

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ АН СССР

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ 36

А.М.Власов, В.А.Кабанник, Г.А.Корнюхин

С.В.Кротов, В.И.Кузнецов

ДВУХКРИСТАЛЬНЫЙ МОНОХРОМАТОР,  
УПРАВЛЯЕМЫЙ ОТ ЭВМ ДЛЯ ЭКСПЕРИ-  
МЕНТОВ ПО ВОЗБУЖДЕНИЮ ЯДЕРНЫХ  
УРОВНЕЙ ИЗОТОПОВ С ИСПОЛЬЗОВА-  
НИЕМ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

ПРЕПРИНТ 80 - 204



Новосибирск

А.М.Власов, В.А.Кабанник, Г.А.Корнюхин,  
С.В.Кротов, В.И.Кузнецов.

ДВУХКРИСТАЛЬНЫЙ МОНОХРОМАТОР, УПРАВЛЯЕМЫЙ ОТ ЭВМ  
ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ВОЗБУЖДЕНИЮ ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ  
ИЗОТОПОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

#### А Н Н О Т А Ц И Я

В данной статье описывается двухосный двухкристальный монохроматор, управляемый от ЭВМ. Монохроматор предназначен для предварительной монохроматизации в экспериментах по возбуждению низколежащих Мессбауэровских уровней с помощью синхротронного излучения. Рассматриваются различные схемы монохроматизации и выбор кристаллов для увеличения энергетического разрешения монохроматора и увеличения приемных углов входных кристаллов-монохроматоров. Проведены измерения на различных типах кремниевых и германиевых кристаллов. Проверена температурная стабильность монохроматора на пучке СИ от накопителя ВЭШ-3 и пучке СИ от сверхпроводящей "змейки".

В настоящей статье описывается двухосный двухкристальный рентгеновский монохроматор, управляемый от ЭВМ. Монохроматор предназначен для предварительной монохроматизации рентгеновского пучка в экспериментах по возбуждению низколежащих мессбауэровских уровней ядер. Источником излучения в этих экспериментах служит синхротронное излучение накопителей и сверхпроводящих "змеек" [ 1 ]. Пучок СИ обладает конечной угловой расходимостью, поэтому возникает задача максимально использовать вертикальную расходимость пучка за счет увеличения приемных углов входного кристалла - монохроматора. Эта проблема решается кристаллами с малыми коэффициентами асимметрии ( $\theta \ll 1$ ). Для уменьшения тепловых нагрузок на единицу рабочей поверхности входного кристалла - монохроматора выгодно уменьшить коэффициент асимметрии, что приведет к увеличению проекции пучка СИ на поверхности кристалла.

Требование уменьшения фона, возникающего вследствие конечной ширины линии пропускаемой монохроматором и, приводящей к появлению когерентного и некогерентного нерезонансного рассеяния фотонов вызывает необходимость предельно увеличивать энергетическое разрешение монохроматора. Некоторыми возможными путями увеличения разрешения являются применение асимметричной дифракции по Бреггу, использование многократного отражения, выбор более совершенных слабопоглощающих кристаллов кремния [ 2 ].

Преимущества данного типа монохроматора по сравнению с описанным в работе [ 1 ] монохроматором, в котором были выбраны плоские со слабой асимметрией германиевые кристаллы, состоят в увеличении энергетического разрешения, уменьшении диффузного фона от выбранных кремниевых кристаллов, увеличении приемных углов, уменьшении тепловых нагрузок на единицу поверхности входного кристалла. В монохроматоре реализуется ряд схем симметричного и асимметричного отражения по Бреггу, в которых кристаллы расположены в нулевой дисперсии ( $D=0$ ) и в положении с максимальной дисперсией ( $D_{max}$ ).

Промежуточным этапом в экспериментах по возбуждению мессбауэровского уровня  $^{57}\text{Fe}$  пучком СИ является настройка моно-

хроматора на резонансную длину волны ( $\lambda_p = 0.86 \text{ \AA}$ ) на радиоактивном источнике  $^{57}\text{Co}$ . В этом случае, разумное время точной настройки на  $\lambda_p$  связано с выбором определенного типа кристаллов. На данном монохроматоре были проверены кремниевые и германиевые кристаллы вырезанные вдоль плоскостей (III), (3II) с сильной ( $\beta = 0.07$ ) и слабой ( $\beta = 0.98$ ) асимметрией. Измерение основных характеристик монохроматора с различными типами кристаллов проводилось на молибденовой трубке БСВ-10, на радиоактивном источнике  $^{57}\text{Co}$ , на пучке СИ накопителя ВЭШ-3 и пучке СИ от сверхпроводящей "змейки".

#### Конструкция монохроматора

Схема двухкристального монохроматора представлена в двух проекциях на рис.1. Общий вид показан на рис.2. Первый кристаллодержатель устанавливается в центре диска (9), имеющего ось (I4). Ось (I4) вместе с диском вращается при помощи рычага (I3) во втулке, укрепленной в центре фланца (II). Второй кристаллодержатель устанавливается на флажке (4), имеющим ось (I5). Ось (I5) вместе с флажком (IO) вращается при помощи рычага (I2) во втулке, укрепленной в диске (9). Рычаги приводятся в движение механизмами привода (7,8). Механизм привода (8), вращающий I-й кристалл, крепится с помощью кронштейна (5) к фланцу (II). Механизм привода (7), вращающий 2-й кристалл, крепится с помощью кронштейна (6) к диску (9) и вращается вместе с ним. Характерной особенностью данного монохроматора является то, что при  $\alpha = \beta$  (см.рис.3), получение отражения от двух кристаллов осуществляется в два приема: а) получение отражения от I-го кристалла путем поворота диска вокруг оси  $O_1$ , б) получение отражения от 2-го кристалла путем поворота флажка вокруг оси  $O_2$ . Этот процесс представлен на рис.3. Отличительной особенностью данной схемы монохроматизации является то, что при определенном угле между кристаллами из сплошного спектра рентгеновского излучения выделяется фиксированная длина волны  $\lambda$ . Принципиальная конструкция механизма привода показана на рис.4. В данной конструкции механизма привода было сочтено необходимым отказаться от традиционного типа подпружинивания рычага и ввести скользящую пружину (I6). Это сделано с целью разгрузки ходовой гайки (6)

от дополнительных усилий, вызванных подпружиниванием, и, как следствие, от дополнительного износа резьбы. Техническая характеристика механизма привода:

1. Шаг двигателя ШДА-3ФМ:  $11^\circ 15'$
2. Частота шагов: 200 Гц
3. Шаг винта: 0.25 мм
4. Передаточное отношение редуктора: 1/137
5. Диапазон перемещения гайки:  $\pm 90$  мм
6. Перемещение гайки за I шаг двигателя: 0.6 мк

Применение описанного механизма привода, а также точное изготовление и плотная притирка всех деталей, определяющих точность монохроматора позволяют ему иметь следующие характеристики: 1. поворот кристаллов за один шаг двигателя:  $0''06$ , 2. диапазон поворота кристаллов:  $\pm 24^\circ$ , 3. точность возвращения кристаллов в исходное положение после поворота на максимальный угол ( $24^\circ$ ):  $0''6$ .

#### Различные варианты монохроматизации рентгеновского пучка и выбор кристаллов для двухкристального монохроматора

В случае монохроматизации пучка СИ, обладающего непрерывным распределением спектра по длинам волн, кристаллом-монохроматором при выполнении условия Брэгга выделяются, кроме основной длины волны, следующие порядки длин волн  $\lambda_n$ , дифрагирующие от соответствующих порядков по  $d_{hkl}$ . С одной стороны, гармоники в спектре отражения от кристаллов являются хорошими реперами при калибровке по энергии, с другой, вклад гармоник сильно искажает полученную информацию в ряде экспериментов, поэтому возникает необходимость избавиться от них. Для ясности последующего изложения выгодно привести некоторые формулы, полученные динамической теорией рентгеновской дифракции [3] для многократного отражения по Брэггу от центросимметричных поглощающих кремниевых и германиевых кристаллов. Эти формулы позволяют оценить величину угловых сдвигов гармоник от точного значения кинематического угла Брэгга- $\vartheta_B$ , построить профили кривых дифракционного отражения с учетом поправок на аномальное поглощение и из анализа

построенных кривых выбрать наиболее оптимальные кристаллы для высокоразрешающего двухкристального монохроматора. В приближении плоской волны область полного отражения от идеального кристалла записывается в виде [4]:

$$R = E - \sqrt{E^2 - 1} \quad (1.1)$$

$$E = \frac{1}{1+k^2} \left\{ y^2 + g^2 + \sqrt{(y^2 - g^2 - 1 + k^2)^2 + 4(g \cdot y - k)^2} \right\}$$

$$y = \frac{\frac{1}{2}(1+\beta) \cdot \chi'_0 + \beta(\vartheta_0 - \vartheta_B) \cdot \sin 2\vartheta_0}{P \cdot \sqrt{\beta} \cdot |\chi''_h|} \quad (1.2)$$

$$g = \frac{(1+\beta) \cdot \chi''_0}{2 \cdot P \cdot \sqrt{\beta} \cdot |\chi''_h|}$$

$$\beta = \frac{\sin(\vartheta_B - \alpha)}{\sin(\vartheta_B + \alpha)}$$

$$k = \frac{\chi''_h}{\chi'_h}$$

$y$  - параметр определяющий величину углового отклонения пучка от условия Брэгга;  $\vartheta_0$  - угол между падающим пучком и плоскостью дифракции;  $\vartheta_B$  - кинематический угол Брэгга;  $\beta$  - коэффициент асимметрии;  $P$  - поляризационный фактор;  $\alpha$  - угол между внешней плоскостью кристалла и дифрагирующей плоскостью;  $\chi'_h$  и  $\chi''_h$  - реальная и мнимая части  $h$ -Фурье комп. поляризуемости.

На рис.5 и 6 построены кривые дифракционного отражения для кремниевых и германиевых кристаллов от плоскости (220) на длине волны  $\lambda = 0.86 \text{ \AA}$ . Из рис.5 и 6 видно, что наиболее сильная асимметрия кривой дифракционного отражения наблюдается для кристаллов германия, обладающих большим коэффициентом поглощения ( $\mu = 491.4 \text{ см}^{-1}$ ), по сравнению со слабопоглощающими кристаллами кремния ( $\mu = 26.6 \text{ см}^{-1}$ ). Вследствие рефракции центры симметрии дифракционных максимумов гармоник  $\lambda_n$  сильнее сдвинуты относительно  $\lambda_0$  у германия, по сравнению с кристаллами кремния. Т.О. для избавления от паразитных гармоник, появ-

ляющихся из спектра СИ выгодно использовать германиевые кристаллы, которые обладают относительно большими угловыми сдвигами. При асимметричной дифракции по Брэггу можно достигнуть значительно большего сдвига гармоник относительно центра симметрии основной гармоники  $\lambda_0$ , используя косые срезы, подбирая соответствующие коэффициенты асимметрии  $\beta$ . На рис.7 построены кривые дифракционного максимума для Ge (220) на длине волны  $\lambda = 0.86 \text{ \AA}$  ( $\beta = 0.038$ ,  $\alpha = 11^\circ 5'$ ). Видно, что наряду с уширением дифракционного максимума сильно сдвигаются положения центров гармоник  $\lambda_n$ . Это позволяет сравнительно легко избавиться от них прибегая к методу последовательных отражений, комбинируя в схеме различными типами кристаллов (например Ge, Si) [2].

Для многократного отражения по Брэггу полная мощность излучения, отраженная от  $n$ -кристалла, как функция вертикального угла поворота  $\beta$  (горизонтальная расходимость пучка заключена в пределах  $[\vartheta_1, \vartheta_2]$ ), записывается выражением вида:

$$P_n(\beta) = \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \mathcal{N}(\lambda, \zeta, \psi) \cdot R_0 \left[ \zeta - \frac{1}{2} \psi^2 \operatorname{tg} \vartheta_B - (\lambda - \lambda_0) \frac{\partial \vartheta}{\partial \lambda} \right] \times$$

$$\times \prod_{j=1}^n R_j \left[ \pm \beta \pm \zeta - \frac{1}{2} \psi^2 \operatorname{tg} \vartheta_B - (\lambda - \lambda_0) \frac{\partial \vartheta}{\partial \lambda} \right] d\psi \cdot d\zeta \cdot d\lambda \quad (1.3)$$

где  $\mathcal{N}(\lambda, \zeta, \psi)$  - функция спектрально-углового распределения потока фотонов рентгеновского источника,  $R_1, R_j$  абс. коэф. отражения от первой и  $j$ -плоскости кристалла, соответственно,  $\psi$  - вертикальная угловая расходимость источника СИ.

