

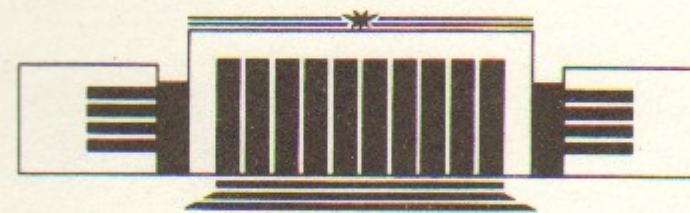


27
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

В.А. Кабанник

**ФОКУСИРОВКА И «ЯДЕРНАЯ» ФИЛЬТРАЦИЯ
СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ЗОННЫМИ ПЛАСТИНКАМИ**

ПРЕПРИНТ 89-177



НОВОСИБИРСК

Фокусировка и «ядерная» фильтрация
синхротронного излучения
зонными пластинками

В.А. Кабанник

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

В работе приводится расчет, коэффициенты «ядерного» отражения, «электронный» коэффициент отражения, размер сфокусированного пучка гамма-квантов для зонных пластинок с чередующимися слоями: $\text{Fe}^{57} - \text{Fe}^{56}$, $\text{Ge}^{73} - \text{Ge}^{72}$, $\text{Sn}^{119} - \text{Sn}^{118}$, $\text{Sm}^{149} - \text{Sm}^{150}$, $\text{Eu}^{151} - \text{Eu}^{159}$, $\text{Dy}^{161} - \text{Dy}^{162}$, $\text{Tm}^{169} - \text{Tm}^{168}$, $\text{Ta}^{181} - \text{Ta}^{180}$, нанесенных: на прозрачные для рентгеновских гамма-квантов подложки, на отражающие рентгеновские гамма-кванты кристаллы кремния $\text{Si}(111)$ и кварца $\text{SiO}_2(10\bar{1}0)$, на многослойные зеркала и на кристаллы с канавками с ширинами канавок, соответствующими ширинам зон. Коэффициент «ядерного» отражения зонных пластинок $K_{\text{яд}} \leq 0.18$. «Электронный» коэффициент отражения, «ядерных» несимметричных зонных пластинок $K_{\text{эл}} \sim 10^{-5}$ равен электронному отражению не «ядерных» зонных пластинок. Размер пучка гамма-квантов в фокусе зонной пластинки порядка ширины последней зоны. $2\sigma \approx DR \approx 0.2$ мкм. Энергетический диапазон в котором отражают и фокусируют «ядерные» зонные пластинки $\Delta E \sim 10 \text{ Г} \div 1.2 \text{ Г}$, Г — ширина ядерного уровня. Сочетание «ядерной» зонной пластинки с «ядерным» многослойным зеркалом позволит увеличить локальную освещенность образца мессбауэровскими гамма-квантами в $50 \div 10$ раз с уменьшением «электронного» отражения.

© Институт ядерной физики СО АН СССР

ВВЕДЕНИЕ

Известно [3], что радиусы зон обычной зонной пластинки $R_n = \sqrt{n \lambda F}$, а составной:

$$R_n = \sqrt{n \lambda F}, \quad n = 1, 2, 3, \dots, N;$$
$$R_n = \sqrt{(3n - 2N) \lambda F}, \quad n = N + 1, N + 2, N + 3, \dots, M;$$
$$R_{n+1} - R_n = dR_n = \frac{R_n}{2n},$$

где n — порядковый номер зоны; F — фокусное расстояние; λ — длина волны; N — максимальный номер обычной зонной пластинки; M — максимальный номер зоны составной зонной пластинки.

Теоретическое значение глубины резкости в фокусе зонной пластинки имеет вид

$$\frac{\Delta F}{F} = \frac{\lambda F}{4R^2}.$$

Пространственное разрешение зонной пластинки в фокусе:

$$\delta x_n^{(m)} = \frac{1,22 dR_n}{m} = \frac{1,22 \lambda F}{2R_n m},$$

где m — порядок отражения.

Энергетическое разрешение:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{2dR_n}{R_n}$$

Если в фокусе зонной пластинки стоит диафрагма диаметром d , то:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{2d}{D},$$

где D — диаметр зонной пластинки.

Фазовые зонные пластинки имеют сдвиг фаз в материале зонной пластинки равный π , и поглощение в зонах пренебрежимо мало. Максимальный коэффициент отражения фазовых зонных пластинок в первый порядок $K_{от.ф.} \sim 0.4$ [3]. Максимальный коэффициент отражения не фазовых зонных пластинок (полное поглощение в материале зон):

$$K_{от.нф} \ll \frac{1}{\pi^2 m^2}.$$

Для постановки экспериментов по мессбауэровской голографии, рентгеновской микроскопии и исследования физики поверхности с использованием СИ необходимо иметь большую локальную освещенность образца [1, 3], [10, 11, 13]. В [2, 4, 5] приведены формулы для прохождения мессбауэровского излучения через вещество. Для того чтобы сделать зонную пластинку «чувствительной» к «ядерному» отражению и не «чувствительной» к «электронному» отражению, необходимо, чтобы рядом стоящие зоны для «электронной» компоненты гамма-квантов имели одинаковый показатель преломления, а для «ядерной» компоненты показатель преломления сильно отличался. Наиболее удовлетворяют этому условию пары из мессбауэровского и не мессбауэровского изотопа, одного и того же элемента. В этой работе предлагается проводить «резонансную ядерную» фильтрацию и фокусировку СИ, для мессбауэровских изотопов $E_\gamma \leq 25.65$ кэВ [6] с помощью зонных пластинок в которых чередуются зоны: $Fe^{57} - Fe^{56}$, $Ge^{73} - Ge^{72}$, $Sn^{119} - Sn^{118}$, $Sm^{149} - Sm^{150}$, $Eu^{151} - Eu^{153}$, $Dy^{161} - Dy^{162}$, $Tm^{169} - Tm^{168}$, $Ta^{181} - Ta^{180}$.

Приводится конкретный расчет коэффициента «ядерного» отражения симметричной и несимметричной «ядерной» зонной пластинки, расположенной под углом θ к потоку гамма-квантов и пластинки, нанесенной на кристалл кремния Si(111), кварца $SiO_2(10\bar{1}0)$, на многослойные зеркала и для кристаллов с канавка-

ми [18]. Приводится распределение интенсивности на фокусном расстоянии от зонной пластинки к полному потоку гамма-квантов, падающих на пластинку.

ГЕОМЕТРИЯ

На рис. 1 показана (двумерный случай) геометрия отражения и фокусировки плоской волны гамма-квантов, падающих на зонную пластинку под углом θ к зонной пластинке, нанесенной на прозрачную для рентгеновских гамма-квантов подложку. На рис. 2 показана геометрия отражения и фокусировки плоской волны гамма-квантов, падающих на зонную пластинку под углом θ к зонной пластинке нанесенной на кристаллы, многослойные зеркала, отражающие плоскости в которых параллельны поверхности. Перед зонной пластинкой напряженность электрического поля волны на плоскости z_1 , имеет [2, 7]:

$$E(z_1) = E_0 \exp\{-i(k_0 z_1 + \omega t + \varphi)\}, \quad (1)$$

где $k_0 = \omega/c$ — волновой вектор в вакууме; $k_0 = \omega n/c$ — волновой вектор в веществе; ω — частота гамма-квантов; φ — произвольная фаза; $n = 1 - \delta - i\beta$ — показатель преломления в веществе [2].

Волна, прошедшая зонную пластинку под углом θ , будет иметь в плоскости z_2 напряженность электрического поля:

$$F(y, z_2) = E_0 \exp\{-i[k(y) z_s(\theta) + k_0(z_2 + z_1 - z_s(\theta)) + \omega t + \varphi]\}, \quad (2)$$

$z_s(\theta)$ — толщина зонной пластинки для гамма-квантов под углом θ ; $k(y)$ — волновой вектор на высоте y .

Такое геометрическое рассмотрение справедливо в том случае когда размеры зон составляют несколько длин волн, а радиус пластинки значительно больше ее толщины, фокусное расстояние много больше размера зонной пластинки.

Для зонной пластинки, нанесенной на прозрачную подложку (рис. 1), интенсивность в точке y_0 на расстоянии F от z_2 , деленная на полный поток начальных гамма-квантов, падающих на зонную пластинку:

$$K_{отр}(y_0) = \frac{\int_{y_1}^{y_{max}} E(y) \exp\{ik_0 D(y, y_0)\} dy}{E_0(y_{max} - y_1)}, \quad (3)$$

где $D(y, y_0) = \sqrt{(y - y_0)^2 - F^2} - F$.

