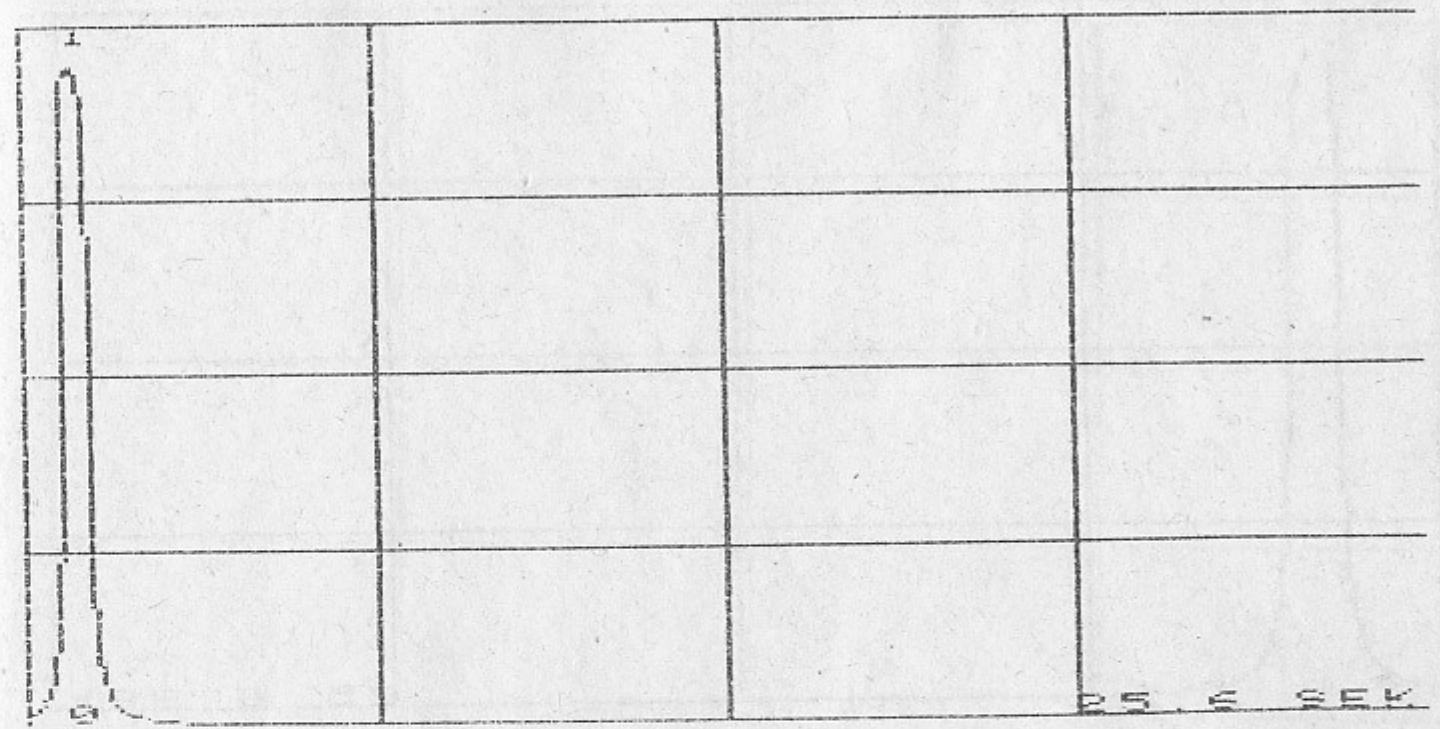


Рис.10. Кривая качания плоских кристаллов кремния $Si(840)$ для плоской волны гамма-квантов $E_{\gamma} = 14,41$ кэВ. Угол косого среза $\psi = 0$, $\Delta\theta_k = 0,5''$, $K_{отр} = 0,94$
 $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 2,8 \cdot 10^{-6}$.