В случае многократного отражения по Брэггу в системе параллельных плоскостей монокристалла двойного кристалла-монохроматора выражение (1.3) упрощается и принимает вид:

$$P_n(0) = \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \mathcal{N}(\lambda, \zeta, \psi) \cdot \prod_{j=0}^n R_j \left[ \zeta - \frac{1}{2} \psi^2 \operatorname{tg} \vartheta_B - (\lambda - \lambda_0) \frac{\partial \vartheta}{\partial \lambda} \right] \times$$

$$\times d\psi \cdot d\zeta \cdot d\lambda \quad (1.4)$$

На рис.8 и 9 проведены профили кривых дифракционных максимумов для одно, двух и трехкратного отражений от монокристаллов кремниевых и германиевых кристаллов (III) на длине волны  $\lambda = 0.709 \text{ \AA}$ . Из рис.8 и 9 видно, что многократное отражение сильно давит фон от хвостов кривой дифракционного максимума ( $|Y| \geq 1$ ). Из проведенного анализа построенных кривых видно, что сильно поглощающие кристаллы германия при многократном отражении существенно уменьшают полную мощность рентгеновского пучка и заметно искажают форму дифракционного максимума. Поэтому, при выборе кристаллов, используемых в изготовлении монохроматоров для многократного отражения по Бреггу следует отдавать предпочтение совершенным, слабопоглощающим кристаллам кремния.

Существует ряд задач требующих, с одной стороны, предельно высокого энергетического разрешения и уменьшения угловой расходимости, с другой, требуется увеличение светосилы монохроматора и увеличения  $\Delta\lambda/\lambda$  [5-7]. В этом смысле, случай асимметричной дифракции по Бреггу рентгеновского пучка от совершенных кристаллов представляет особый интерес. На рис.10 показаны схемы расположения кристаллов с  $D_{\max}$  и  $D=0$ , в которых реализуются поставленные условия, увеличения светосилы, с одной стороны, с другой - увеличение разрешения монохроматора. На рис.10 изображены диаграммы Дю Монда для каждого конкретного случая расположения кристаллов [8]. Пунктирной линией показана область полного отражения от второго кристалла. Заштрихованная область, образованная линиями угловых координат и длин волн, определяет ширину линии и угловую расходимость пучка сформированную на выходе двухкристального монохроматора. Изменение угловой расходимости и размеров дифрагирующего рентгеновского пучка в пределах области полного отражения (ОПО) можно существенно менять, варьируя угол  $\alpha$  - угол между входной поверхностью кристалла и плоскостью дифракции. Точность величины угла  $\alpha$  задается шлифовкой с последующей полировкой и травлением поверхности кристалла. Угловая область в которой происходит полное отражение получается из выражения (1.2) при  $-1 \leq Y \leq 1$  и имеет вид, соответственно для кристаллов II и III (см. рис.12):

$$\Delta\vartheta_{II} = \frac{2 \cdot P \cdot |\chi'_h|}{\sqrt{\beta_1} \cdot \sin 2\vartheta_B} \quad (1.5)$$

$$\text{и} \quad \Delta\vartheta_{III} = \frac{2 \cdot P \cdot |\chi'_h| \cdot \sqrt{\beta_2}}{\sin 2\vartheta_B} \quad (1.6)$$

Подставляя выражение (1.5) в (1.6) получим:

$$\Delta\vartheta_{III} = \sqrt{\beta_1 \beta_2} \cdot \Delta\vartheta_{II} \quad (1.7)$$

Т.е. область полного отражения (ОПО) от двойного монохроматора, изображенного на рис.12 становится в  $\sqrt{\beta}$  раз уже, чем для падающего пучка. Чтобы получить величину энергетического разрешения монохроматора достаточно продифференцировать уравнение Брегга ( $2 \cdot d_{hkl} \cdot \sin \vartheta_B = n \cdot \lambda$ ) при этом имеем:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{P \cdot |\chi'_h|}{\sqrt{\beta_1} \cdot \sin^2 \vartheta_B} \quad (1.8)$$

$$\text{и} \quad \frac{\Delta E}{E} = \frac{P \cdot |\chi'_h| \cdot \sqrt{\beta_2}}{\sin^2 \vartheta_B} \quad (1.9)$$

Соответственно подставляя (1.8) в (1.9) получим:

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{III} = \sqrt{\beta_1 \beta_2} \cdot \left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{II} \quad (1.10)$$

В таблице 1 и 2 приведены величины энергетических разрешений и угловые ШПВ, рассчитанные с учетом поправок на аномальное поглощение для различных плоскостей кремниевых и германиевых кристаллов на длине волны  $\lambda = 0.86 \text{ \AA}$  ( $E_\gamma = 14.4 \text{ КэВ}$ ), соответственно для  $\sigma$  и  $\pi$  поляризации падающего излучения.

На рис.11 изображен кристалл-поляризатор, вырезанный в плоскости (840) и обладающий сильной асимметрией ( $\beta = 0.054$ ).

На длине волны  $\lambda = 0.86 \text{ \AA}$  при угле Брэгга близкого к  $45^\circ$  ( $\vartheta_B = 45^\circ 09'$ ) происходит практически полное погасание  $\mathcal{K}$  - компоненты излучения. Применение данной конструкции монохроматора в ряде экспериментов может значительно понизить уровень фоновых загрузок (подавление комптоновского рассеяния).

На рис. 12 показана схема расположения кристаллов в максимальной дисперсии, обладающая высоким разрешением и малой выходящей угловой расходимостью рентгеновского пучка. В этой схеме угол при котором происходит отражение от кристалла II, записывается выражением, полученным из угловой функции  $\mathcal{Y}$  (I.2):

$$\vartheta_{II} = \vartheta_B + \delta_{II} + \xi_{II} \cdot \mathcal{Y} \quad (I.11)$$

где 
$$\delta_{II} = (1 + \frac{1}{\beta_1}) \cdot \frac{|\chi'_0|}{2 \cdot \sin 2\vartheta_B}, \quad \xi_{II} = \frac{1}{\sqrt{\beta_1}} \cdot \frac{P \cdot |\chi'_h|}{\sin 2\vartheta_B}$$

Соответствующее выражение для угла падения, относящееся к кристаллу III, имеет вид:

$$\vartheta_{III} = \vartheta_B + \delta_{III} + \xi_{III} \cdot \mathcal{Y} \quad (I.12)$$

где 
$$\delta_{III} = (1 + \beta_2) \cdot \frac{|\chi'_0|}{2 \cdot \sin 2\vartheta_B}, \quad \xi_{III} = \sqrt{\beta_2} \cdot \frac{P \cdot |\chi'_h|}{2 \cdot \sin 2\vartheta_B}$$

Вторые слагаемые в выражениях, соответствуют угловому сдвигу средней точки максимума, относительно кинематического угла Брэгга- $\vartheta_B$ , вследствие рефракционного эффекта. Третьи слагаемые соответствуют отклонению падающего и дифрагированного пучков от середины угловой области полного отражения относительно нового начала координат в масштабе  $\mathcal{Y}$ .

На схеме, представленной на рис. 12 последовательно рассмотрим угловые положения центров  $\delta_{II}$ ,  $\delta_{III}$  и значения ШПВ  $\xi_{II}$  и  $\xi_{III}$  дифракционных максимумов от кристаллов II и III, относительно величины  $\vartheta_B$ . Кремниевые кристаллы, вырезанные вдоль плоскости (III) с углом среза  $\alpha = 5^\circ 53'$ , расположены в схеме с максимальной дисперсией. Направление косых срезов задано в виде:  $+\alpha_{II}$  и  $-\alpha_{III}$ . Из падающего пучка СИ на кристалл II с угловой расходимостью  $\Psi_2$  ( $\Psi_2 = 36''$ ) эффективной для получения дифракционного максимума считается область  $\xi_{II}$  ( $\xi_{II} = 10'' 89'$ ). Средняя точка которой смещена,

вследствии рефракции на величину  $\delta_{II} \cdot \beta_1$ , от угла  $\vartheta_B$ . Кроме дифракционного пика от кристалла III формируемого в угловой области  $\xi_{III} \cdot \beta_2$  возникает фоновое отражение в угловом интервале  $\xi_{II} / \beta_2$  центр распределения которого смещен на величину  $\delta_{II} \cdot \beta_2^{-1}$  относительно  $\vartheta_B$ .

Наложение области полного отражения и области фонового отражения приводит к образованию небольшого максимума, вследствие перекрывания хвостов угловых распределений. При этом угловые смещения дифракционного максимума и области фонового отражения равны  $\delta_{II} \cdot \beta_1 \cdot \beta_2 - \delta_{III}$ . Т.о. для того, чтобы совместить область дифракционного максимума первого кристалла (II) и область полного отражения (ОПО) второго кристалла (III) достаточно повернуть кристалл III на угол, соответствующий разности угловых отклонений от  $\vartheta_B$  средних точек максимумов, получаемых от II и III кристаллов, т.е. величины:

$$\Delta \delta_{II, III} = \delta_{II} \cdot \beta_1 - \delta_{III} \cdot \beta_2$$

Для данного конкретного случая на длине волны  $\lambda = 0.86 \text{ \AA}$  величина доворота кристалла III, вследствие углового смещения  $\Delta \delta_{II, III}$  равна  $1^\circ 24'$ .

#### Описание работы и измерение основных характеристик монохроматора

В зависимости от условий эксперимента двухкристалльный монохроматор может устанавливаться в вертикальном и горизонтальном положениях. В измерениях на рентгеновской молибденовой трубке БСВ-10 двухкристалльный монохроматор устанавливался на специальной подставке в осевом гнезде ГУР-5. В этом случае, различные варианты монохроматизации рентгеновского пучка проводились в схеме 3-х кристалльной дифракции (см. рис. 13) [9, 10]. В качестве первого исходного кристалла был выбран кремний (220) с угловой ШПВ  $\Delta \vartheta \approx 3''$  на  $Mo K_{\alpha_1}$ . После предварительной монохроматизации - выделении  $K_{\alpha_1}$  линии и проведения пучка через ось ГУР-5 устанавливался на специальной подставке двухкристалльный монохроматор. При этом кристаллы II и III располагались вдоль одной плоскости прохо-

дущей через ось ГУР-5, расположенная рентгеновский пучок. Кристалл II находился на вертикальной оси ГУР-5. Отражение от кристалла II можно было получить двумя способами - вращая монокроматор как целое, применяя кинематику ГУР-5, а также, используя собственный шаговый привод монокроматора. Следующим шагом было вращение кристалла III вокруг оси с помощью ШД и получение дифракционного отражения. Для регистрации излучения использовался сцинтилляционный детектор ФЭУ-85 со сцинтиллятором  $NaI(Tl)$  размером  $\phi 20 \times 1$  мм. На рис. 14, 15, 16 сравниваются "кривые качания" полученные от кристаллов Ge (3II), Si (III) и Si (III) с косым срезом ( $\alpha = 5.053^\circ$ ,  $\nu = 0.079$ ) на линии  $MoK_{\alpha_1}$  с рассчитанными кривыми дифракционного максимума для соответствующих плоскостей. Воспроизводимость положения дифракционного пика на длине волны  $MoK_{\alpha_1}$  при отношении от начального значения на  $I_2^0$  определялась путем многократного повторения "кривых качания" исследуемых кристаллов и была не хуже  $0.6$ ". При этом разрешающая способность монокроматора на Si кристаллах с  $\nu = 0.081$  на длине волны  $MoK_{\alpha_1}$  была  $\sim 1.96 \cdot 10^4$ . При настройке монокроматора на радиоактивном источнике  $^{57}Co$  из спектра линий, возникающих при распаде  $^{57}Co$  выделялась линия с энергией  $E_{\gamma} = 14.4$  КэВ - энергия возбуждения ядерного перехода мессбауэровского ядра  $^{57}Fe$ . В качестве детектора использовался ФЭУ ДВР-56, со сцинтиллятором  $NaI(Tl)$  размером  $\phi 20 \times 1$  мм. Сигнал с детектора через усилитель спектрометрического тракта "Лангур", подавался на вход БАП, затем сигнал с БАП считывался в ЗУ. Управление и выбор событий попадающих в окно БАП проводилось с помощью ЭВМ. Блок-схема шагового привода и внешних устройств, управляемых с помощью ЭВМ (ОДРА-1325) показана на рис. 17. Сканирование по углу с помощью ШД проводилось в режиме таймирования, используя счетчик-таймер, который управлялся сигналом от ЭВМ. Модули БУШД выполненные в стандарте "КАМАК" осуществляют шести и восьмитактную коммутацию обмоток ШД, в зависимости от числа фаз двигателя. Модуль БУШД имеет два режима работы от ЭВМ и ручной. При работе от ЭВМ направление и число шагов двигателя задается одной командой. Наибольшее число шагов двигателя задаваемое одной командой  $N = 2^{13} - 1$ . Для уменьшения времени выполнения команд на большое число шагов модуль

производит автоматическое увеличение частоты шагов двигателя в начале движения и уменьшение в конце движения. Число шагов, в течении которых происходит ускорение и замедление, может быть сделано равным 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64. Стартовая частота и частота ШД после ускорения устанавливается подстроечными резисторами в пределах  $25 \pm 10000$  Гц в зависимости от типа двигателя и параметров его нагрузки. В данных измерениях использовался двигатель РШД-ЗФМ с частотой 200 Гц. С целью уменьшения потребляемой мощности и мощности рассеиваемой в модуле и в двигателе, ток в обмотки подается в начале исполнения команды и отключается через время  $\sim 1$  сек после ее выполнения.