Для зонной пластинки, нанесенной на кристалл, многослойное зеркало (рис. 2), отраженная волна в кристалле формируется на толщине экстинции ($\tau_{\text{экт}} \sim 0.79$ мкм для Si(111), $E_\gamma = 14.41$ кэВ). Волна, входящая в кристалл $E(y')$ в разных местах зонной пластинки y' , дает вклад в выходящую из кристалла волну $\Phi(y)$ в определенном месте зонной пластинки y :

$$\Phi(y) = \int_{y_1}^{y_{\text{max}}} E(y') G(y - y') dy', \quad (4)$$

где

$$G(y - y') = \begin{cases} 0 & y < y' \\ \frac{\exp\left\{-\frac{(y - y')}{Bs}\right\}}{\Delta(y)} & y > y' \end{cases} \quad (5)$$

$$Bs = 2\tau_{\text{экт}} \cdot \text{ctg } \theta_B,$$

$$\Delta(y) = \int_{y_1}^y \exp\left\{-\frac{(y - y')}{Bs}\right\} dy'.$$

На расстоянии z_s от кристалла отраженная волна $T(y)$ получается из (4):

$$T(y) = \Phi(y) \exp\{-i[k(y) z_s(\theta) + k_0(z_3 + z_1 - z_s(\theta)) + \omega t + \varphi]\}. \quad (6)$$

Постоянные фазы в экспонентах (2), (6) можно приравнять нулю. Интенсивность на расстоянии F от z_3 в точке y_0 , деленная на полный поток начальных гамма-квантов, падающих на зонную пластинку на кристалле:

$$K_{\text{отр}}(y_0) = \frac{\int_{y_1}^{y_{\text{max}}} T(y) \exp\{-ik_0 D(y, y_0)\} dy}{E_0(y_{\text{max}} - y_1)}. \quad (7)$$

Для кристаллов с канавками [18] (рис. 3) формулы расчета немного усложняются. На кристалле вытравлены канавки одинаковой глубины h и ширины канавок соответствуют ширинам зонной пластинки, расположенной под углом θ к волне. Канавки могут быть пустые или заполнены Fe, Ge, Sn и т. д. одним веществом,

либо попеременно разными изотопами одного вещества. Напряженность волны, входящей в кристалл $E(y')$ в разных местах кристалла с канавками y' , дает вклад в выходящую из кристалла с канавками волну $\Phi(y)$ в определенном месте кристалла с канавками y :

$$\Phi(y) = \int_{y_1}^{y_{\text{max}}} E(y') G(y - y') dy', \quad (8)$$

где

$$G(y - y') = \begin{cases} 0 & y < y' \\ \frac{\exp\left\{-\frac{f(y - y')}{Bs}\right\}}{\Delta(y)} & y > y' \end{cases} \quad (9)$$

$$Bs = 2\tau_{\text{экт}} \cdot \text{ctg } \theta_B,$$

$$\Delta(y) = \int_{y_1}^y \exp\left\{-\frac{f(y - y')}{Bs}\right\} dy'.$$

где

$$f(y - y') = s \cdot \cos \theta_B$$

s — длина траектории в кристалле, т. е. вся длина траектории минус длина в канавках (рис. 2, б):

$$s = s_1 + s_2 + s_3 + s_4.$$

На расстоянии z_3 от кристалла отраженная волна $T(y)$ получается из (8) и считается по формулам (6). Интенсивность на расстоянии F от z_3 в точке y_0 , деленная на полный поток начальных гамма-квантов, падающих на зонную пластинку на кристалле с канавками вычисляется по формуле (7).

РЕЗУЛЬТАТЫ СЧЕТА

Показатель преломления в мессбауэровской среде [4, 19]:

$$n_{ab} = 1 - \frac{2\pi N}{k_0^2} f_{ab}(0), \quad (10)$$

где $f_{ab}(0) = [f_{эл}(0)]_{ab} + [f_{яд}(0)]_{ab}$ — амплитуда когерентного рассеяния мессбауэровских гамма-квантов круговой поляризации из состояния a в b на нулевой угол. $f_{\eta}(0)$ — амплитуда когерентного рассеяния на нулевой угол собственных значений поляризации мессбауэровской среды определяются из уравнения:

$$\begin{pmatrix} f_{11} & f_{12} \\ f_{21} & f_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_1 \\ e_2 \end{pmatrix} = f_{\eta} \begin{pmatrix} e_1 \\ e_2 \end{pmatrix}, \quad (11)$$

где e_1, e_2 — ортогональный поляризационный вектор (линейный, круговой, или эллиптический);

$$f_{\eta}(0) = \frac{1}{2}(f_{11} + f_{22}) + (-1)^{n+1} \left[\frac{1}{4}(f_{11} - f_{22})^2 + f_{12}f_{21} \right]. \quad (12)$$

Показатель преломления для собственных значений поляризации равен:

$$n_{\eta} = 1 - \frac{2\pi N}{k_0^2} f_{\eta}(0). \quad (13)$$

(Если внутреннее магнитное поле \vec{B} на ядрах в среде перпендикулярно \vec{k}_0 то вектора собственных поляризаций составляют ортогональный базис $\vec{e}_y \parallel \vec{B}$, $\vec{e}_x \parallel \vec{B} \times \vec{k}_0$. Если $\vec{B} \parallel \vec{k}_0$, тогда собственные поляризации есть правые и левые круговые поляризации. Если отсутствует Зеймановское расщепление на ядрах то любой ортогональный базис будет собственным базисом поляризаций.)

Возьмем показатель преломления в веществе (13) из работ [2, 4, 19, 5, 9] и подставим в формулы (1), (2), (3). Для σ поляризованной плоской падающей волны гамма-квантов получим распределение интенсивности $K_{отр}(y_0)$ отраженной волны гамма-квантов в фокусе $F=50$ см для несимметричной зонной пластинки из зон $Fe^{57} - Fe^{56}$. Магнитное поле \vec{H} всегда, где участвует Fe^{57} , наложено параллельно волновому вектору \vec{k}_0 начальной волны. На рис. 4—8 несимметричная зонная пластинка расположена под прямым углом к волне $\theta=90^\circ$, а на рис. 9 под углом к волне $\theta=1.64^\circ$. θ — угол пластины к волне (угол скольжения) (рис. 1). Из рис. 7 видно, что для $Fe^{57} - Fe^{56}$ коэффициент отражения $K_{отр}(y_0) \sim 0.18$. Для вычисления коэффициента электронного отражения в программе счета Fe^{57} заменен Fe^{56} и на рис. 4 представлено распределение интенсивности $K_{отр}(y_0)$, при $y_0=0$ для $Fe^{57} - Fe^{56}$ $K_{от.эл}(0) \sim 10^{-5}$. На рис. 5 показано распределение интенсивности $K_{отр}(y_0)$ для обычной зонной пластинки Fe^{56} — пусто.

Аналогично подставляя (1) в (4), (4) в (6) и (7), из (7) получим распределение интенсивности $K_{отр}(y_0)$ отраженной плоской волны гамма-квантов $E_{\gamma}=14.41$ кэВ в фокусе $F=50$ см для несимметричной зонной пластинки нанесенной на кристалл кремния $Si(111)$ $d=3.15A^\circ$, $\theta_B=7.89^\circ$, $\tau_{экт}=0.79$ мкм (рис. 10), на кристалл кварца $SiO_2(10\bar{1}0)$, $d=4.246A^\circ$, $\theta_B=5.81^\circ$, $\tau_{экт}=1.569$ мкм (рис. 11) и на многослойное зеркало $d=15A^\circ$, $\theta_B=1.64^\circ$ (рис. 12). Из рис. 10—12 видно, что коэффициент отражения, с участием кристаллов с экстинцией больше последних зон, падает до $K_{отр} \sim 0.03$, а электронный фон увеличивается до $K_{от.эл}(0) \sim 4 \cdot 10^{-5}$. На рис. 13 показано распределение интенсивности от кристаллов с канавками заполненных Fe^{57} . Счет выполнен по формулам (1), (8), (9), (6) соответственно. Из рис. 13 видно, что $K_{отр}(0)$ уменьшается за счет толщины экстинции, сравнимой с ширинами канавок — зон до $K_{отр} \sim 8 \cdot 10^{-3}$.

На рис. 14—21 показаны «мессбауэровские спектры» для Fe^{57} , Ge^{73} , Sn^{119} , Sm^{149} , Eu^{151} , Dy^{161} , Tm^{169} , Ta^{181} — интенсивность отраженной плоской волны гамма-квантов с поляризацией σ в фокусе $F=50$ см, $y=0$ несимметричных зонных пластинок из мессбауэровского и не мессбауэровского изотопа в зависимости от энергии гамма-квантов $E_{\gamma} = E_{\gamma}^0(1 + v/c)$ в единицах скорости (v — скорость движения вибратора, C — скорость света). Зонные пластинки нанесены на прозрачные для рентгеновских гамма-квантов подложки и расположены под прямым углом к волне $\theta=90^\circ$.

ВЫВОДЫ

Из графиков на рис. 4—21 видно, что несимметричные «ядерные» зонные пластинки являются хорошими мессбауэровскими фильтрами для синхротронного излучения (таблица 1). Они имеют «ядерный» коэффициент отражения $K \leq 0.18$ и малый «электронный» коэффициент отражения $K_{эл} \sim 10^{-5}$. При постановке «ядерной» несимметричной зонной пластинки после «ядерного» многослойного зеркала и если номер последней зоны $N \geq 80$, освещенность образца $K_{отр} \cdot D / \delta X_n^{(1)}$ «ядерными» гамма-квантами увеличивается в ≈ 20 раз. «Электронный фон» при этом остается почти таким же, как при двух отражениях от «ядерных» многослойных зеркал.

Геометрию «ядерной» фильтрации и фокусировки СИ можно

строить даже из одних зонных пластинок. Пример различных геометрий фильтрации СИ с применением зонных пластинок показан на рис. 3. Геометрии, приведенные на рис. 3, позволяют собирать мессбауэровские гамма-кванты с больших телесных углов и стыковать эмиттанс пучка гамма-квантов с аксептансом рентгеновских элементов. Конечно, выбор геометрии, в первую очередь, зависит от цели эксперимента и должен быть посчитан с учетом параметров реальных рентгеновских элементов, расстояний и оптимизации мессбауэровской оптики в пространстве углов, координат, длин волн и времени.

Очевидно [1, 14—17], что наибольшую интенсивность для постановки дифракционных мессбауэровских экспериментов можно иметь только на накопителях со специализированными ондуляторами и змейками. Скорости счета, которые сейчас уже достижимы при сегодняшних дифракционных мессбауэровских экспериментах, позволяют говорить о постановке экспериментов по мессбауэровской голографии [11]. Маленькие размеры сфокусированного пучка очень хорошо подходят для этих экспериментов. Для наблюдения объемной картины мелких предметов, содержащих мессбауэровские ядра, необходимо поставить образец в месте изображения первой зонной пластинки (рис. 3, в) и заставить колебаться:

$$\bar{R}(t) = \bar{R}_0 + \delta\bar{R} \cdot \sin(\omega_d t), \quad (14)$$

где $\delta\bar{R}$ — амплитуда колебаний $\delta R > \lambda$; R_0 — расстояние от образца до объекта наблюдения (вторая зонная пластинка, или «ядерный» координатный детектор); λ — длина волны мессбауэровских гамма-квантов, деленная на 2π ; ω_d — частота колебаний образца; $T_d = 2\pi/\omega_d$ — период колебаний должен быть короче \hbar/Γ_d — времени дифракции в образце:

$$T_d < \frac{\hbar}{\Gamma_d}, \quad \omega_d > \frac{\Gamma_d}{\hbar},$$

\hbar — постоянная Планка.