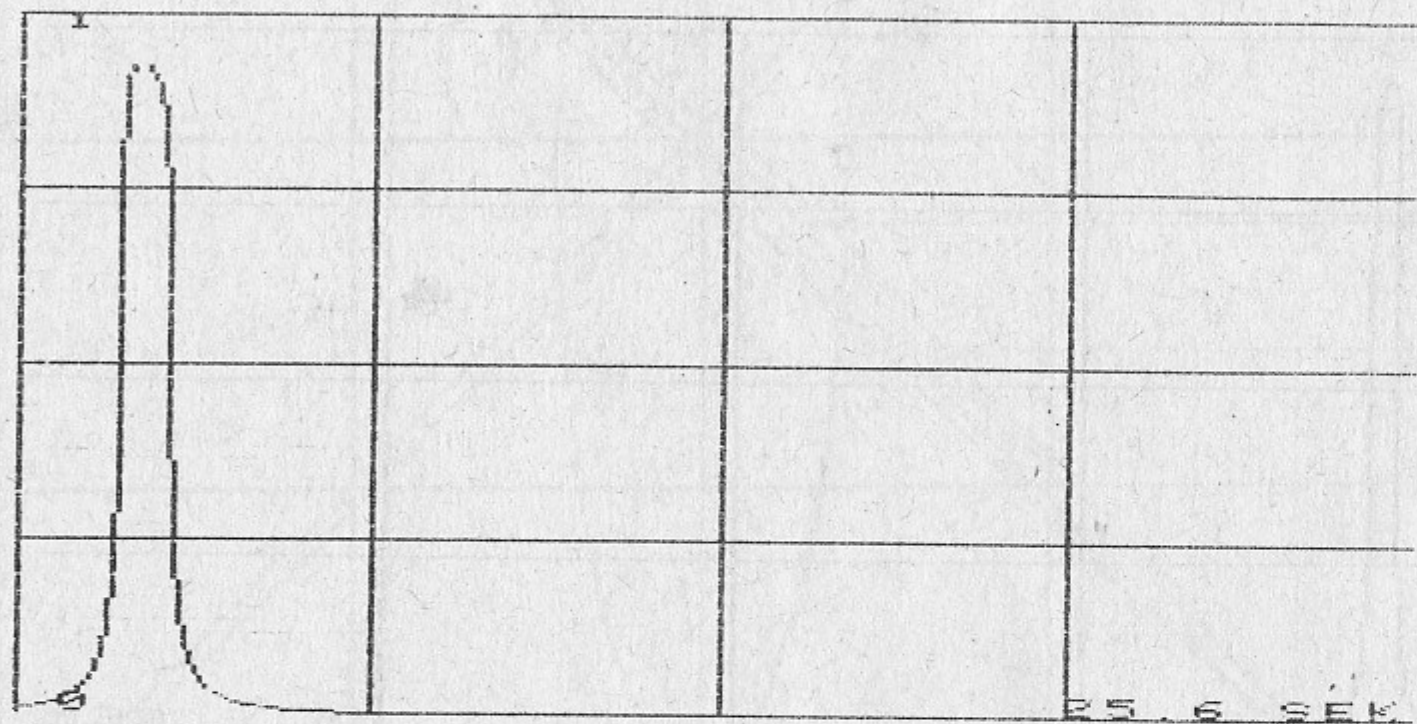


Рис.11. Кривая качания плоских кристаллов кремния Si (840) для плоской волны гамма-квантов $E_\gamma = 14,41$ кэВ. Угол косоого среза $\varphi = 30^\circ$, $\Delta\theta_k = 0,9''$, $K_{отр} = 0,92$, $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 5,4 \cdot 10^{-6}$.