Важным условием работы на пучке СИ является температурная стабильность двухкристального монокроматора, предварительно настроенного на  $^{57}Co$  на резонансную длину волны  $\lambda_r = 0.86$  А. Вследствие большой мощности падающей на первый кристалл ( $P = 1.88$  Вт/мм<sup>2</sup> на 2.2 ГэВ,  $J = 100$  мА) возникает необходимость исследовать поведение монокроматора при больших токах накопителя. С уменьшением угла падения на рабочую поверхность кристалла снижаются тепловые нагрузки на единицу площади. Т.о., чтобы уменьшить величину падающей мощности пучка СИ на ед. площади кристалла, выгодно уменьшать коэффициент асимметрии. При этом, рабочая поверхность монокроматора увеличивается пропорционально  $\nu^{-1}$ . После отражения от кристалла II (см. рис. 12) размер дифрагированного пучка увеличивается на величину  $\nu^{-1}$  следовательно, плотность падающего потока на ед. поверхности кристалла III во столько же раз уменьшается. На рис. 18 изображена схема, в которой проводились измерения тепловых уходов монокроматора. Отклоненный и монокроматизованный двухкристальным монокроматором пучок СИ коллимировался по горизонтали двойным монокристаллическим кремниевым кристаллом (220) с собственной угловой ШПВ на  $MoK_{\alpha_1}$ ,  $\Delta\vartheta = 5''$ .

В качестве анализатора использовался кристалл Si (220) (ШПВ  $MoK_{\alpha_1}$ ,  $\Delta\vartheta = 3''$ ). На рис. 19 показаны зависимости интенсивности дифрагированного пучка СИ, полученного из магнитной системы накопителя и пучка СИ из "змейки" ( $E = 2.1$  ГэВ,  $N = 25$  кгс) от величины тока электронов в накопителе ВЭПП-3. Линейная зависимость интенсивности от величины тока доказывает сохранение инт. коэффициентов отражений кремниевых кристаллов при данных гели-



чинах тока электронов в накопителе. Измерение температурной стабильности монохроматора проводилось в режиме непрерывного облучения кристаллов, а также при периодическом выключении пучка СИ. На рис. 20 изображена "кривая качания", полученная при вращении двухкристального монохроматора как целого, вокруг вертикальной оси кристалла II на пучке СИ, имеющего конечную вертикальную расходимость  $\Psi_{\lambda} = 36''$  на длине падения волны  $\lambda = 0.86 \text{ \AA}$  при  $\lambda_c = 3.22 \text{ \AA}$ .

#### Обсуждение результатов

Измерение "кривых качания" различных типов кристаллов на двухкристальном монохроматоре в 3-х кристалльной схеме с использованием ГУР-5 показано, что прибор соответствует поставленным к нему требованиям. Проведенные измерения на кремниевых кристаллах выявили точность воспроизводимости угловых значений равную  $0.6''$  при сканировании по углу в пределах  $\pm 12^\circ$ .

В качестве средств дальнейшего повышения точности монохроматора следует указать, прежде всего, увеличение точности резьбы ходового винта и гайки (применение шлифовки), а также уменьшение люфтов в редукторе механизма привода. Дальнейшее повышение точности возможно при использовании более точного оборудования для изготовления деталей монохроматора, применении высокоточных методов контроля параметров деталей, применении материалов с малым коэффициентом линейного расширения и термостатировании монохроматора.

Использование кремниевых кристаллов с большой асимметрией ( $\beta \ll 1$ ) позволило, с одной стороны снять тепловые нагрузки на рабочей поверхности кристалла, за счет увеличения проекции пучка СИ, с другой стороны, наиболее эффективно использовать вертикальную угловую расходимость пучка СИ, улучшить энергетическое разрешение монохроматора и уменьшить диффузный фон от Si кристаллов. Требование увеличения энергетического разрешения монохроматора связано с выбором более совершенных, бездислокационных кристаллов и с наиболее тщательной их шлифовкой и травлением.

В заключении можно сказать, что оперативность в настройке на нужную длину волны, простота в эксплуатации и другие достоинства делают прибор удобным в экспериментах по возбуждению Мессбауэровских уровней ядер на пучке СИ.

Авторы выражают благодарность Скринскому А.Н., Кулипанову Г.Н., за внимание к работе, Артемьеву А.Н., Степанову Е.П., Чечину А.И., Казакову Ю.Н. за обсуждение результатов, Беловой Н.Е. за ряд высказанных замечаний, Ковригину Г.Л., Носкову А.Г., Ахметову В.Д. за приготовление кристаллов.

Л и т е р а т у р а :

1. A.N.Artemyev et al., Nucl. Instr. and Met. (1978), 152, 235-241.
2. V.Bouso. G.Materlik and W.Schröder. Preprint, DEZY SR-75/14, Hamburg (1975).
3. W.H.Zachariasen, Theory of X-ray Diffraction in Crystals, John Wiley Sons, Inc., New York, 1945.
4. M.Renninger. Acta Cryst. (1955) 8 597-606.
5. S.Kikuta, K.Kohra. J. Phys. Soc. Japan (1970) 29 (1322-1328).
6. J.H.Beamont, M.Hart. J. Phys. E7 (1974), 823-829.
7. T.Matsusita. J. Appl. Cryst. (1974), 7, 254-259.
8. W.M. Du Mond Phys. Rev. (1937), 52, 872-883.
9. R. Bubáková. J.Drahokoupil, A. Fingerland Czech. J. Phys. (1961) B11, 199-222.
10. М.И.Гинзбург, В.А.Кабанник, В.И.Кузнецов, С.В.Кротов. Препринт 79-160. Новосибирск. ИЯФ СО АН СССР, 1979.

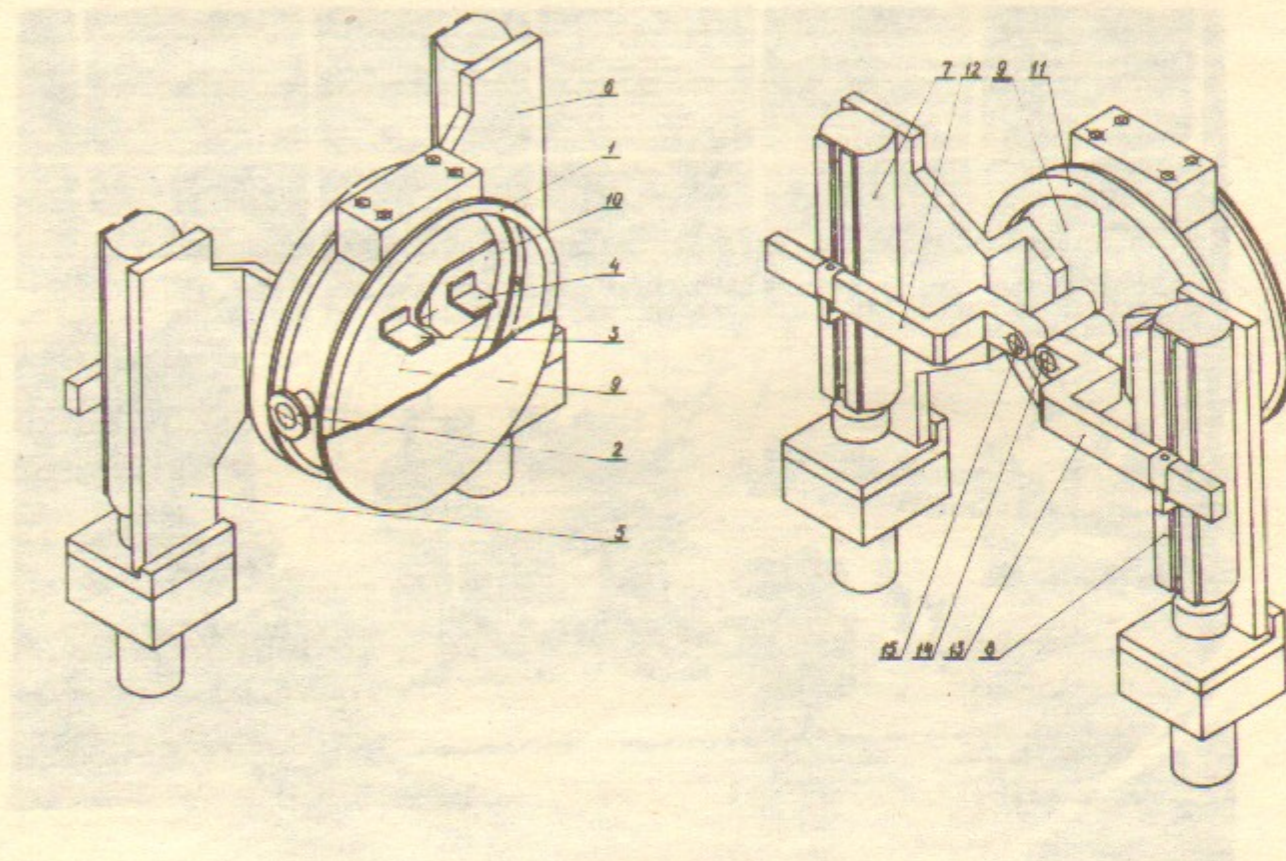


Рис. I. Схема двухкристального монохроматора в двух проекциях.