На плоскости второй зонной пластинки или «ядерного» координатного детектора напряженность волны электрического поля будет пропорциональна:

$$E(y) \approx \left| j_0 \left(k \cdot \delta R \cdot \frac{y}{L} \right) \right| \exp \{ -i [k \cdot D(y, L) + \omega t + \varphi] \}, \quad (15)$$

где $j_0 \left(k \cdot \delta R \cdot \frac{y}{L} \right)$ — функция Бесселя нулевого порядка;

$$D(y, L) = \sqrt{L^2 + y^2} - L,$$

L — расстояние от образца до второй зонной пластинки или «ядерного» координатного детектора.

Расстояние между максимумами большой интенсивности на плоскости второй зонной пластинки или «ядерного» координатного детектора:

$$\Delta x = \frac{\pi L \lambda}{\delta R}.$$

При $L = 50$ см, $\lambda = 10^{-8}$ см, $\omega_d = 2\pi \cdot 10^8$, $\delta R \approx 10^{-4}$ см, $\Delta x = 2.5 \cdot 10^{-2}$ мм. Если «ядерного» координатного детектора нет, а есть вторая зонная пластинка, то на плоскости детектора, в месте изображения образца второй зонной пластинкой мы увидим два изображения образца, слегка размазанных и сдвинутых относительно друг друга на

$$\Delta y = \delta R \cdot u,$$

где u — увеличение второй зонной пластинки.

Групповая скорость волны мессбауэровских гамма-квантов в материале «ядерной» зонной пластинки [19] $v_{гр} = \partial\omega/\partial k$. Если $|\omega - \omega_0| \geq \Gamma$, где ω_0 — резонансная частота возбуждения уровня, ω — частота гамма-кванта, Γ — ширина ядерного уровня, то вблизи резонанса показатель преломления

$$n(\omega) = 1 - \frac{\alpha}{\omega - \omega_0},$$

где

$$\alpha = \frac{N \lambda \sigma_0 f_{л-м}}{4\pi}$$

σ_0 — сечение полного ядерного поглощения; $f_{л-м}$ — фактор Лемба — Мессбауэра;

$$\frac{1}{v_{гр}} = \frac{1}{c} \frac{\partial[\omega n(\omega)]}{\partial\omega}.$$

Время прохождения пакета через зонную пластинку

$$t = \frac{l}{v_{гр}} = \frac{l}{c} \left[1 + \frac{\omega_0 \alpha}{(\omega - \omega_0)} \right] = \frac{l}{c} + T,$$

где l — толщина зонной пластинки; T — время задержки пакета в среде:

$$T = \frac{l}{c} \frac{\omega_0}{\omega - \omega_0} [1 - n(\omega)].$$

Для Fe^{57} ($1 - n$) $\sim 10^{-5}$, $\Gamma \sim 10^7$, $\omega_0 \sim 10^{19}$. Если $\omega - \omega_0 = 10$ Г, то $T = l/c \cdot 10^{-6}$ сек, $v_{гр} \sim 10^5$ см/с. Гамма-кванты с разной собственной поляризацией движутся в материале зонной пластинки с разными групповыми скоростями [19]. На выходе зонной пластинки для поляризованного излучения при некоторой ориентации магнитного поля будет наблюдаться ядерный эффект Фарадея. Из (13) находим:

$$n_1 - n_2 = \frac{2\pi N}{k^2} \left[\frac{1}{4} (f_{11} - f_{22})^2 - f_{12} f_{21} \right] \quad (16)$$

Угол поворота собственных значений поляризации гамма-квантов в мессбауэровской среде (эффект Фарадея) пропорционален действительной части (16):

$$\theta = \frac{1}{2} k z \operatorname{Re}(n_1 - n_2).$$

Для неполяризованного входного излучения на выходе зонной пластинки в разные моменты времени будем иметь разную поляризацию. Длина на которой вычищается другая собственная поляризация обратно пропорциональна мнимой части (16):

$$l = \frac{2}{k \operatorname{Im}(n_1 - n_2)}.$$

Измерение времени в таких экспериментах, не только улучшает «ядерную» фильтрацию СИ, но и открывает новые возможности по измерению сверхтонких взаимодействий мессбауэровских ядер с другими атомами в веществе.

Автор выражает благодарность А.Н. Скринскому и Г.Н. Кулипанову за внимание и обсуждение результатов этой работы.

Литература

1. Г.Н. Кулипанов, А.Н. Скринский. У.Ф.Н. 1977, т.122, вып. 3, с.369—418.
2. М.А. Блохин. Физика рентгеновских лучей. — М., 1957.
3. Рентгеновская оптика и микроскопия/под ред. Г. Шмаля и Д. Рудольфа. — М., 1987.
4. J.P. Hannon and G.T. Trammell. Phys. Rev. 1969, v.186, N 2, p.306—325.
5. В.А. Беляков. Дифракционная оптика периодических сред сложной структуры. — М.: Наука, 1988.
6. Таблицы физических величин. Справочник/под ред. И.К. Кикоина. — М.: Атомиздат, 1976, с.874—883.
7. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория поля. — М., 1974, с.253—258.
8. В.А. Кабанник. Вариант фокусирующего монохроматора для экспериментов по возбуждению ядерных уровней изотопов с использованием синхротронного излучения. — Препринт ИЯФ, 1989.
9. В.А. Кабанник. Вариант ядерного резонансного фильтра для мессбауэровской дифракции с использованием синхротронного излучения. — Препринт ИЯФ, 1989.
10. Kazuya Saito, Konosuke Inagawa, Kazutake Kohra, Chikara Hayashi, Atsuo Iida and Norio Kata. Japanese Journal of Applied Physics 1988, v.27, N 11, p.L2131—L2133.
11. V.A. Namiot and V.A. Goldanskii. Phys. Lett. 1976, v.58A, N 3, p.152—154.
12. М.А. Андреева, С.Ф. Борисова, С.А. Степанов. Поверхность, физика, химия, механика. 1985, N 4, с.5.
13. М.А. Андреева, С.Ф. Борисова. Известия Академии наук СССР, серия физическая, 1986, т.50, N 12, с.2378—2385.
14. J. Arthur, G.S. Brown, D.E. Brown and S.L. Ruby. Resonance Energy Shifts During Nuclea Bragg Diffraction of X-rays. To be pablicit.
15. R. Ruffer, E. Gerdau and R. Hollatz. Phys. Rev. Lett. 1987, v.58, N 22, p.2359—2362.
16. U. van Buerck and R. L. Mossbauer, E. Gerdau, R. Ruffer, R. Hollatz, G.V. Smirnov and J.P. Hannon. Phys. Rev. Lett. 1987, v.59, N 3, p.355—358.
17. D.P. Siddons, J.B. Hastings and G. Faigel. Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Res. 1988, v.A266, p.329—335.
18. В.В. Аристов, Ю.А. Басов, А.А. Смигирев. Письма в ЖТФ, 1987, v.13, N 2, с.114—118.
19. В.Г. Барышевский Ядерная оптика поляризованных сред. Минск. 1976