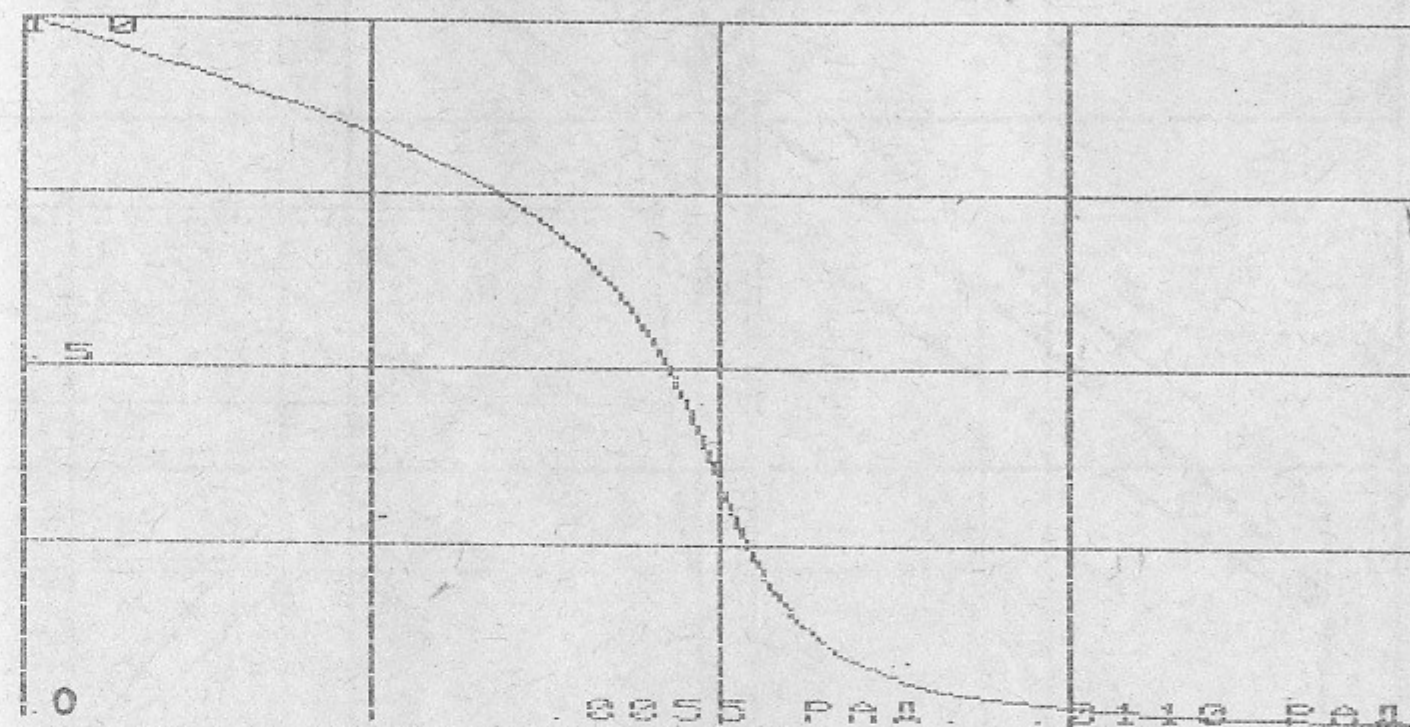


Рис.12. Коэффициент отражения в зависимости от угла скольжения для гамма-квантов $E_\gamma = 14,41$ кэВ на плоском зеркале покрытом золотом.