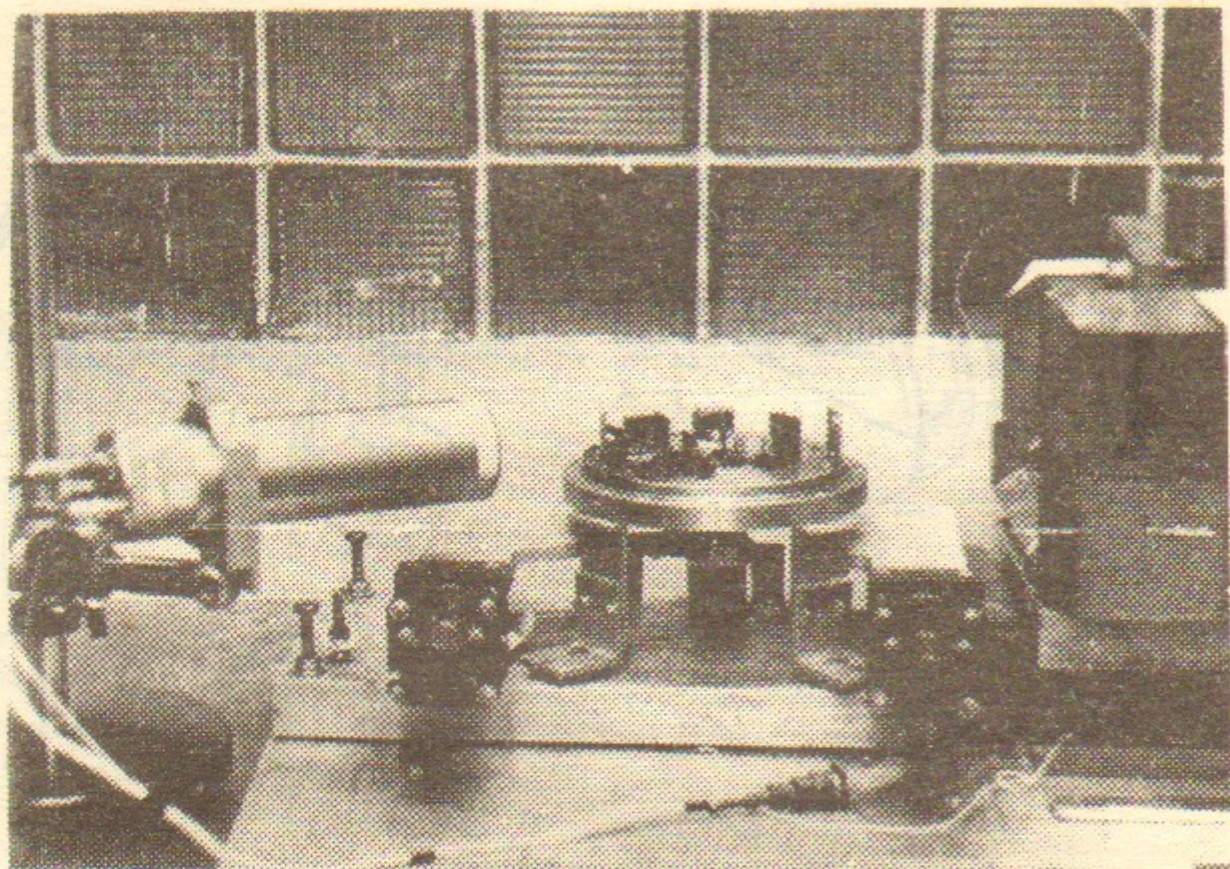


Рис.2. Общий вид двухкристального монохроматора при настройке на радиоактивном источнике  $^{57}\text{Co}$ .

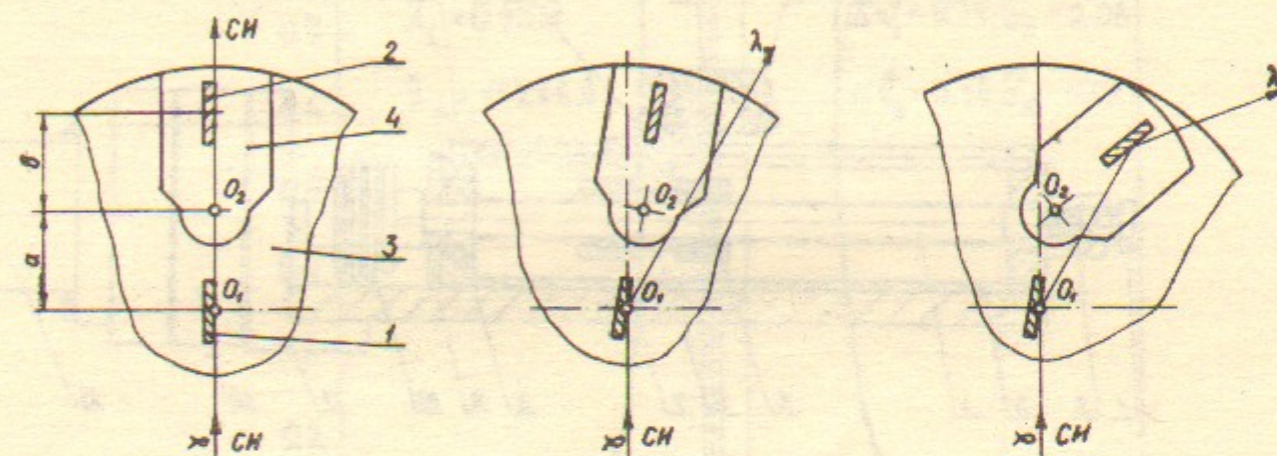


Рис.3. Схема последовательного получения отражений от кристаллов на двухкристальном монохроматоре.

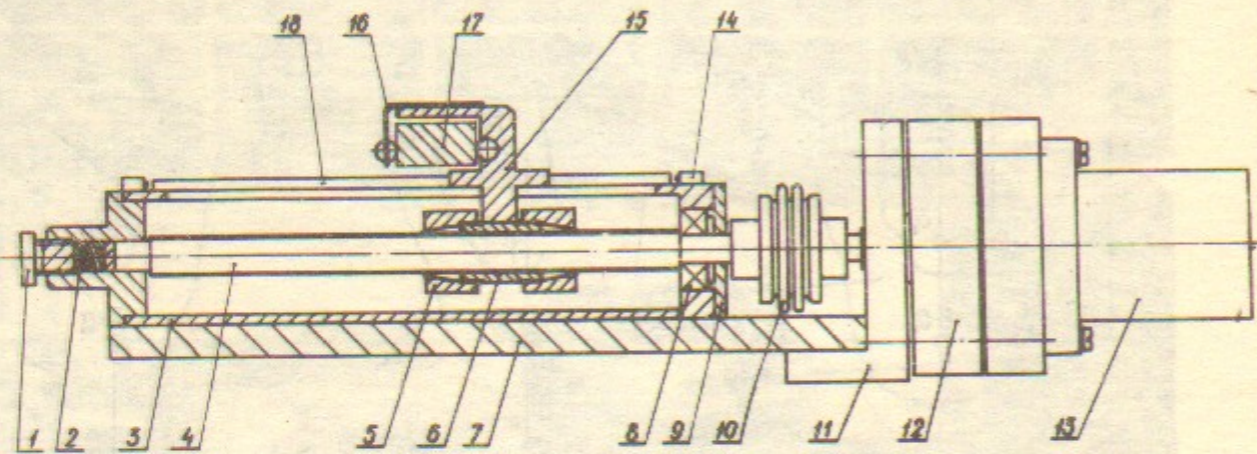


Рис.4. Механизм привода двухкристального монохроматора.

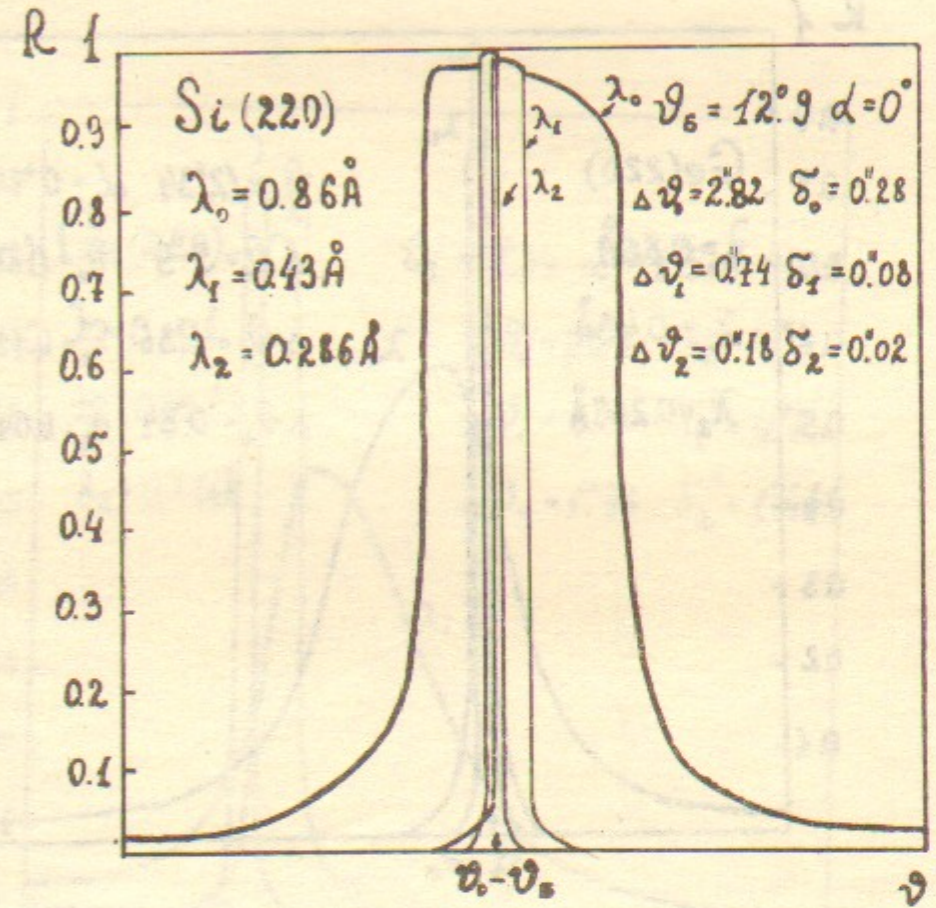


Рис.5. Кривые дифракционного максимума, полученные от кремниевого кристалла (220) для основной длины волны и следующих двух гармоник  $\lambda_n$ .

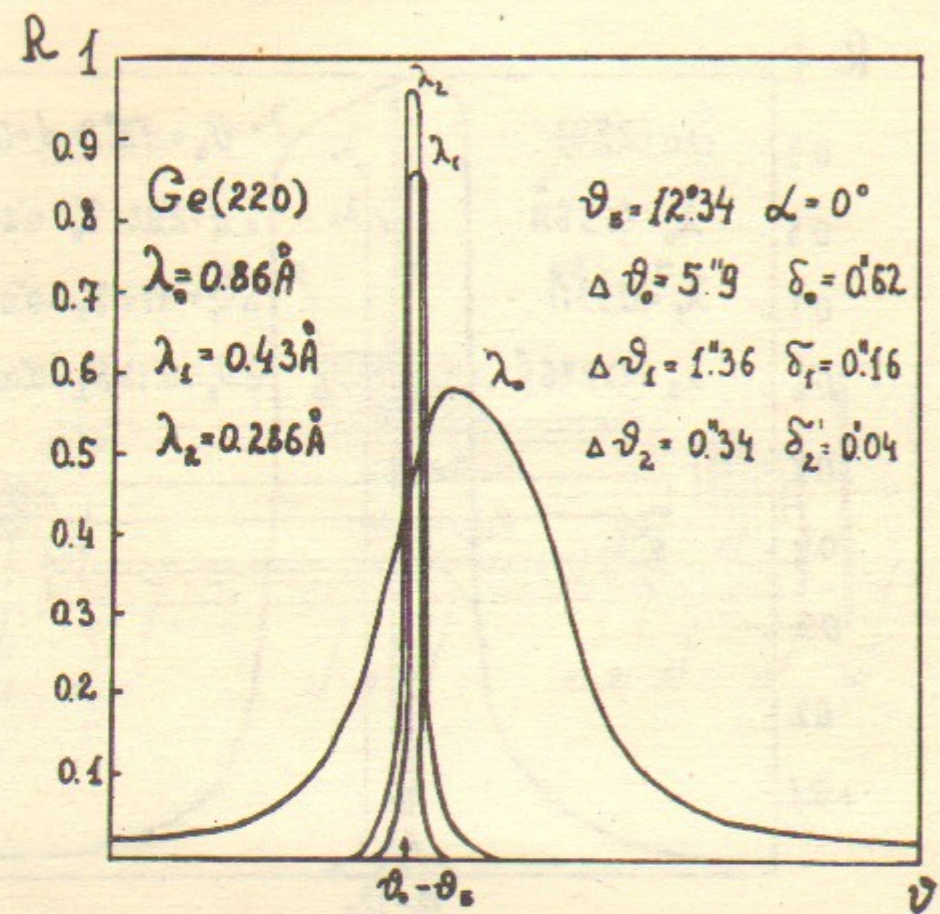


Рис.6. Кривые дифракционного максимума, полученные от германиевого кристалла (220) для основной длины волны и следующих двух гармоник.