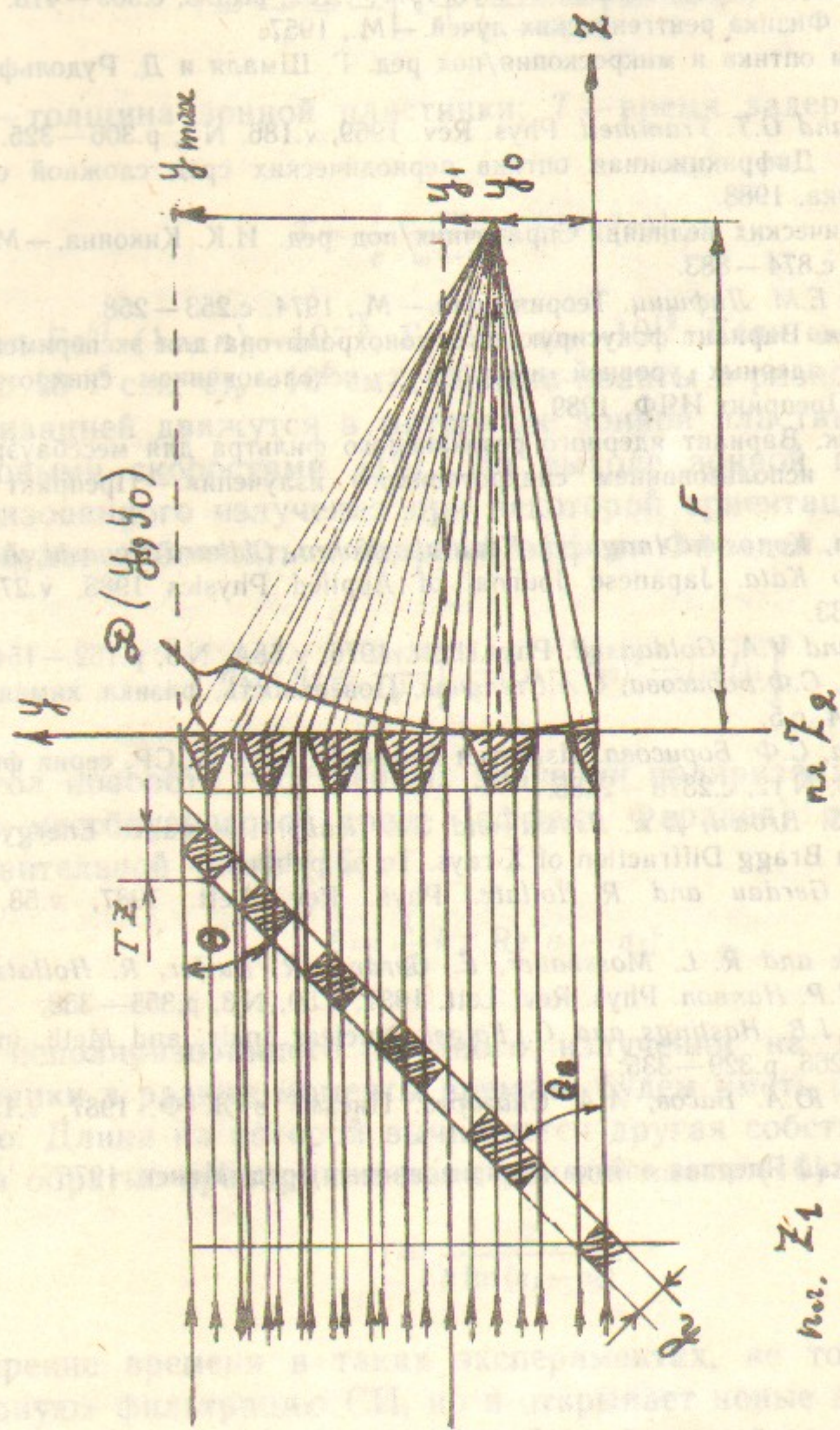


Рис. 1. Геометрия расчета интенсивности зонной пластинки расположенной под углом θ к плоской волне гамма-квантов. F — длина фокуса зонной пластинки, θ — угол скольжения, TZ — геометрическая толщина зонной пластинки, h — толщина зонной пластинки.

n. Z1

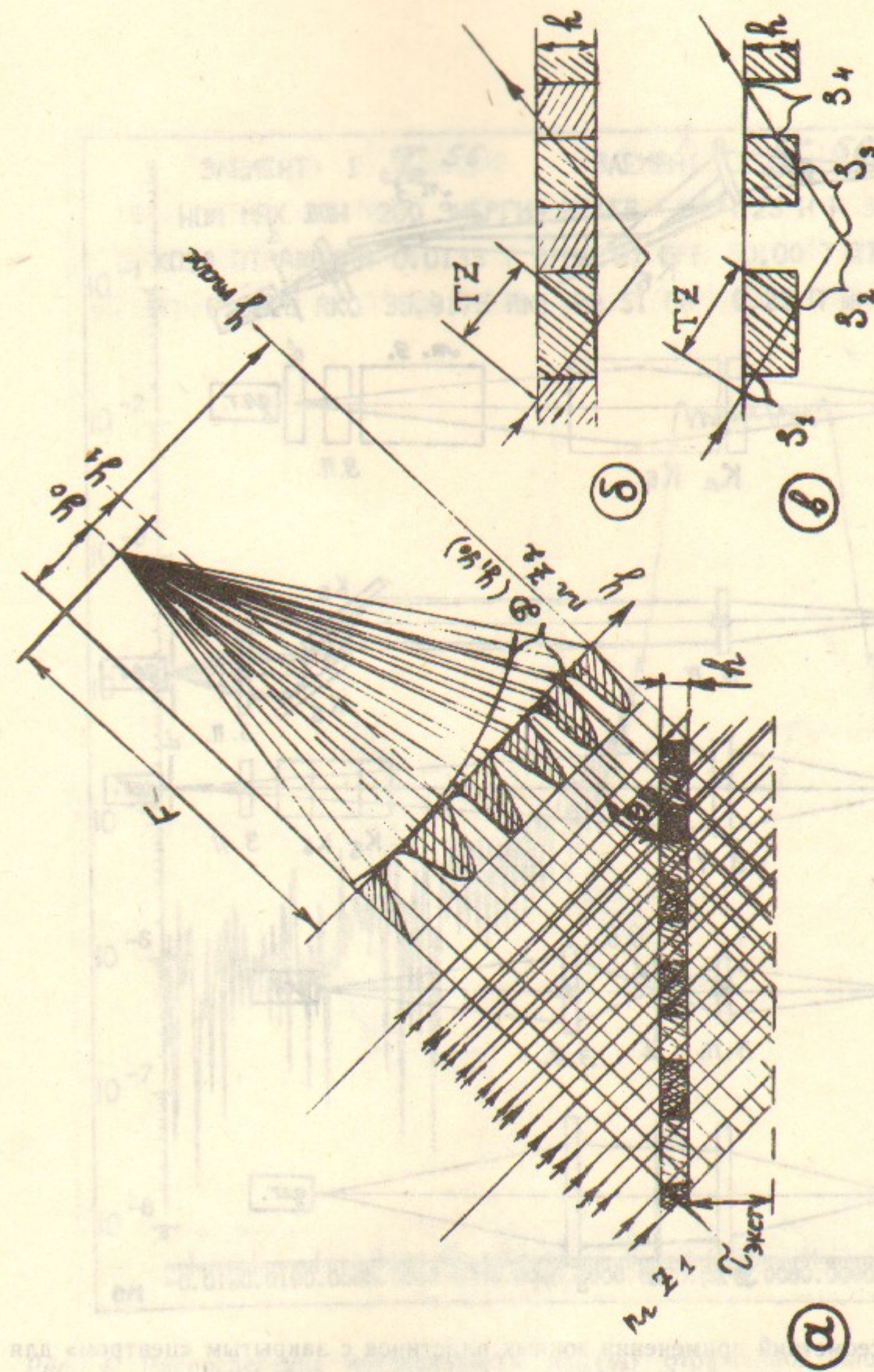


Рис. 2. а) Геометрия расчета интенсивности зонной пластинки, нанесенной на кристалл и многослойное зеркало; б) ход лучей гамма-квантов в зонной пластинке на кристалле и многослойном зеркале; в) ход лучей гамма-квантов в зонной пластинке на кристалле с канавками. F — длина фокуса зонной пластинки, θ — угол скольжения, TZ — геометрическая толщина зонной пластинки, h — толщина зонной пластинки, $T_{жст}$ — толщина экстинции в кристалле, многослойном зеркале.

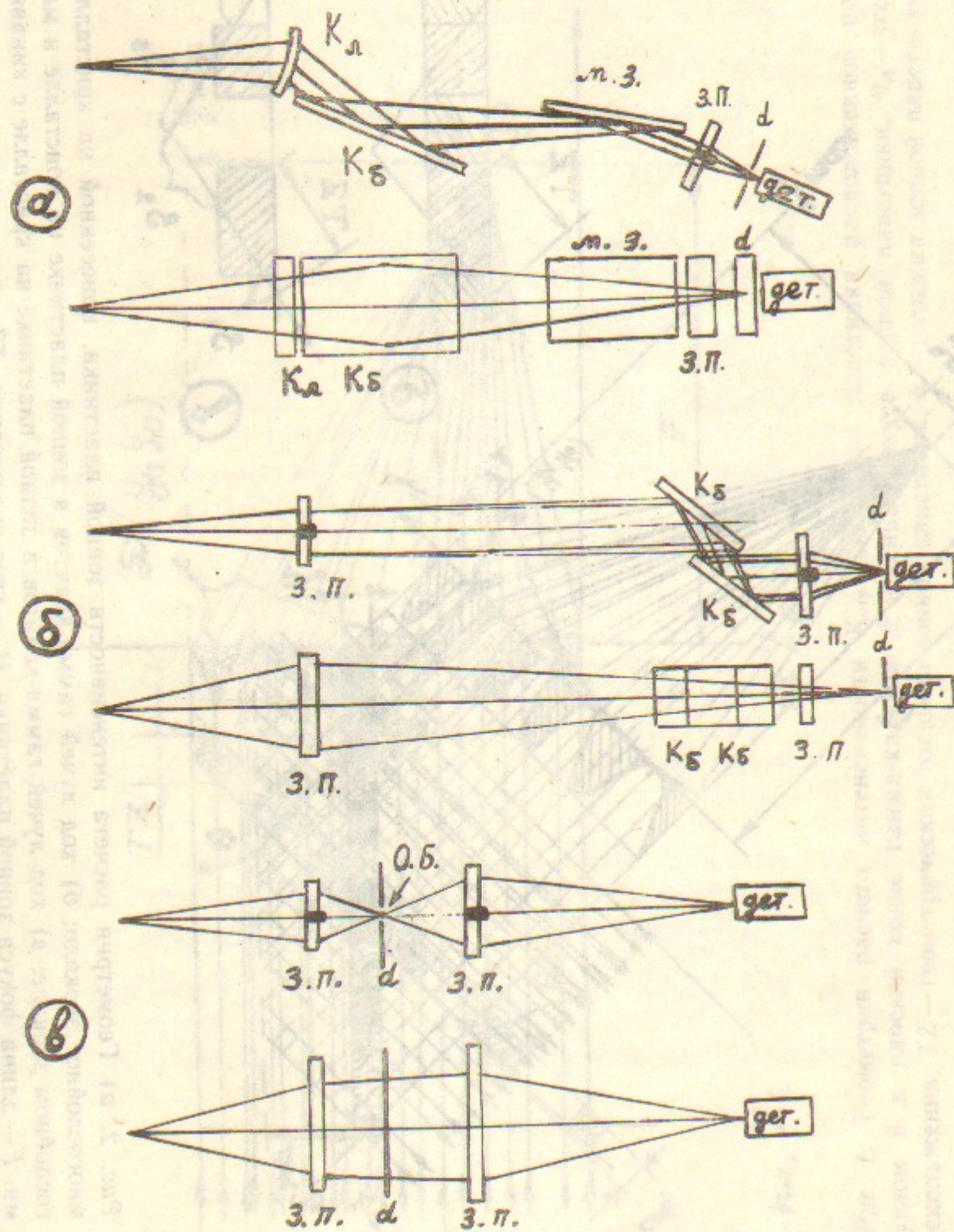


Рис. 3. Пример геометрий применения зонных пластинок с закрытым «центром» для «ядерной» фильтрации и фокусировки СИ:
 а) «ядерная» зонная пластинка (З.П.) после фокусирующего монохроматора ($K_{\text{л}}$, $K_{\text{б}}$) и «ядерного» многослойного зеркала (М.З.); б) сочетание «ядерных» зонных пластинок (З.П.) с плоскими кристаллами «бабочкой» ($K_{\text{б}}$, $K_{\text{б}}$); в) геометрия микроскопа: фокусировка «ядерными» зонными пластинками, фильтрация электронного фона диафрагмой d и детектором, измеряющим время прихода гамма-квантов, (О.Б.) — объект изучения содержащий мессбауэровские ядра (возможно колеблющийся).