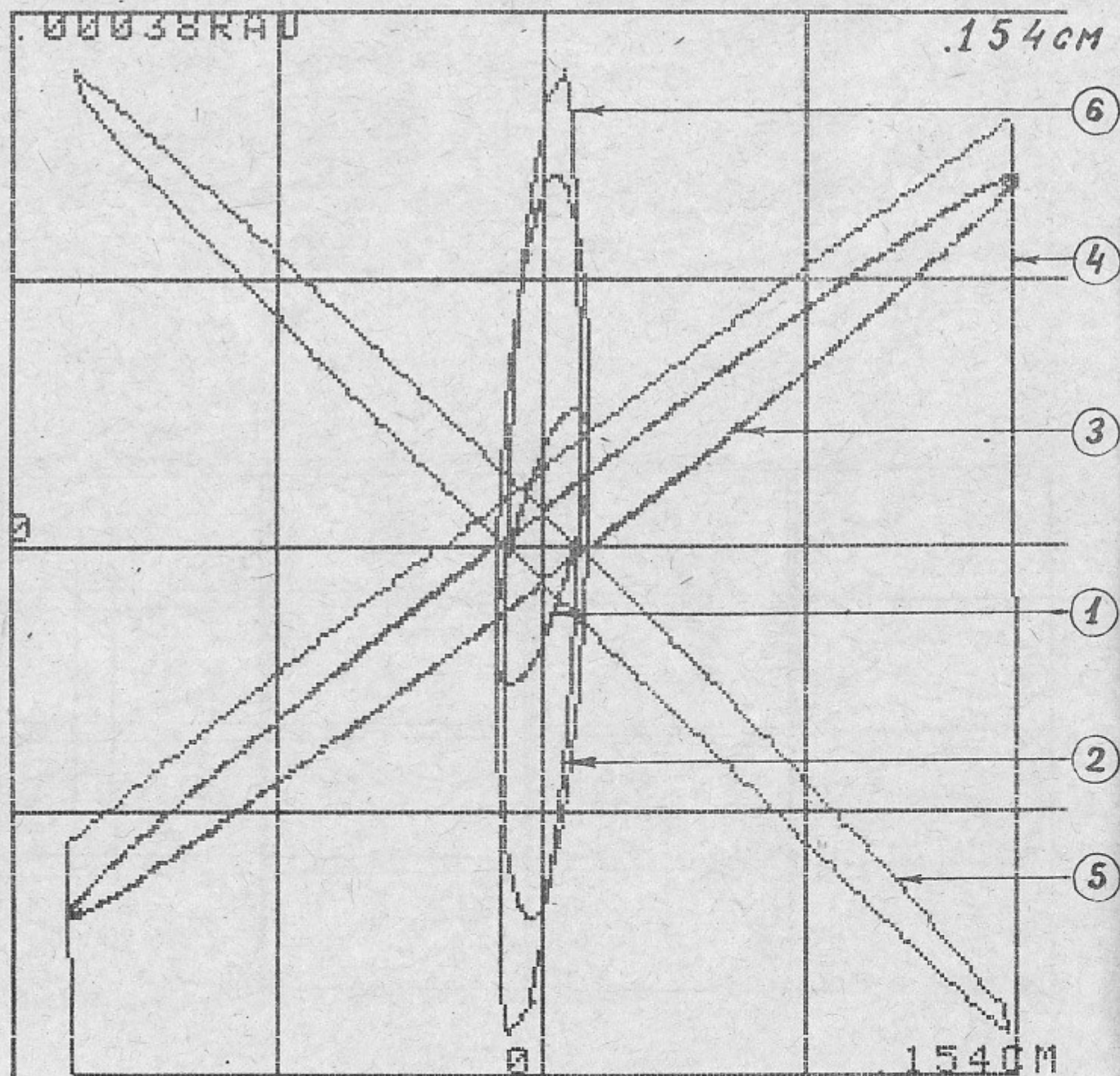


Рис.13. Распределение плотности гамма-квантов в пространстве углов и координат по вертикали, для эллиптического зеркала. 1) Распределение плотности электронного пучка в месте излучения, 2) распределение СИ в месте излучения, 3) распределение СИ на 500 см от точки излучения, 4) акцентанс зеркала, 5) распределение отраженного от зеркала пучка СИ, 6) распределение в месте изображения.