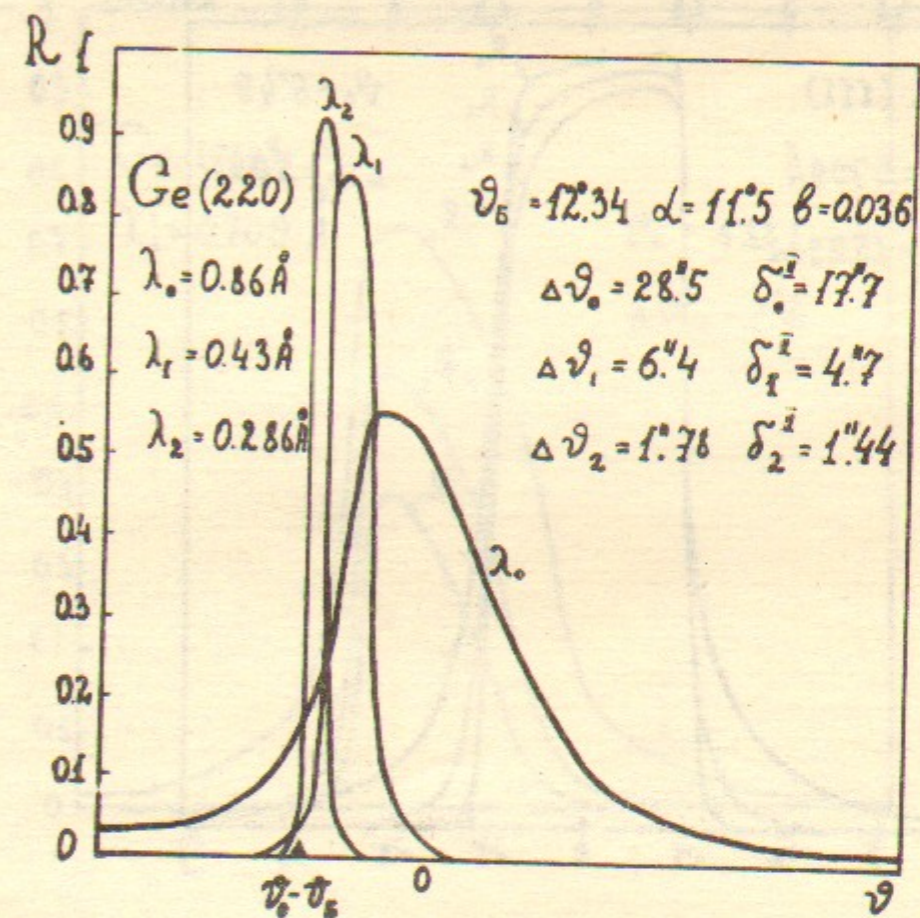


Рис.7. Кривые дифракционного максимума, полученные от германиевого кристалла (220) с сильной асимметрией для основной длины волны, первой и второй гармоник по  $\lambda$ .

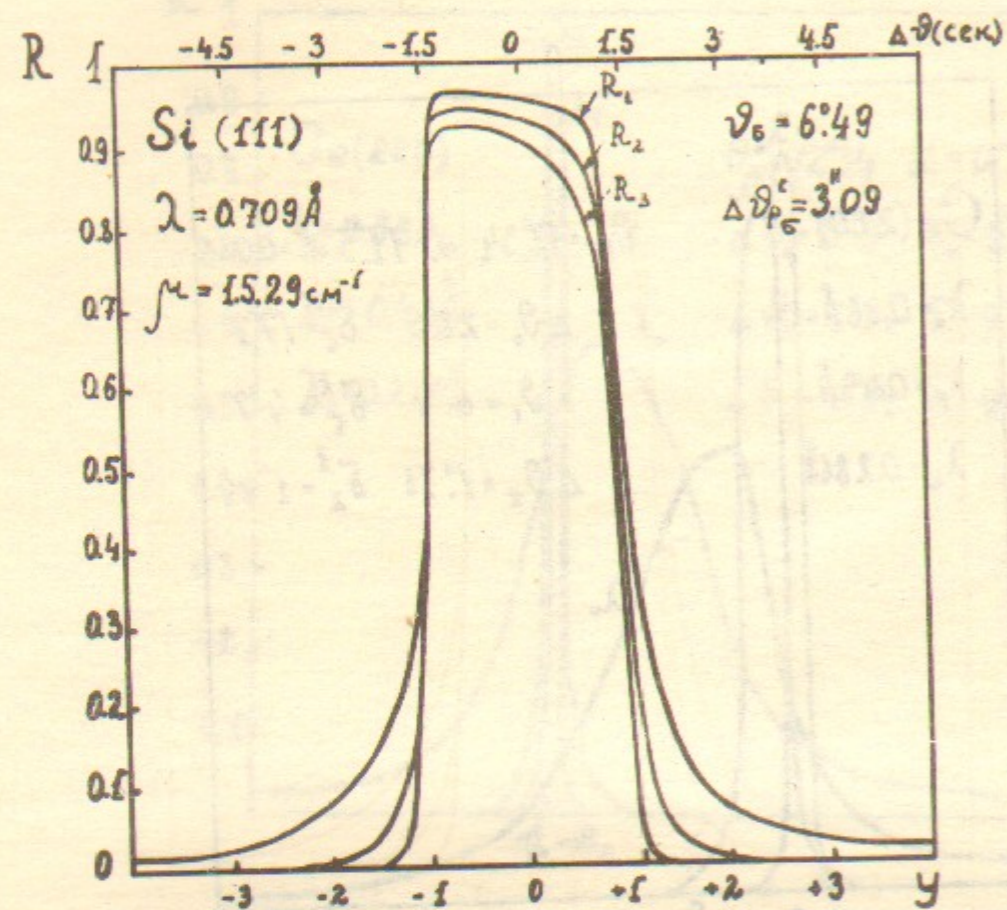


Рис.8. Кривые дифракционного максимума для одно, двух и трехкратного отражений от монокристаллического кремниевого кристалла (III).

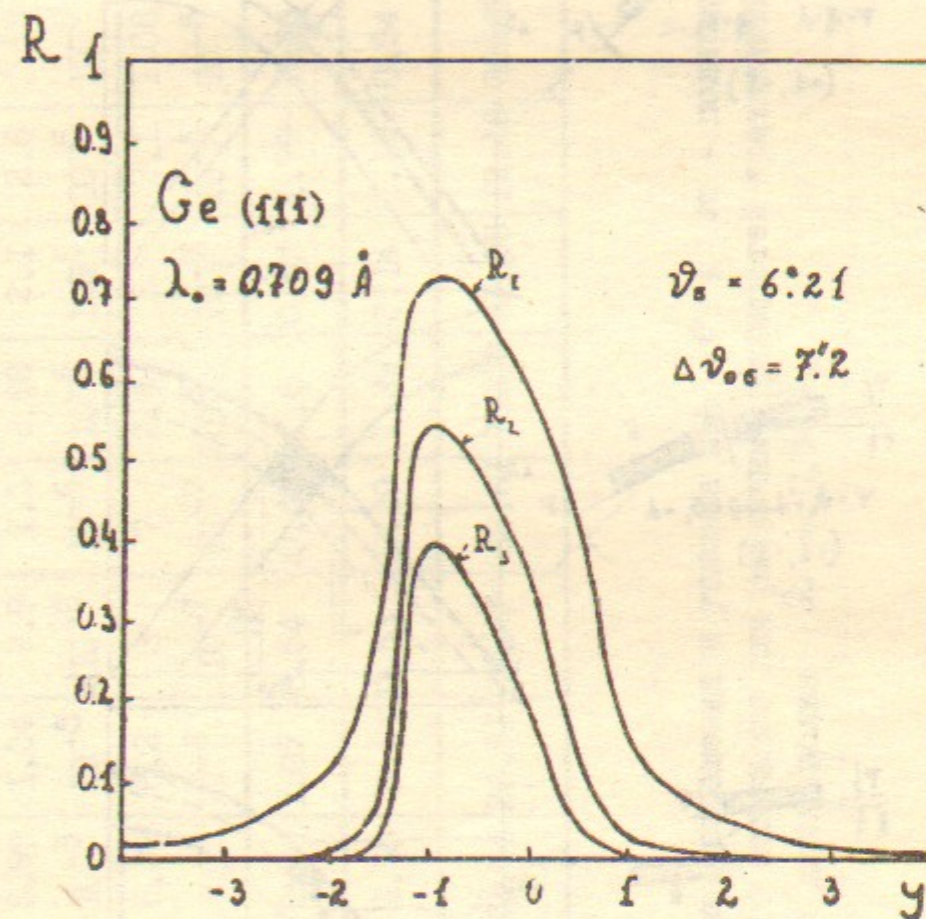


Рис.9. Кривые дифракционного максимума для одно, двух и трехкратного отражений от монокристаллического германиевого кристалла (III).

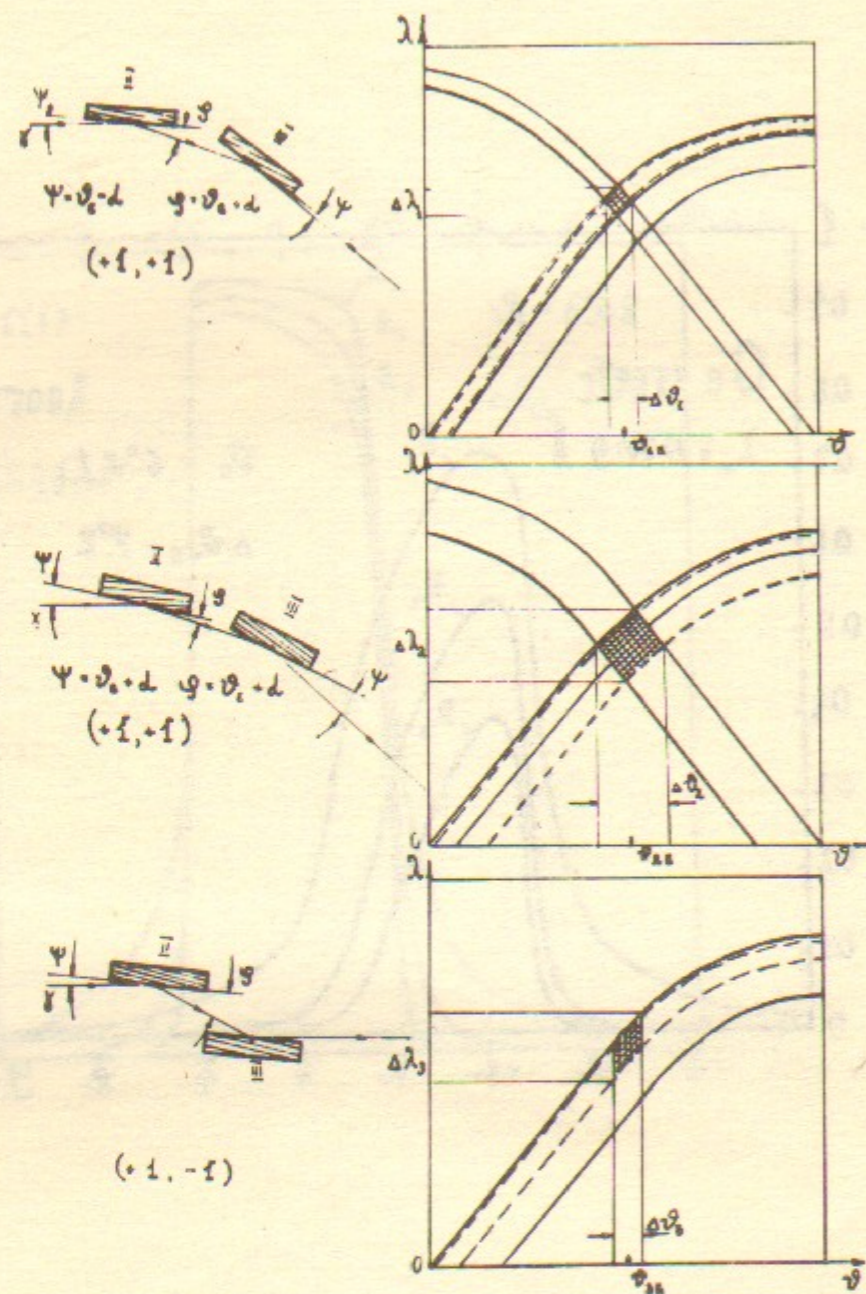


Рис. 10. Варианты расположения кристаллов с сильной асимметрией в схемах с максимальной и нулевой дисперсиях.