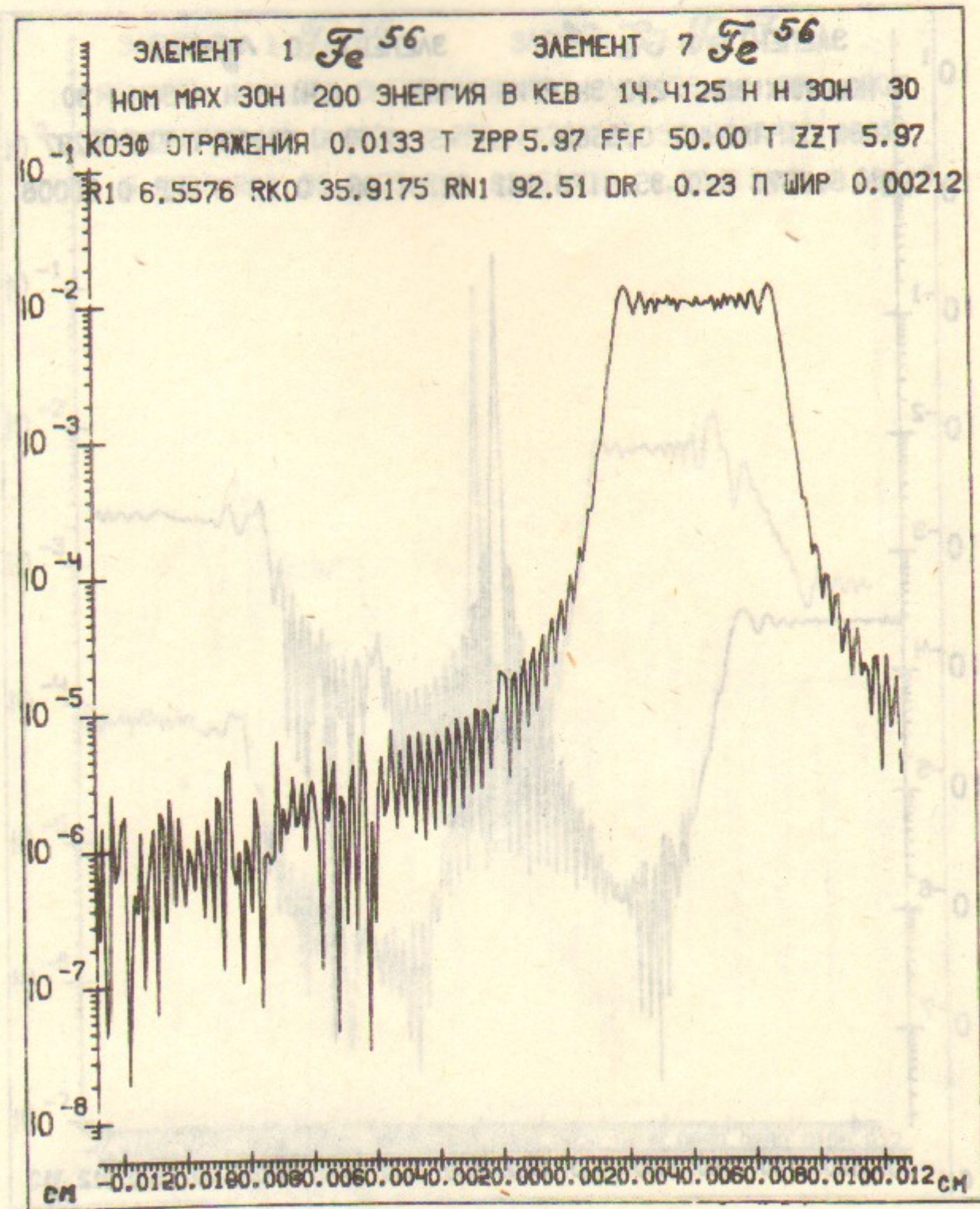


Рис. 4. Распределение интенсивности $K_{\text{отр}}(y_0)$ отраженной плоской волны гамма-квантов в фокусе $F=50$ см несимметричной зонной пластинки из 170 зон $Fe^{57}-Fe^{56}$, геометрической толщиной $TZ=5.97$ мкм. Расстояние от фокальной оси до 30 зоны $R_{30}=35.92$ мкм. Расстояние от фокальной оси до 200 зоны $R_{200}=92.51$ мкм. Ширина 200 зоны $dR_{200}=0.23$ мкм. $E_{\gamma}^0=14.4125$ кэВ.

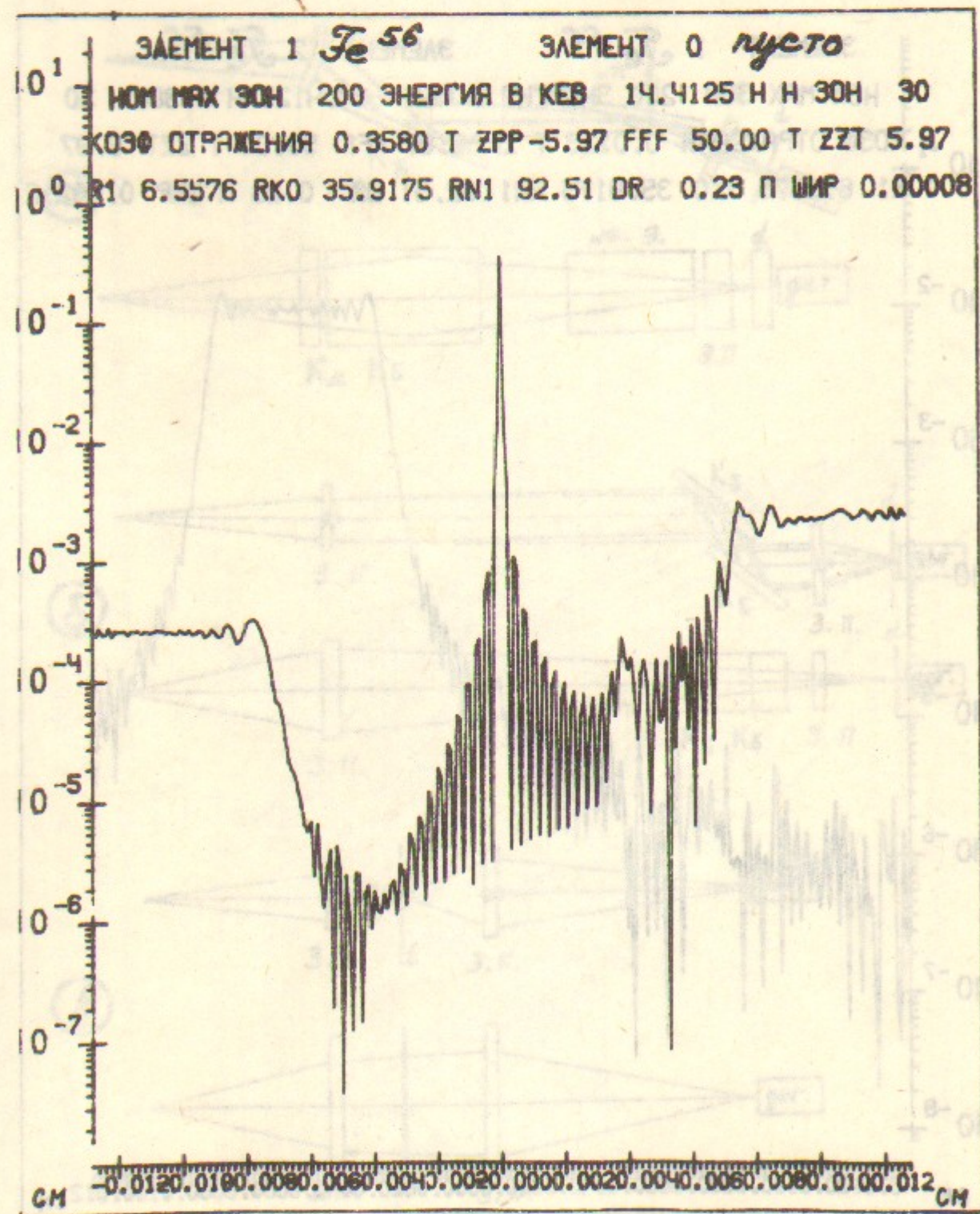


Рис. 5. Распределение интенсивности $K_{отр}(y_0)$ отраженной плоской волны гамма-квантов в фокусе $F=50$ см несимметричной зонной пластинки Fe^{56} — пусто из 170 зон. Геометрическая толщина $TZ=5.97$ мкм. $E_\gamma^0=14.4125$ кэВ.