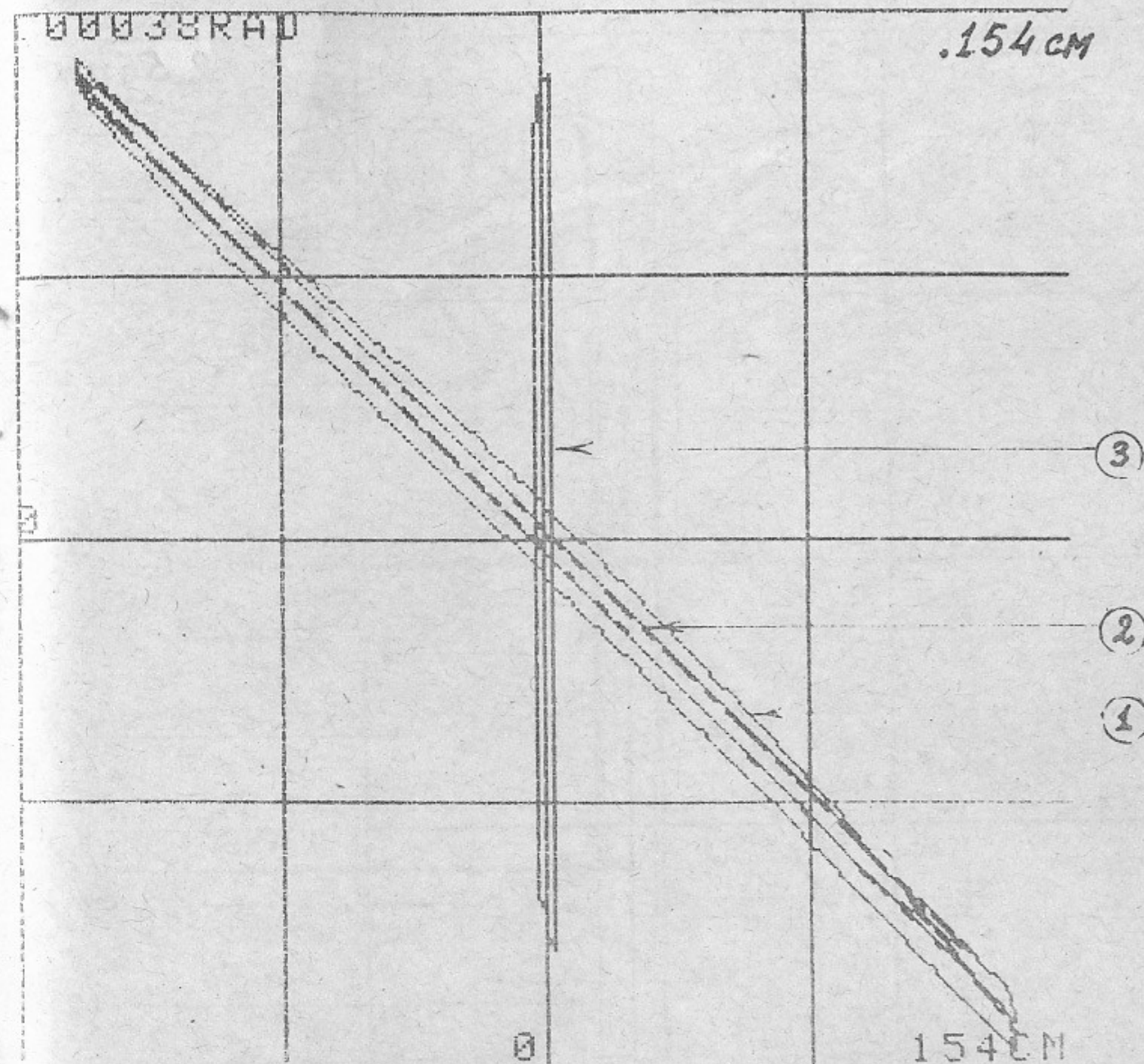


Рис.14. Распределение плотности гамма-квантов в пространстве углов и координат по вертикали для кристалла $Si(111)$, $\psi = 0$, $T = 18$ мкм изогнутого по Кошуа, расположенного сразу после зеркала. 1) Распределение плотности гамма-квантов отраженных от зеркала, 2) акцентанс кремниевого кристалла, 3) Распределение гамма-квантов в месте изображения.