$hkl$	III	333	444	555	220	440	660	880	311	933	400	422	331	840
$(\frac{\Delta I}{I}) \sigma$	1.33 $10^{-4}$	9.3 $10^{-6}$	3.7 $10^{-6}$	1.9 $10^{-6}$	5.99 $10^{-5}$	1.04 $10^{-5}$	2.9 $10^{-6}$	1.2 $10^{-6}$	2.88 $10^{-5}$	2.1 $10^{-6}$	2.6 $10^{-5}$	1.55 $10^{-5}$	1.48 $10^{-5}$	2.18 $10^{-6}$
$(\frac{\Delta I}{I}) \pi$	1.28 $10^{-4}$	6.1 $10^{-6}$	1.5 $10^{-6}$	1.0 $10^{-7}$	5.39 $10^{-5}$	6.2 $10^{-6}$	3 $10^{-7}$	7 $10^{-7}$	2.5 $10^{-5}$	5 $10^{-7}$	2.1 $10^{-5}$	1.08 $10^{-5}$	1.1 $10^{-5}$	6.75 $10^{-9}$
$\Delta \nu \sigma$ (сек)	3.79	0.86	0.49	0.37	2.84	1.07	0.54	0.49	1.6	0.57	1.79	1.35	1.12	0.46
$\Delta \nu \pi$ (сек)	3.65	0.57	0.19	0.022	2.55	0.64	0.53	0.29	1.39	0.14	1.43	0.94	857	0.001
$\nu_0$ (град)	7 <sup>0</sup> 88	24.29	33.27	43.29	12.94	26.61	42.21	63.61	15.22	51.98	12.46	22.82	20.19	45.09

Таблица 1. Энергетические разрешения и угловые  $\theta$  и  $\varphi$  - поляризации рентгеновского излучения для различных плоскостей кремниевых кристаллов на длине волны  $\lambda = 0.86 \text{ \AA}$ .

hkl	III	333	444	555	220	440	660	880	3II	933	400	422	33I	840
$(\frac{\Delta I}{I})_{\sigma}$	2.98 $10^{-4}$	1.95 $10^{-5}$	8.7 $10^{-6}$	4.5 $10^{-6}$	1.33 $10^{-4}$	2.18 $10^{-5}$	6.8 $10^{-6}$	2.8 $10^{-6}$	6.25 $10^{-5}$	3.8 $10^{-6}$	5.56 $10^{-5}$	3.05 $10^{-5}$	3.09 $10^{-5}$	6.85 $10^{-6}$
$(\frac{\Delta I}{I})_{\pi}$	2.88 $10^{-4}$	1.35 $10^{-5}$	3.9 $10^{-6}$	6 $10^{-7}$	1.2 $10^{-4}$	1.38 $10^{-5}$	1.2 $10^{-6}$	1.3 $10^{-6}$	5.46 $10^{-5}$	5 $10^{-7}$	4.54 $10^{-5}$	2.21 $10^{-5}$	2.42 $10^{-5}$	5.7 $10^{-7}$
$\Delta \vartheta_{\sigma}$ (сек)	8.14	1.72	1.11	0.81	5.99	2.14	1.17	0.95	3.35	0.91	3.64	2.5	2.23	1.3
$\Delta \vartheta_{\pi}$ (сек)	7.86	1.19	0.49	0.11	5.45	1.35	0.2	0.44	2.9	0.12	2.97	1.8	1.74	0.107
$\vartheta_0$ (град)	7.53	23.17	31.64	40.98	12.34	25.36	39.98	58.95	14.55	48.89	17.63	21.78	19.27	42.63

Таблица 2. Энергетические разрешения и угловые шпиги  $\sigma$  и  $\pi$  - поляризации рентгеновского излучения для различных плоскостей германиевых кристаллов на длине волны  $\lambda = 0.86 \text{ \AA}$ .

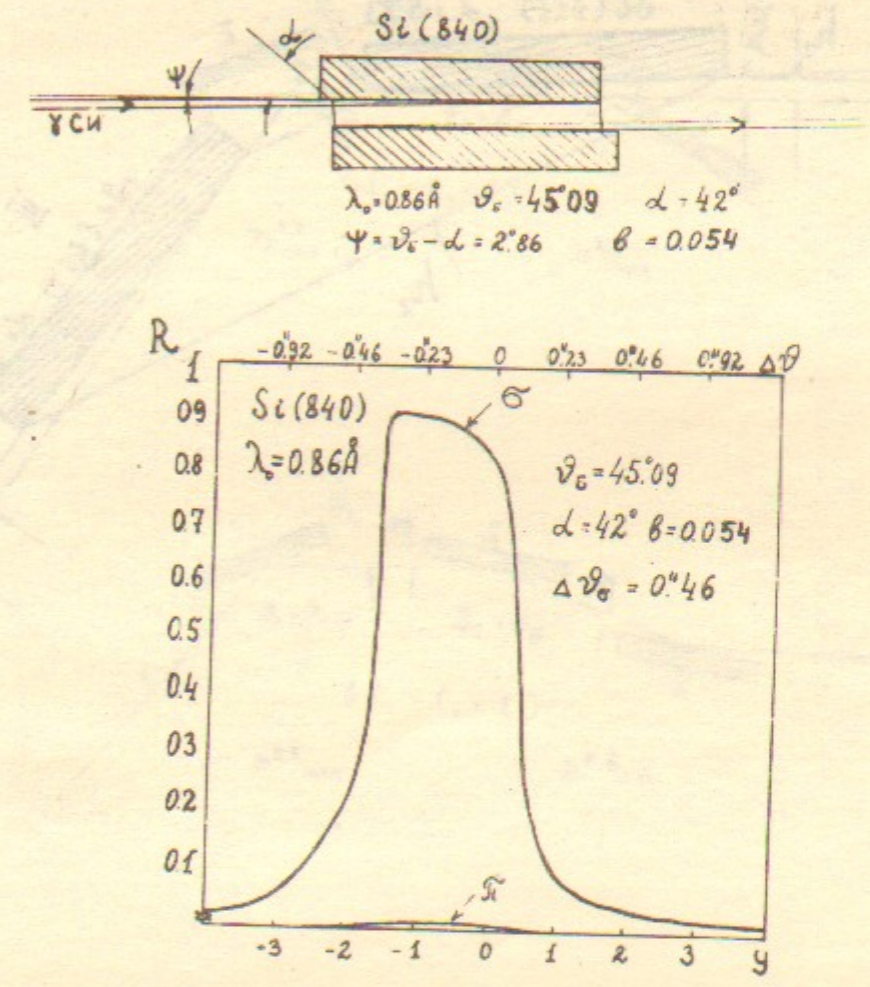


Рис. II. Кремниевый кристалл-поляризатор, вырезанный вдоль плоскости (840). Кривые дифракционного максимума рассчитанные для  $\sigma_0$  и  $\pi$  поляризации на длине волны  $\lambda = 0.86 \text{ \AA}$ .



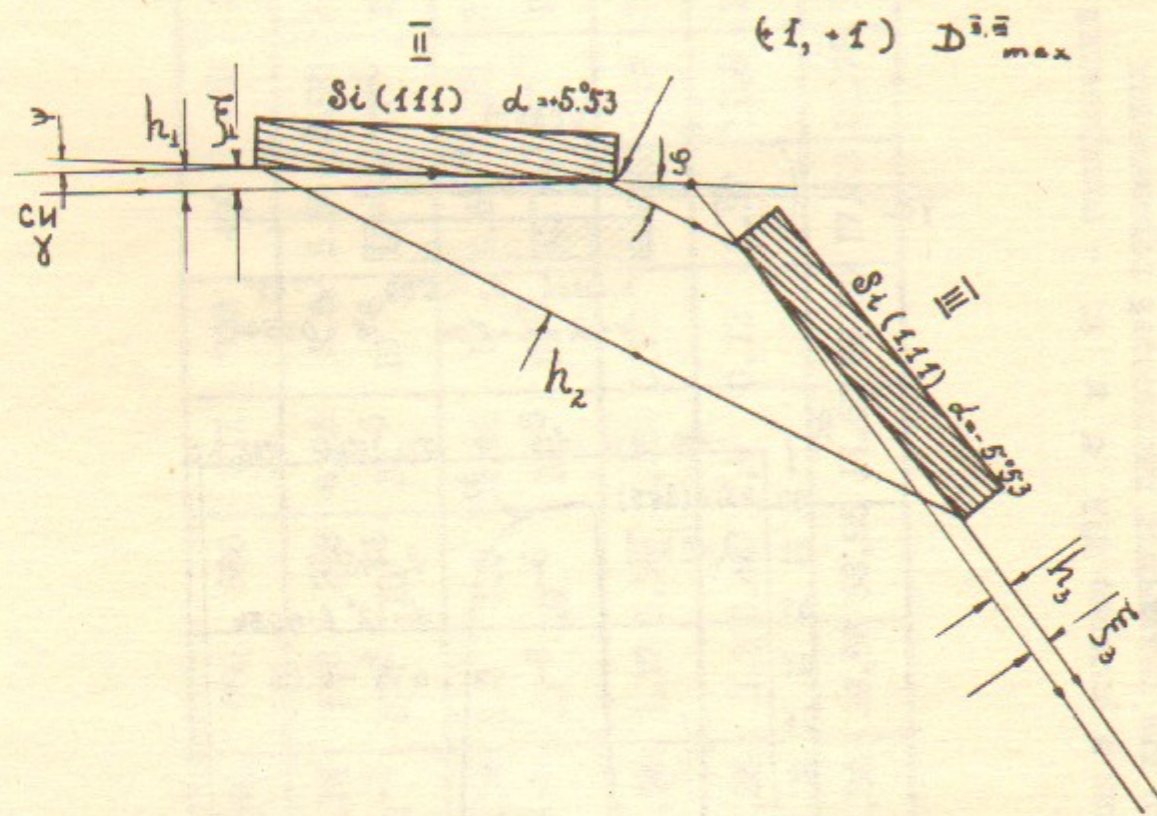


Рис.12. Схема с максимальной дисперсией, обладающая энерг. высоким разрешением и, реализованная в двух-кристальном монохроматоре.

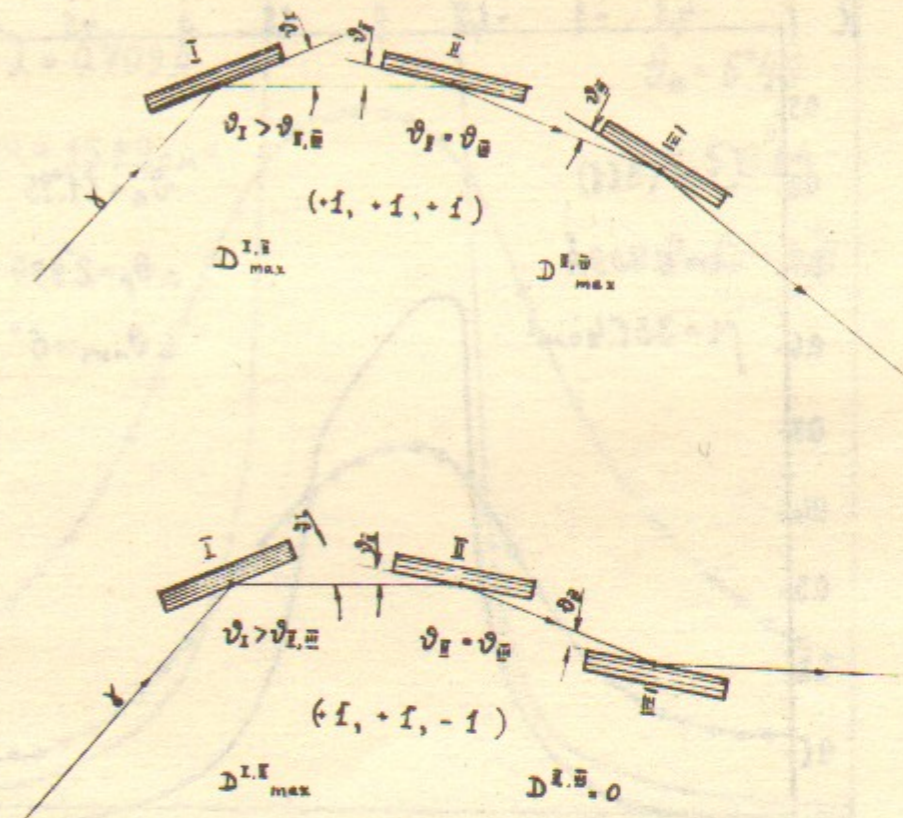


Рис.13. Два варианта монохроматизации рентгеновского пучка с использованием трехкристальной схемы.