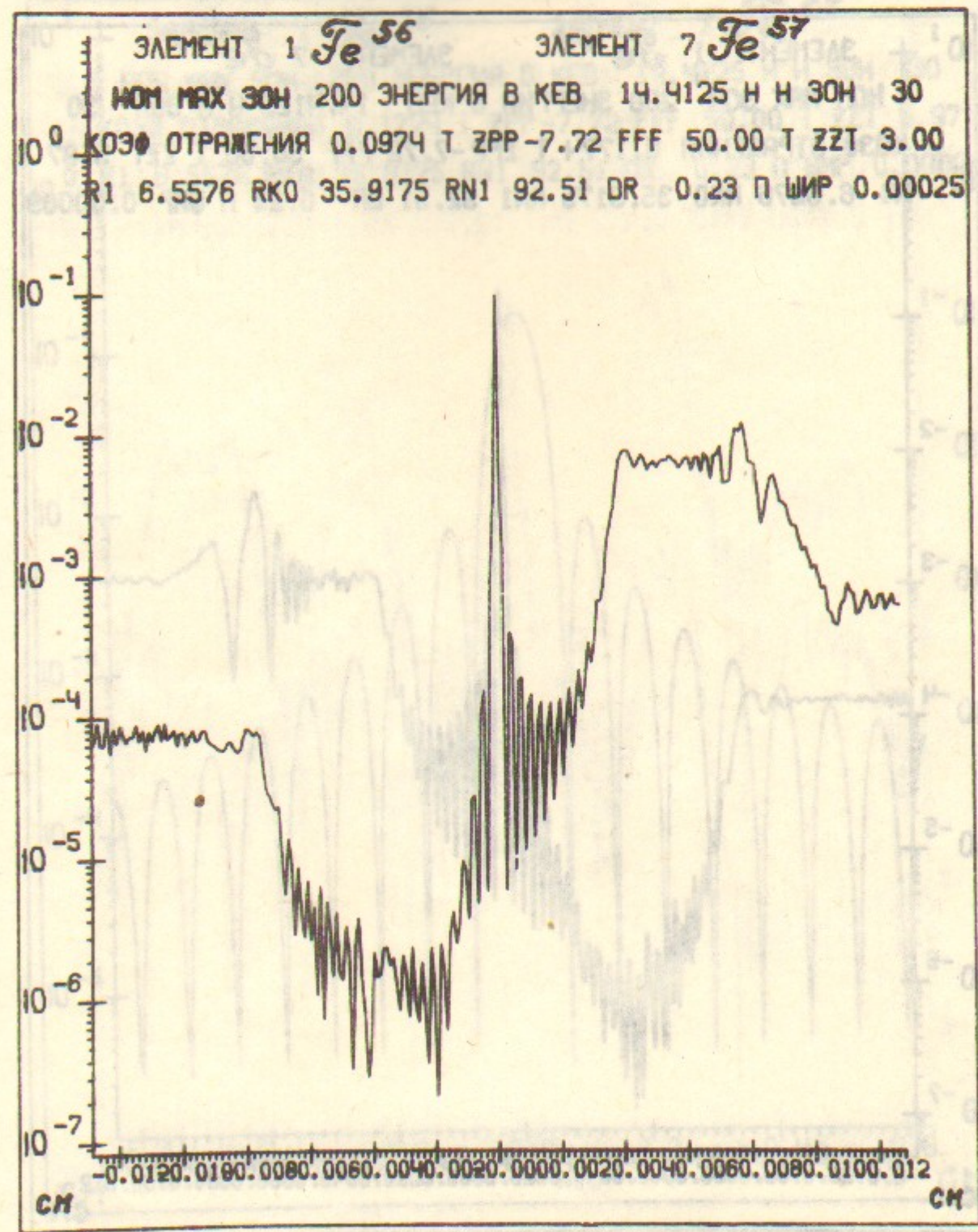


Рис. 6. Распределение интенсивности $K_{отр}(y_0)$ отраженной плоской волны гамма-квантов в фокусе $F=50$ см несимметричной зонной пластинки $Fe^{57}-Fe^{56}$ из 170 зон, геометрическая толщина $TZ=3.0$ мкм. $E_\gamma=E_\gamma^0(1+v/c)$, $E_\gamma^0=14.4125$ кэВ. Магнитное поле \vec{H} перпендикулярно плоскости зонной пластинки. $v=5,6$ мм/с.

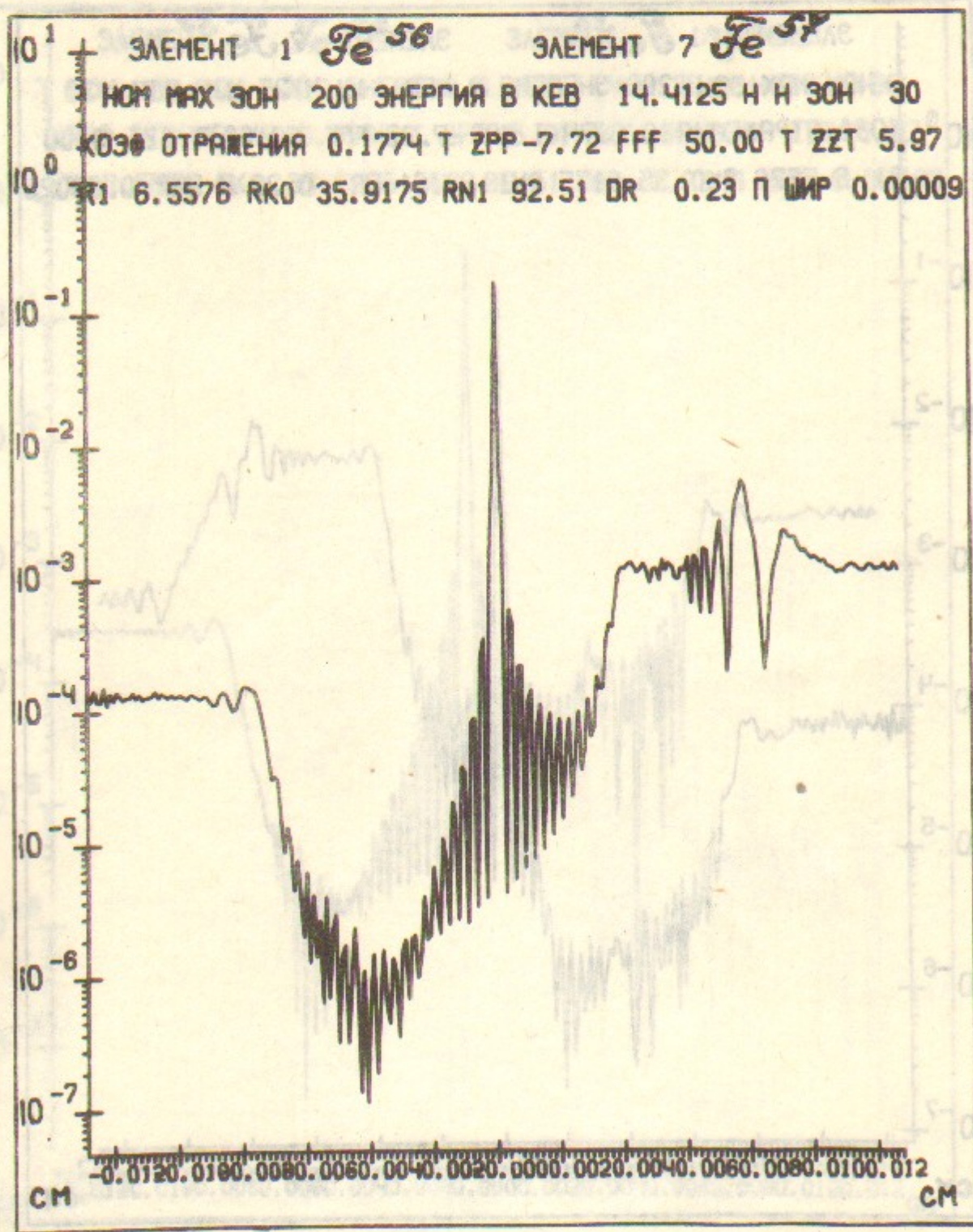


Рис. 7. То же самое, что на рис. 6, только геометрическая толщина зонной пластинки $TZ = 5.97$ мкм.

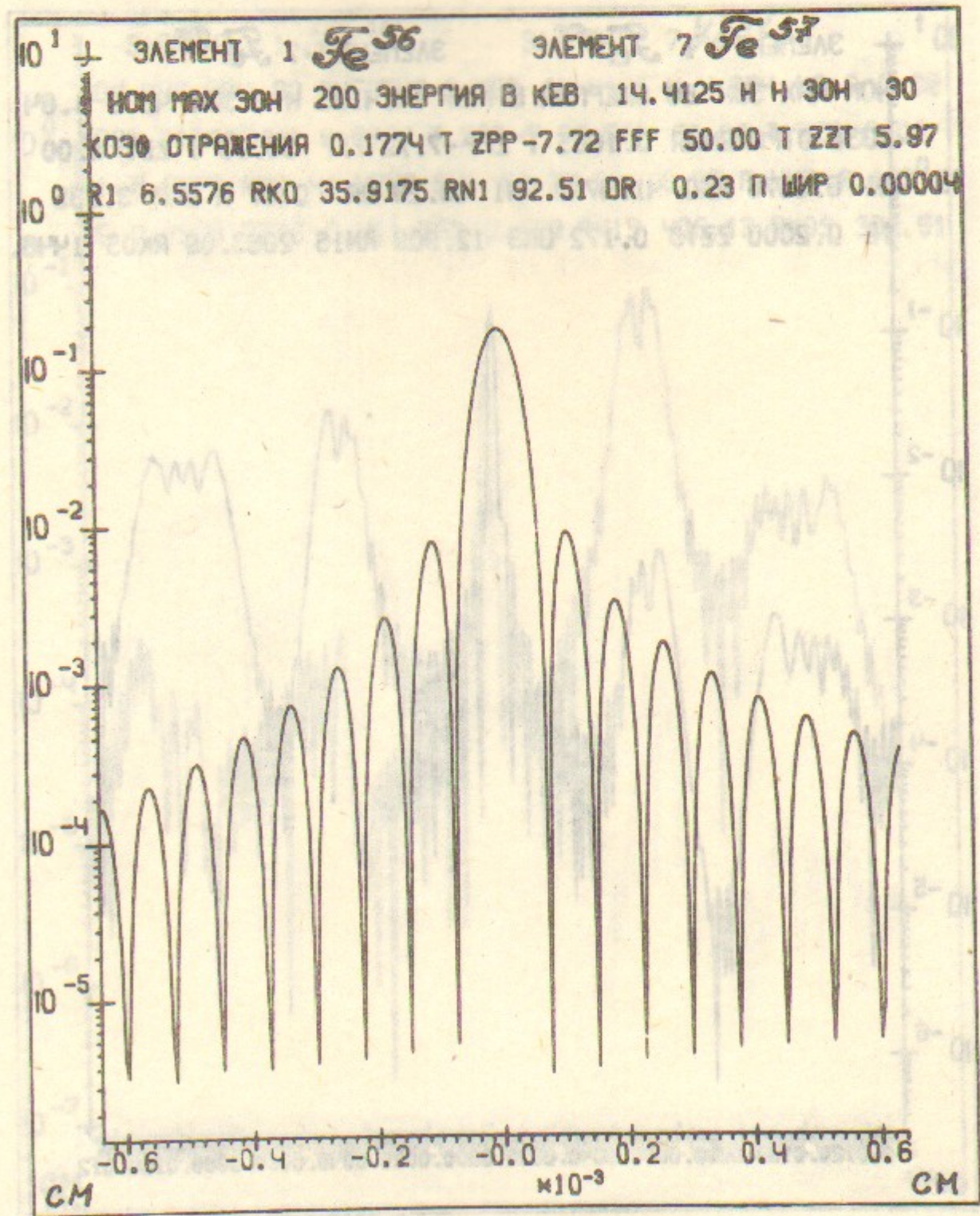


Рис. 8. То же самое, что на рис. 7, только более мелкий масштаб.