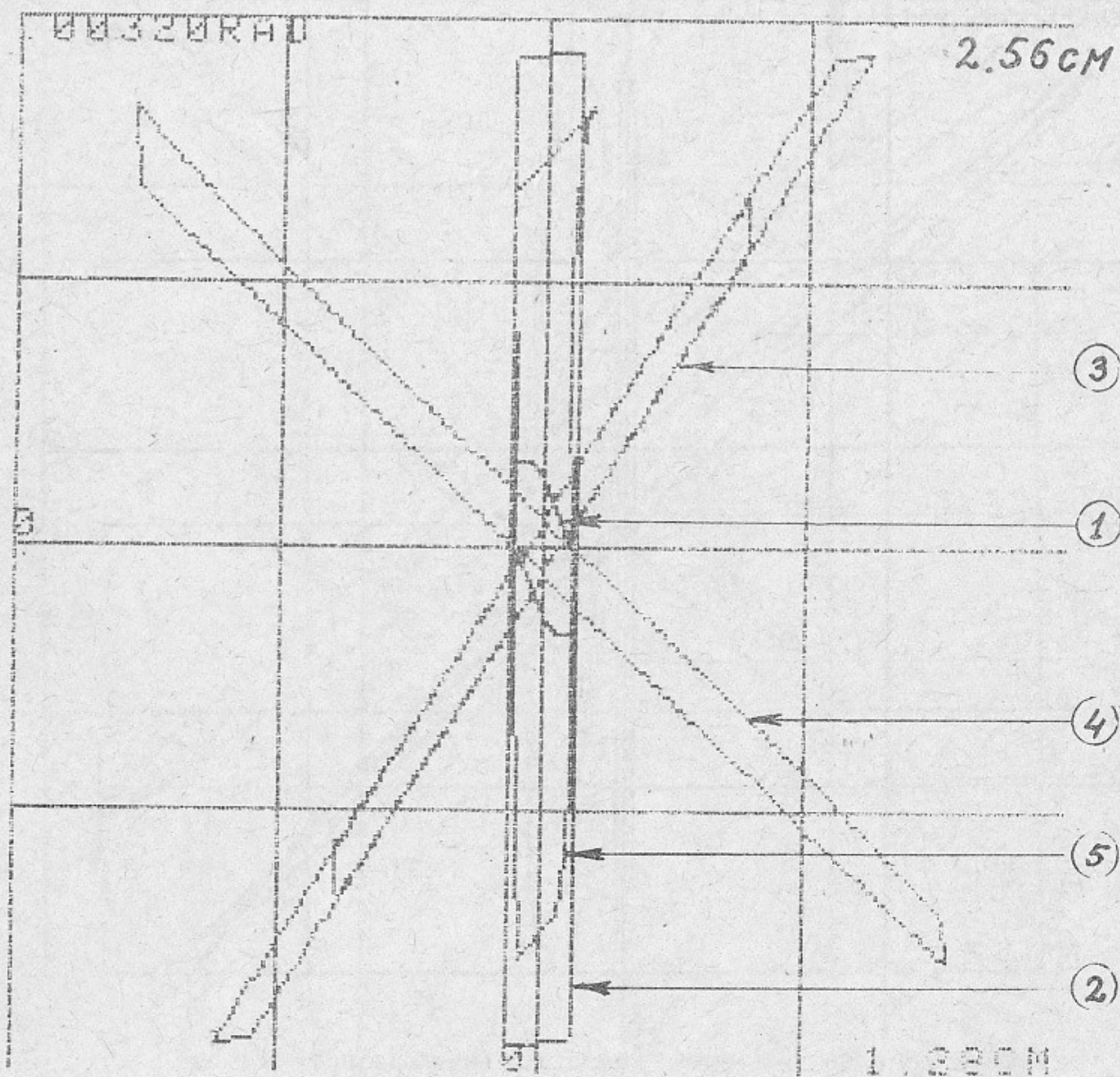


Рис.15. Распределение плотности гамма-квантов в пространстве углов и координат по горизонтали для эллипсоидного зеркала. 1) Распределение СИ в месте излучения (из одной точки орбиты), 2) распределение СИ в месте излучения (много точек в орбите), 3) Распределение на расстоянии 350 см от точки излучения, 4) распределение отраженного от зеркала пучка СИ, 5) распределение в месте изображения.

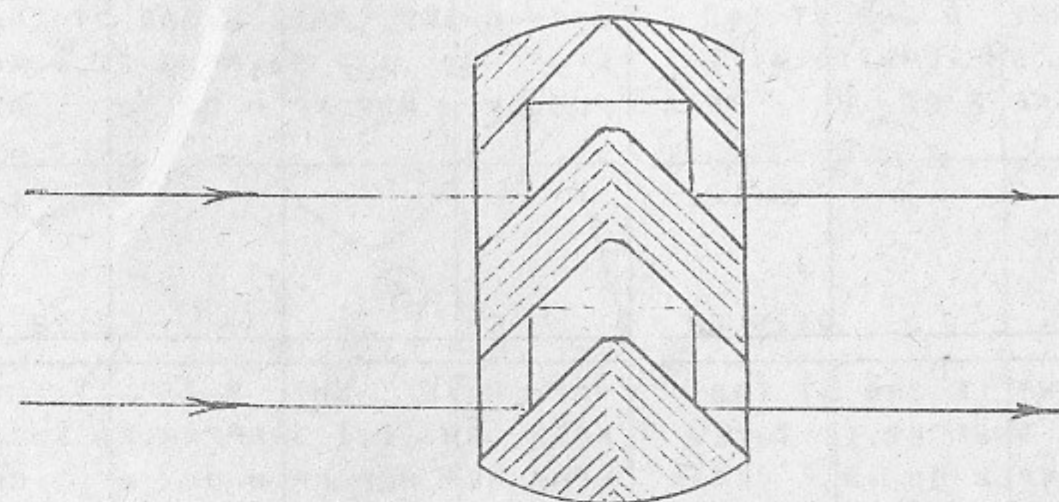


Рис.16. Схема метрологического монохроматора, угол косого среза $\varphi = 0$.