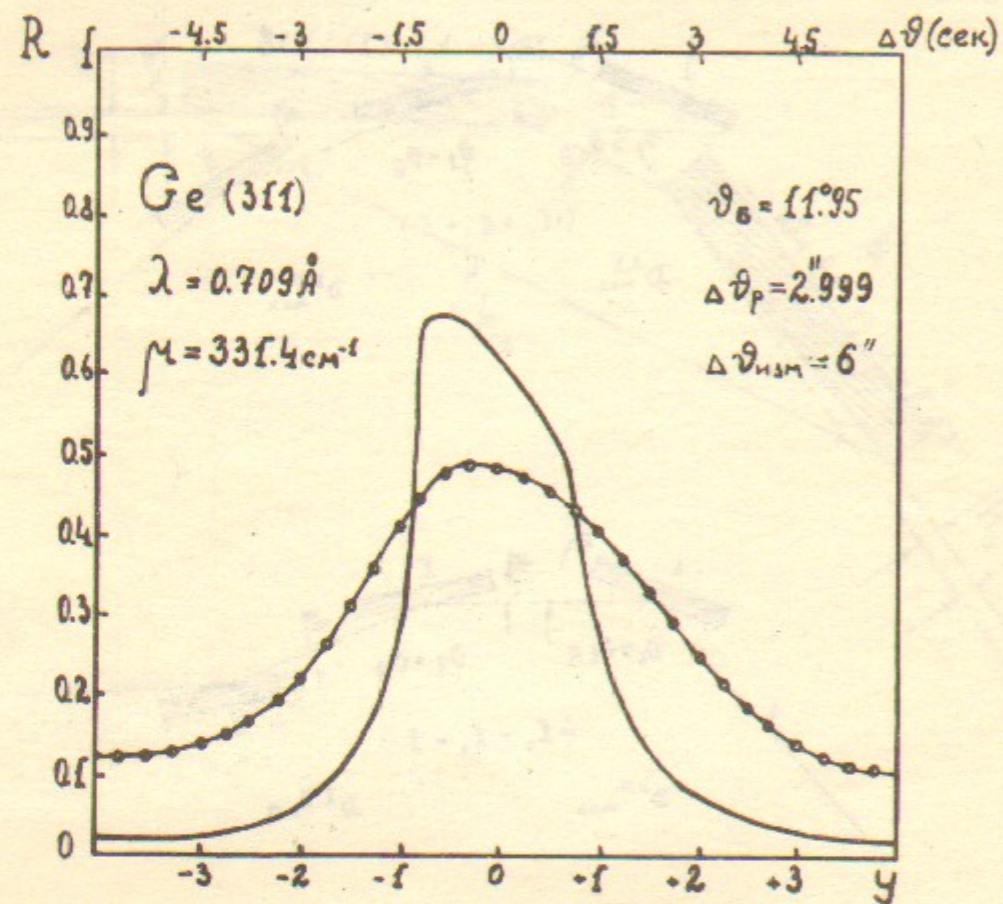


Рис. I4. Сравнение "кривой качания", полученной от Ge кристалла в схеме (+I,+I,+I) с рассчитанной кривой дифракционного максимума для идеального поглощающего кристалла на длине волны  $\lambda = 0.709 \text{ \AA}$ .

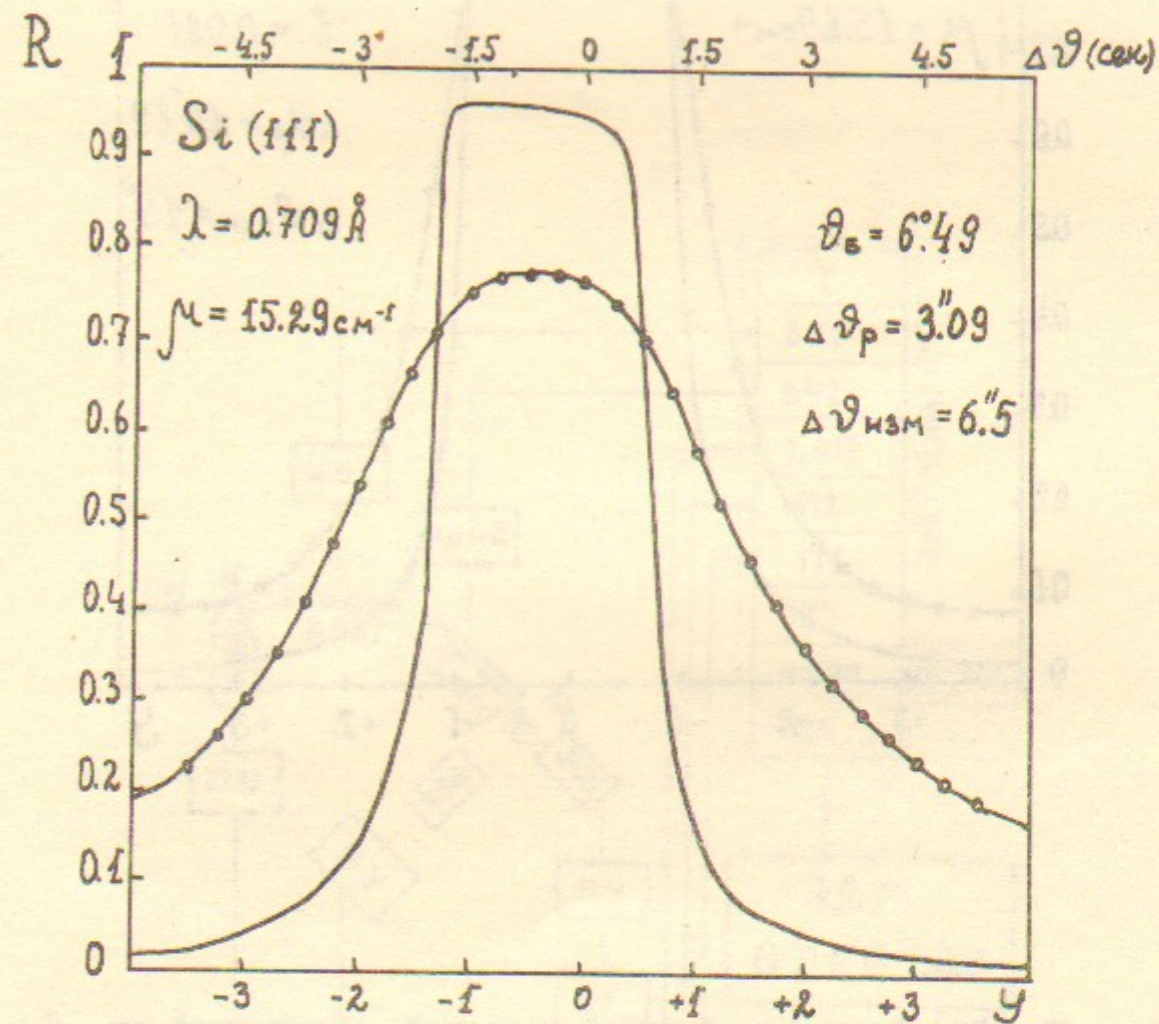


Рис. I5. Сравнение "кривой качания", полученной от Si кристалла (III) с рассчитанной кривой дифракционного максимума для идеального поглощающего кристалла.

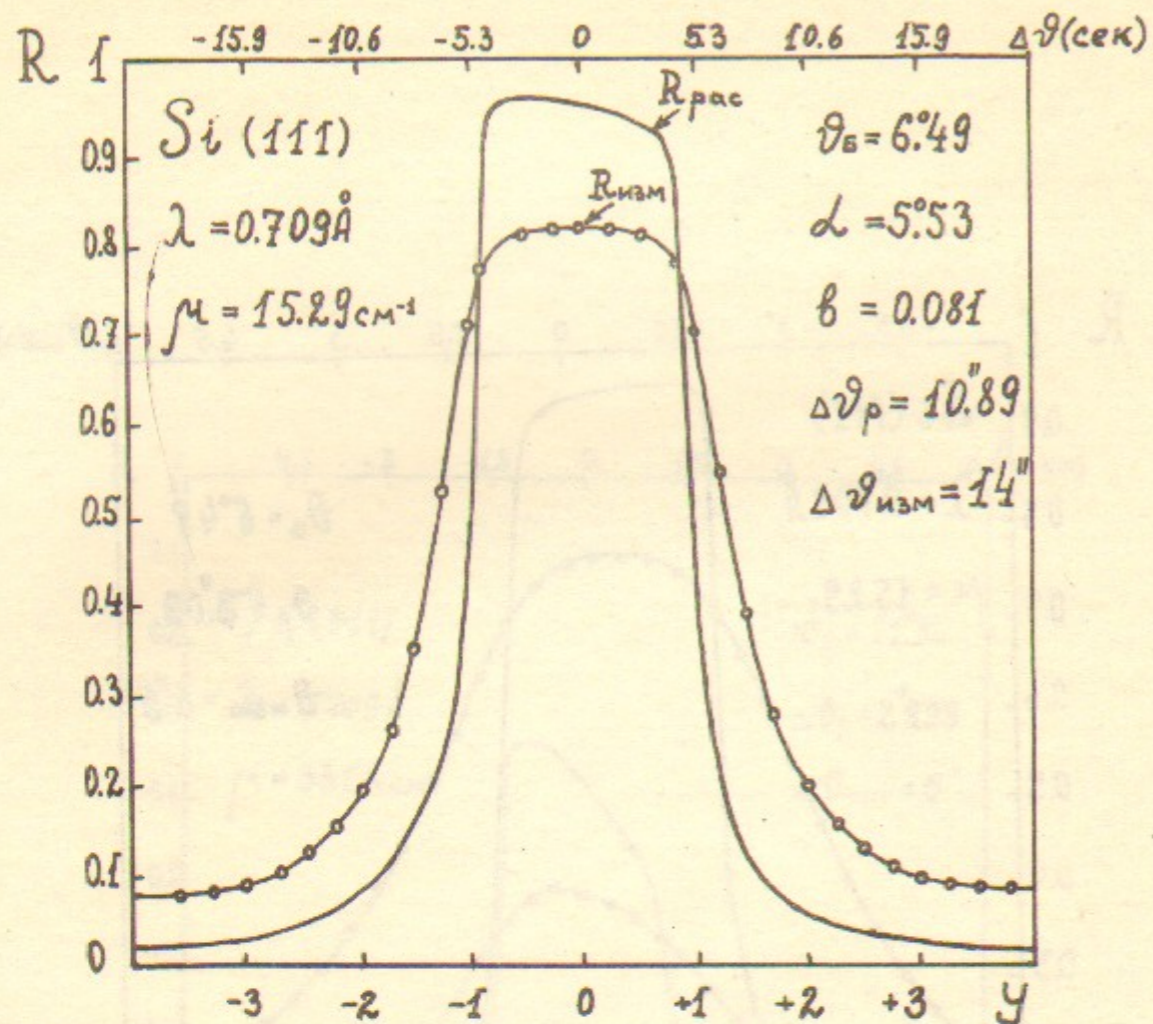


Рис.16. Сравнение "кривой качания", полученной от Si кристалла (111) с сильной асимметрией и рассчитанной кривой дифракционного максимума для идеального поглощающего кристалла.