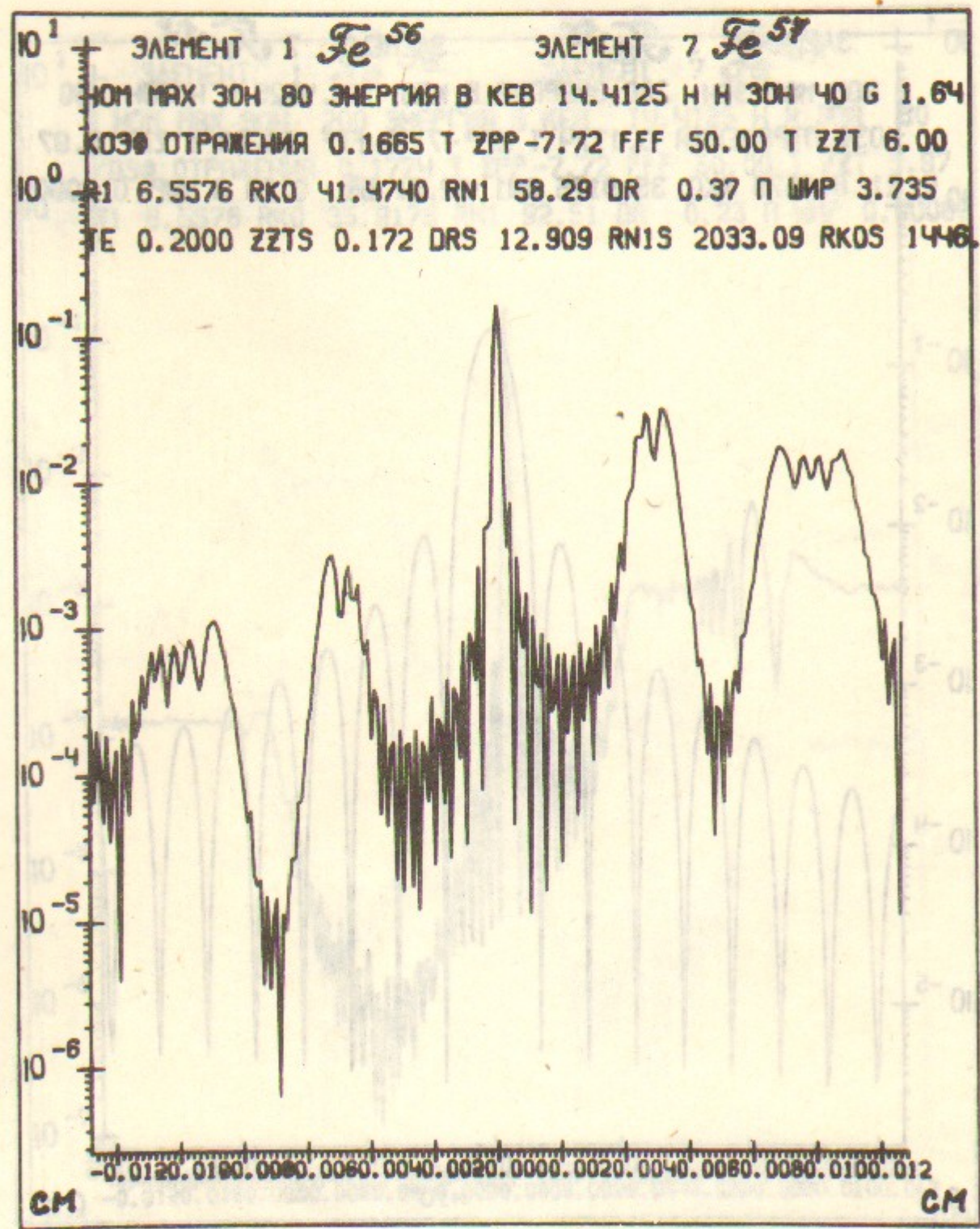


Рис. 9. Распределение интенсивности $K_{отр}(y_0)$ отраженной плоской волны гамма-квантов в фокусе $F=50$ см несимметричной зонной пластинки из 40 зон $Fe^{57}-Fe^{56}$, расположенной под углом $\theta=1.64^\circ$, толщина $h=0.172$ мкм, геометрическая толщина зон $TZ=6$ мкм. Расстояние от фокальной оси до 40 зоны $R_{40}=41.47(1446)$ мкм. Расстояние от фокальной оси до 80 зоны $R_{80}=58.29(2033)$ мкм. Ширина 80 зоны $dR_{80}=0.37(12.9)$ мкм. $E_\gamma=E_\gamma^0(1+v/c)$, $E_\gamma^0=14.4125$ кэВ, $v=5.6$ мм/с.

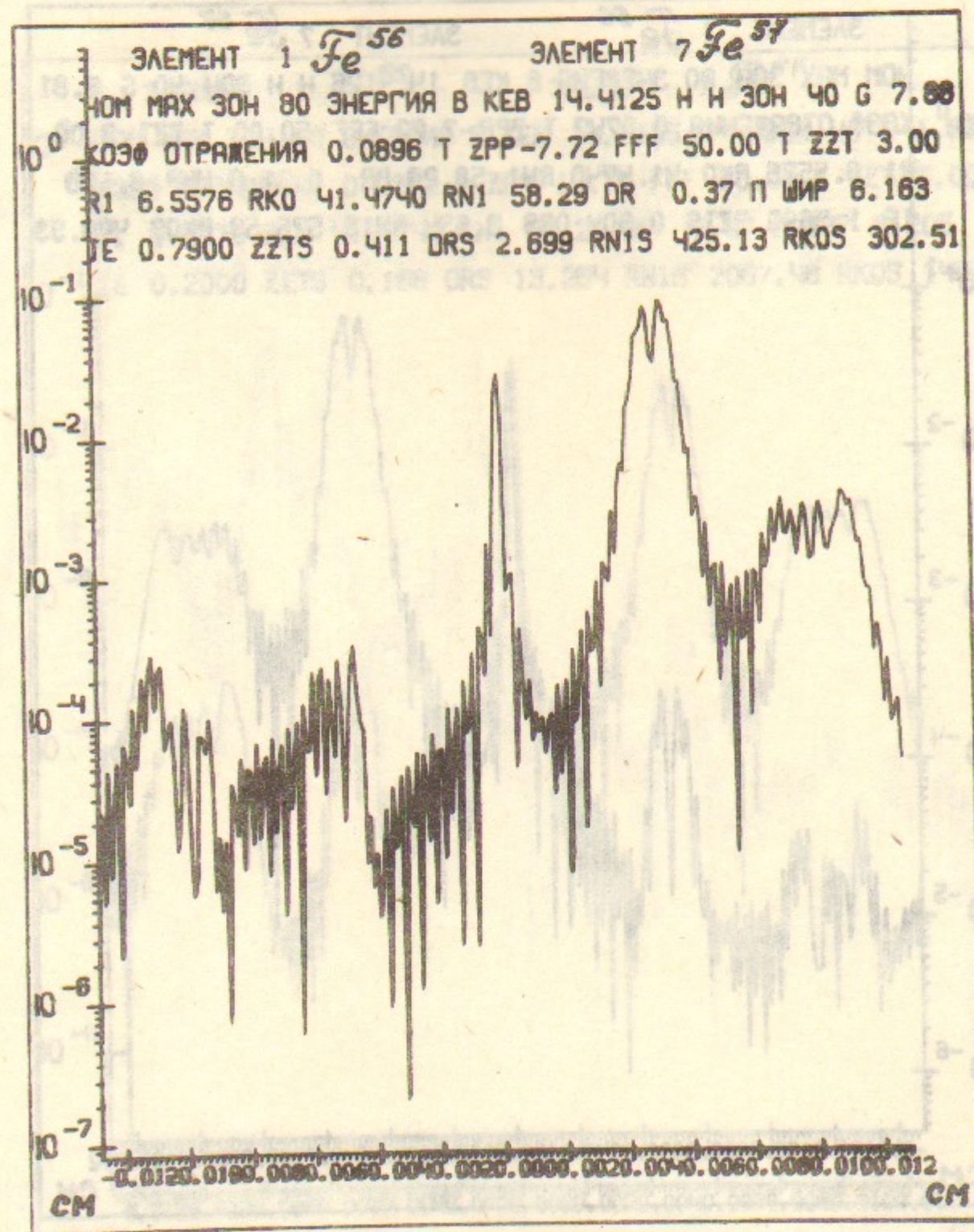


Рис. 10. Распределение интенсивности $K_{отр}(y_0)$ отраженной плоской волны гамма-квантов в фокусе $F=50$ см несимметричной зонной пластинки из 40 зон $Fe^{57}-Fe^{56}$, расположенной на кристалле кремния $Si(111)$, $\theta_B=7.88$, $\tau_{экт}=0.79$ мкм, толщина $h=0.41$ мкм, геометрическая толщина зон $TZ=3$ мкм. Расстояние от фокальной оси до 40 зоны $R_{40}=41.47(302)$ мкм. Расстояние от фокальной оси до 80 зоны $R_{80}=58.29(425.1)$ мкм. Ширина 80 зоны $dR_{80}=0.37(2.69)$ мкм. $E_\gamma=E_\gamma^0(1+v/c)$, $E_\gamma^0=14.4125$ кэВ, $v=5.6$ мм/с.