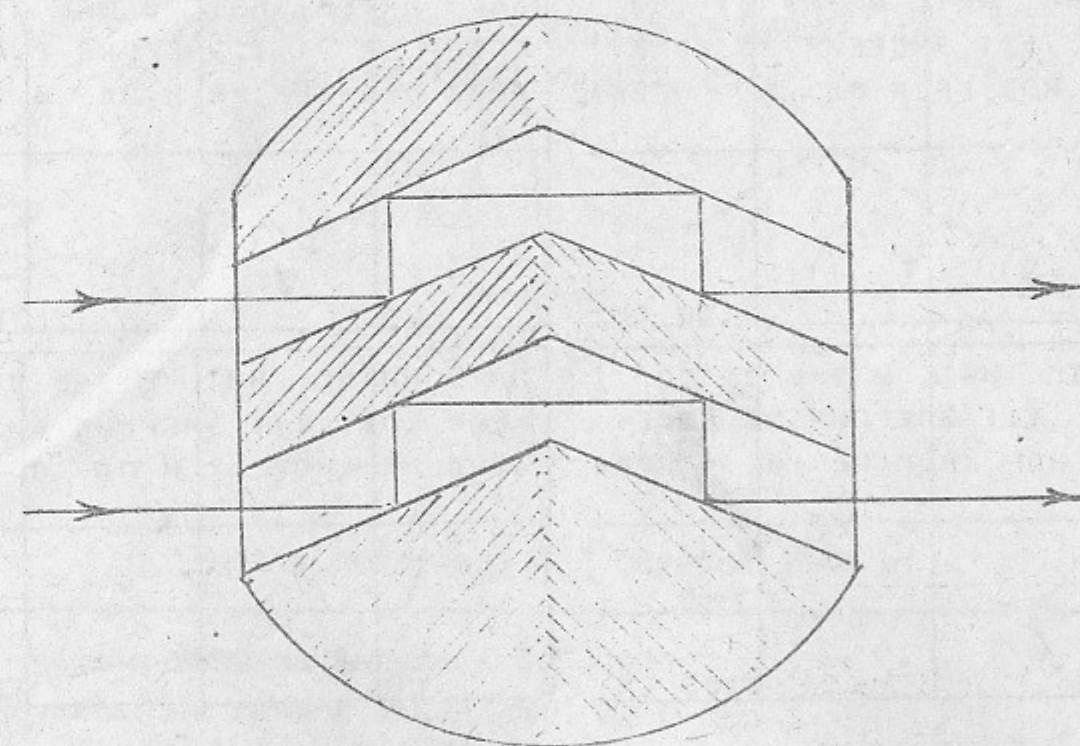


Рис.17. Схема метрологического монохроматора, угол косого среза $\varphi = 30^\circ$.