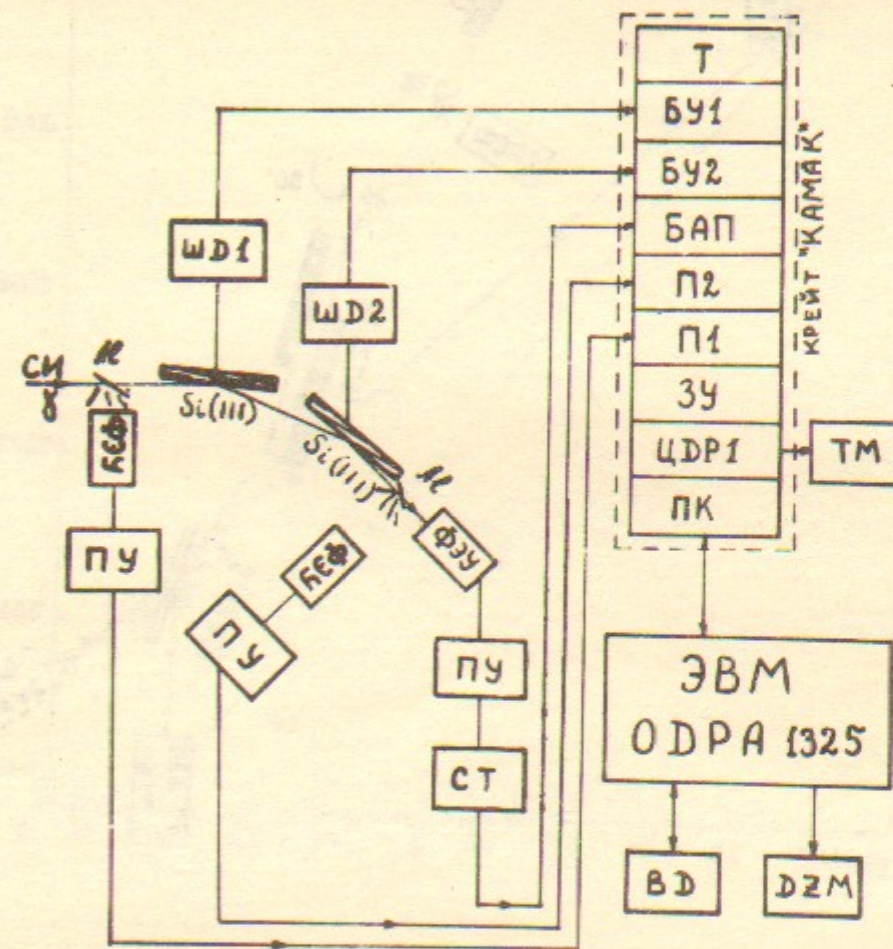


Рис.17. Блок-схема управления и сбора данных двухкристального монохроматора. ШД1, ШД2-шаговые двигатели, БУ1, БУ2-блоки управления ШД, Т-таймер, БАП- блок амплитудного преобразователя, П1, П2-пересчетки, ЗУ-запоминающее устройство, ЦДР1-цветной дисплей растровый, ТМ-телемонитор, ПУ-предусилитель, СТ-спектрометрический тракт, К-контроллер, ВД- видеотон, ДЗМ- Цифрознакопечатающее устройство.

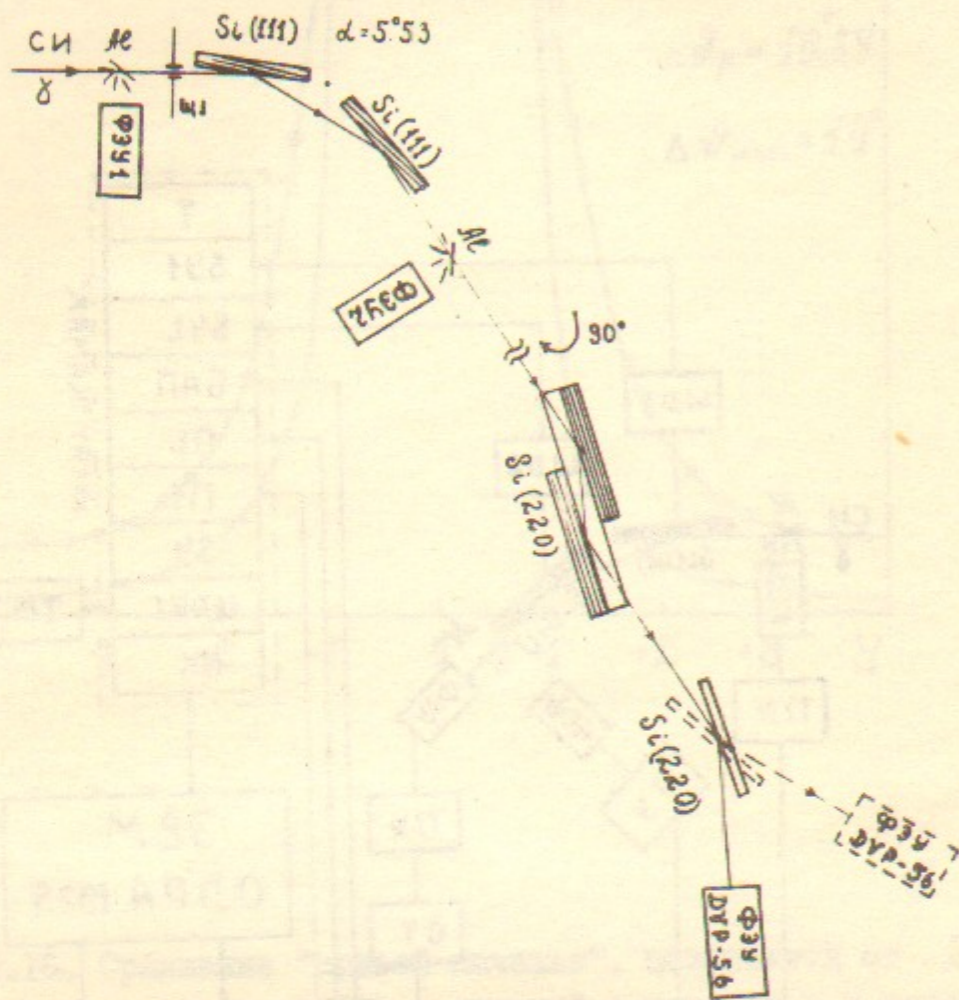


Рис.18. Схема измерения тепловых уходов двухкристального монохроматора на пучке СИ.

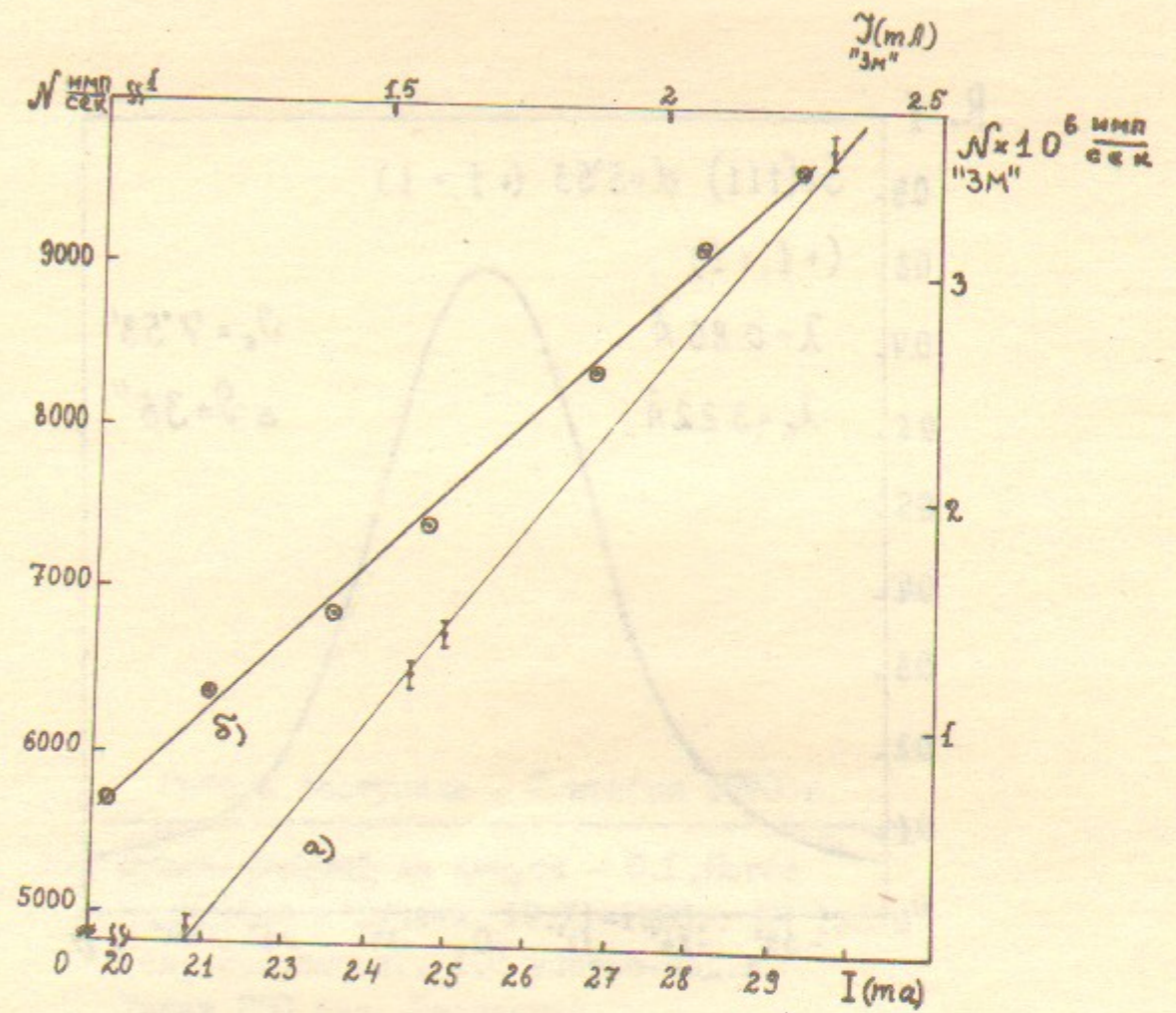


Рис.19. Зависимость интенсивности дифрагированного пучка СИ (а) и пучка СИ от сверхпроводящей "змейки" (б) от величины тока электронов в накопителе ВЭШ-3.

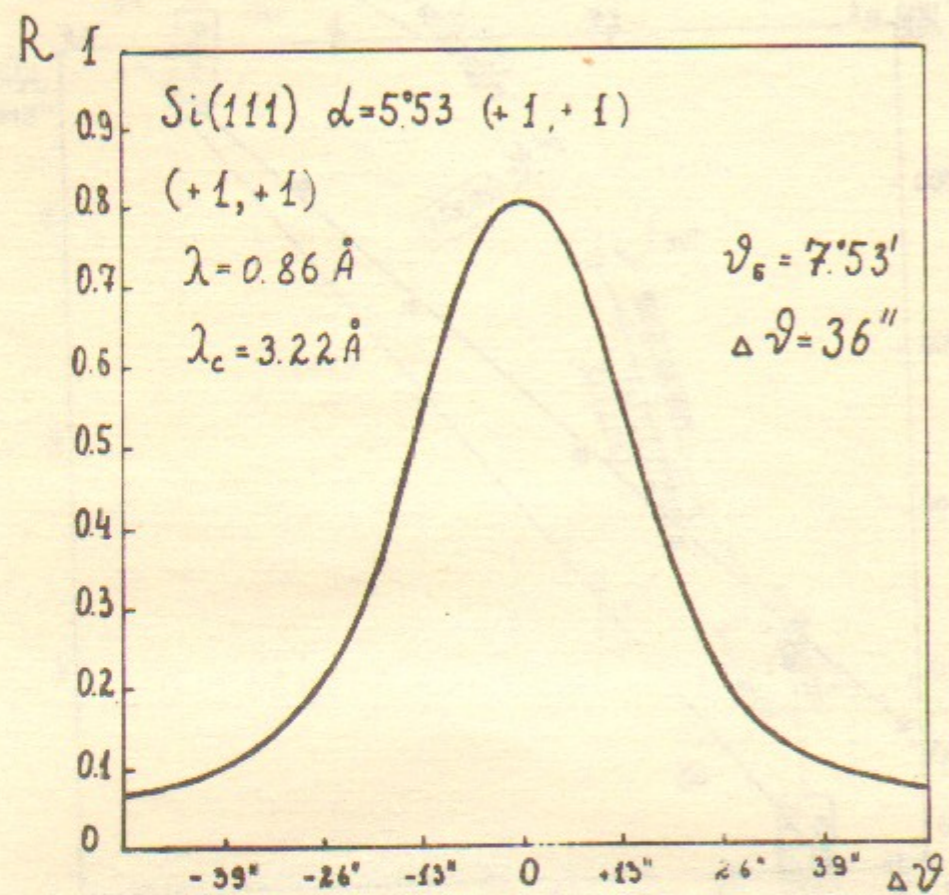


Рис.20. "Кривая качания", полученная при вращении двухкристального монохроматора как целого на пучке СИ.

Работа поступила - 2 ноября 1980 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов  
 Подписано к печати 19.XI-1980г. МН 13539  
 Усл. 2,3 печ.л., 1,8 учетно-изд.л.  
 Тираж 250 экз. Бесплатно  
 Заказ № 204.

Отпечатано на ротапинтере ИЯФ СО АН СССР