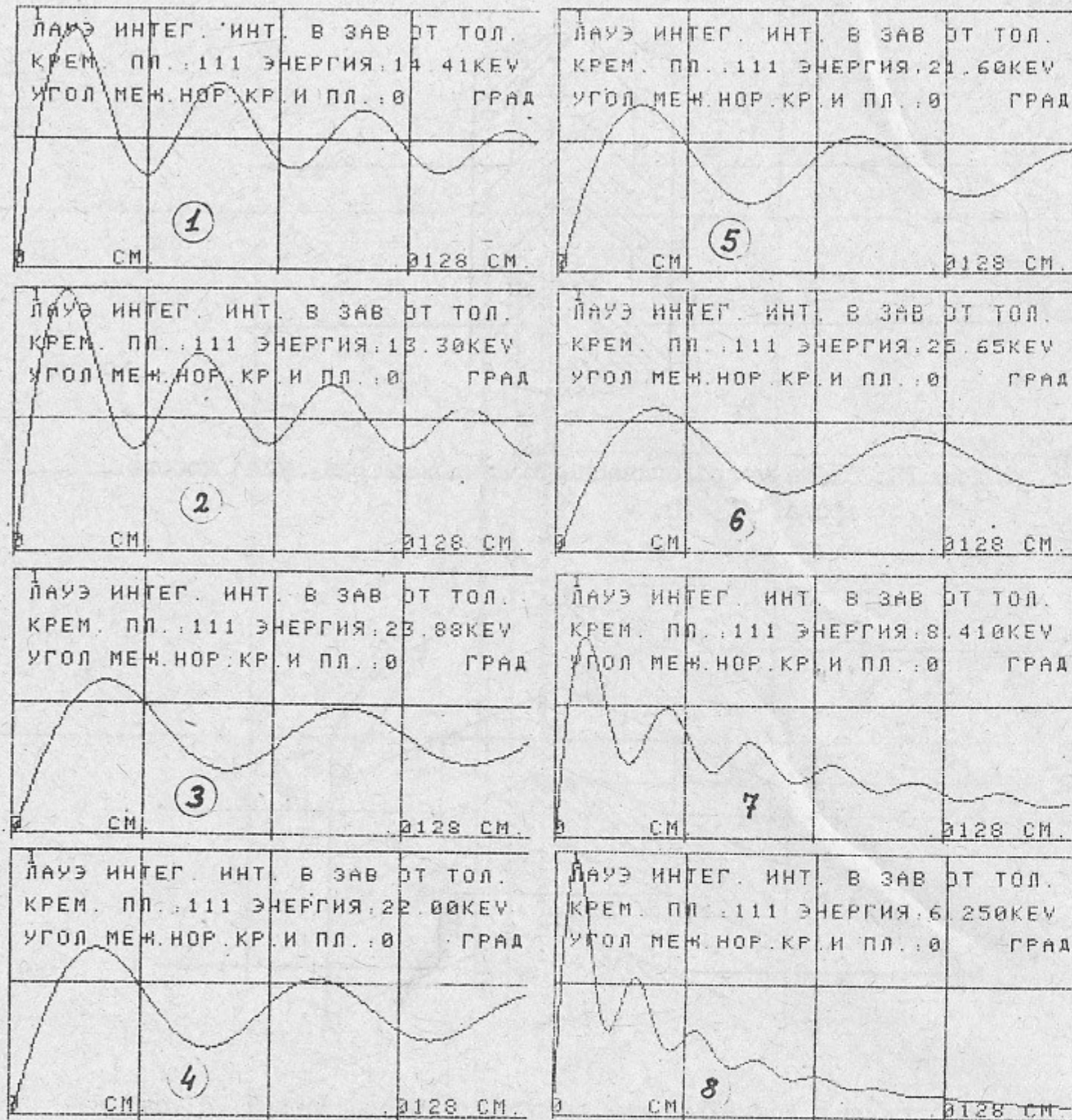


Рис. 18. Интенсивности отраженной волны гамма-квантов по Лауэ в зависимости от толщины кристалла кремния Si (III) для различных рабочих энергий соответствующих энергиям мессбауэровских изотопов I) Fe_{26}^{57} , 2) Ge_{32}^{73} , 3) Zn_{50}^{119} , 4) Zn_{62}^{149} , 5) Eu_{63}^{151} , 6) Dy_{66}^{181} , 7) Tm_{69}^{169} , 8) Ta_{73}^{181} .

В.А.Кабанник

ВАРИАНТ ФОКУСИРУЮЩЕГО МОНОХРОМАТОРА ДЛЯ
 ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ВОЗБУЖДЕНИЮ ЯДЕРНЫХ
 УРОВНЕЙ ИЗОТОПОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
 СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Препринт
 № 89-157

Работа поступила - 2 октября 1989 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
 Подписано к печати 20.XI.89г. МН 02395
 Формат бумаги 60x90 I/16 Усл.2,8 печ.л., 2,3 учетно-изд.л.
 Тираж 170 экз. Бесплатно. Заказ № 157.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90