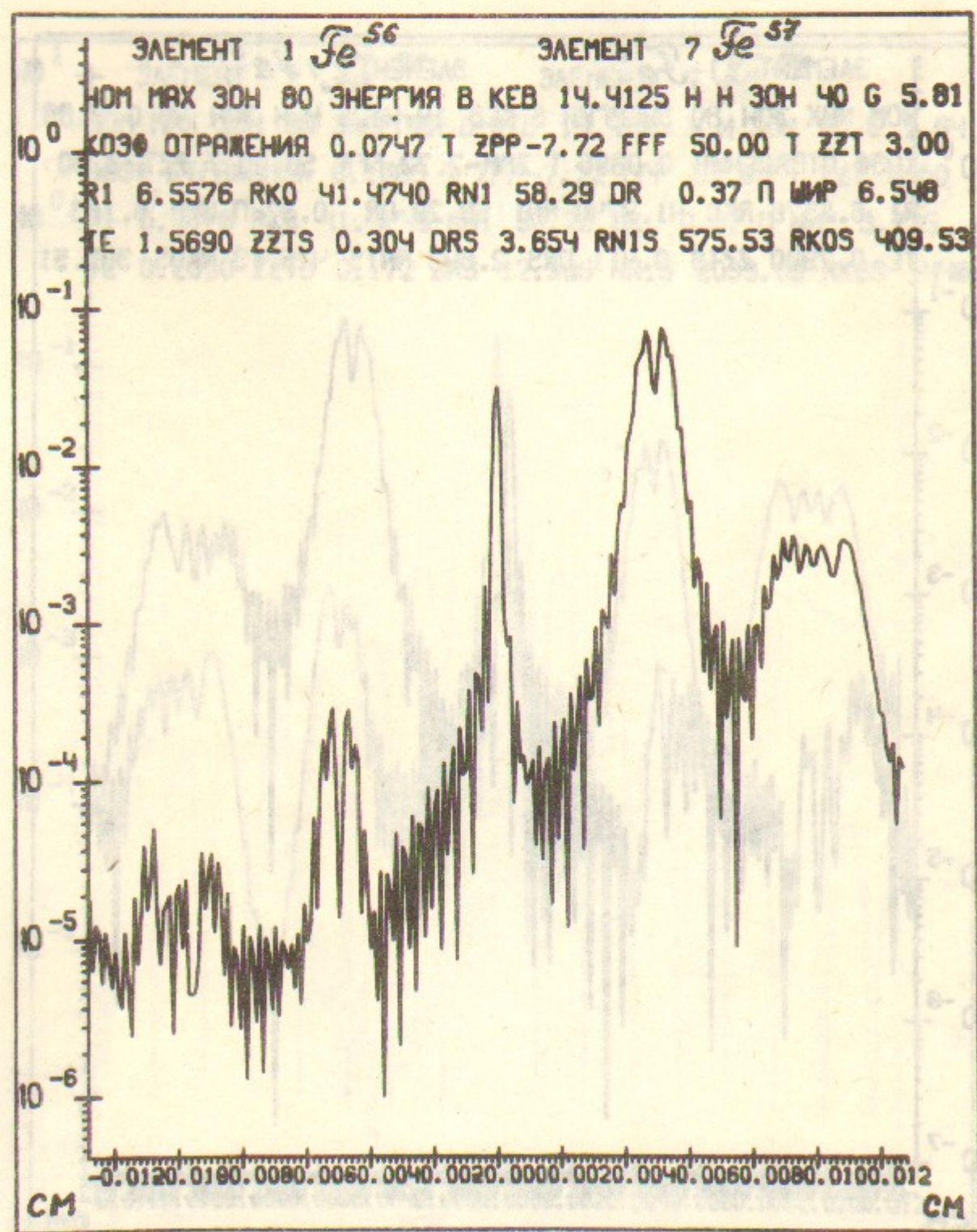


Рис. 11. Распределение интенсивности $K_{отр}(y_0)$ отраженной плоской волны гамма-квантов в фокусе $F=50$ см несимметричной зонной пластинки из 40 зон $Fe^{57}-Fe^{56}$, расположенной на кристалле кварца $SiO_2(10\bar{1}0)$, $\theta_B=5.81^\circ$, $\tau_{экт}=1.569$ мкм, толщина $h=0.304$ мкм, геометрическая толщина зон $TZ=3$ мкм. Расстояние от фокальной оси до 40 зоны $R_{40}=41.47(409.5)$ мкм. Расстояние от фокальной оси до 80 зоны $R_{80}=58.29(575.5)$ мкм. Ширина 80 зоны $dR_{80}=0.37(3.65)$ мкм. $E_\gamma=E_\gamma^0(1+v/c)$, $E_\gamma^0=14.4125$ кэВ, $v=5.6$ мм/с.

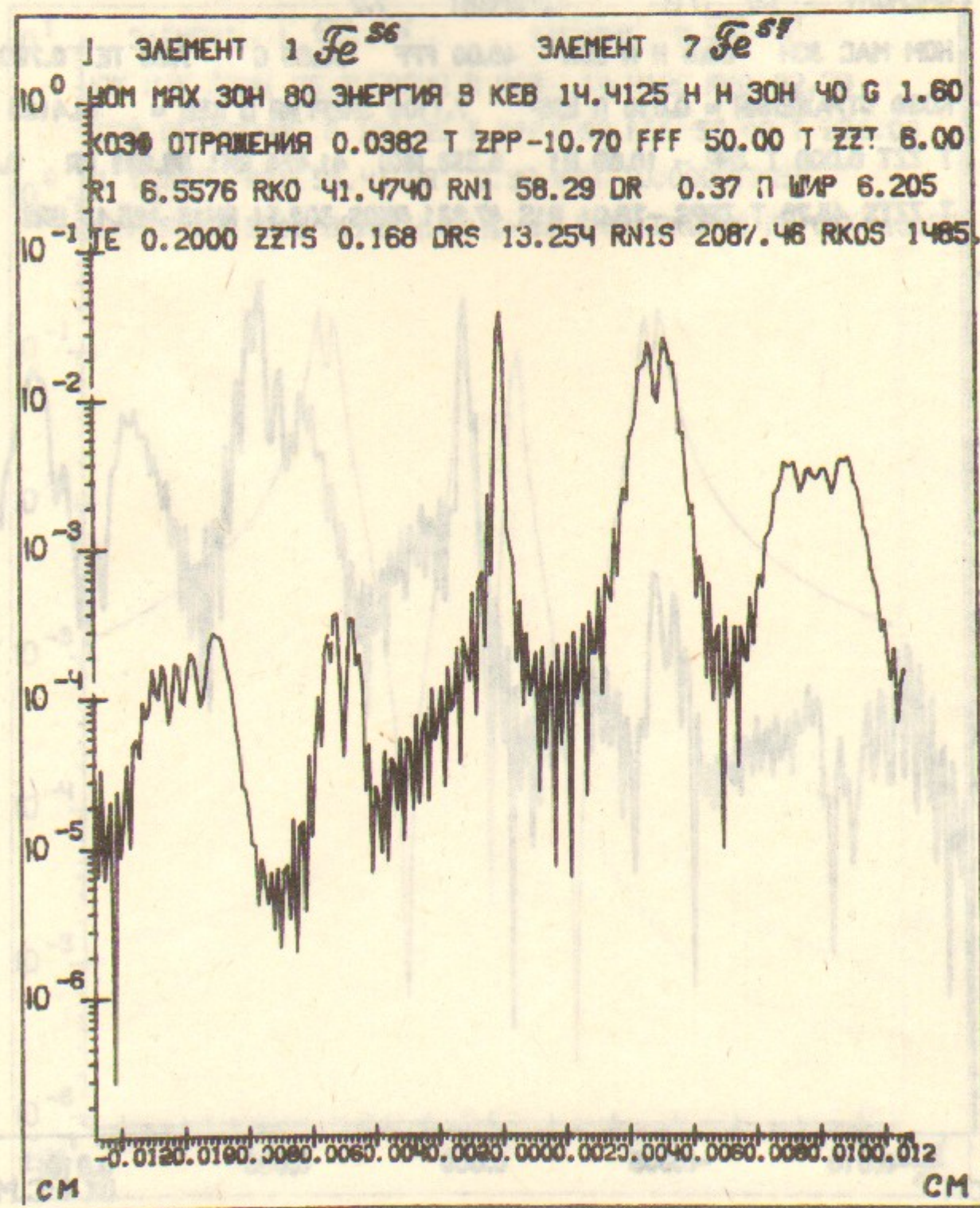


Рис. 12. Распределение интенсивности $K_{отр}(y_0)$ отраженной плоской волны гамма-квантов в фокусе $F=50$ см несимметричной зонной пластинки из 40 зон $Fe^{57}-Fe^{56}$, расположенной на многослойном зеркале ($K_{зер}=1$), $d=15.A^\circ$, $\theta_B=1.6^\circ$, $\tau_{экт}=0.2$ мкм, толщина $h=0.168$ мкм, геометрическая толщина зон $TZ=6$ мкм. Расстояние от фокальной оси до 40 зоны $R_{40}=41.47(1485)$ мкм. Расстояние от фокальной оси до 80 зоны $R_{80}=58.29(2087.4)$ мкм. Ширина 80 зоны $dR_{80}=0.37(13.25)$ мкм. $E_\gamma=E_\gamma^0(1+v/c)$, $E_\gamma^0=14.4125$ кэВ, $v=5.6$ мм/с.

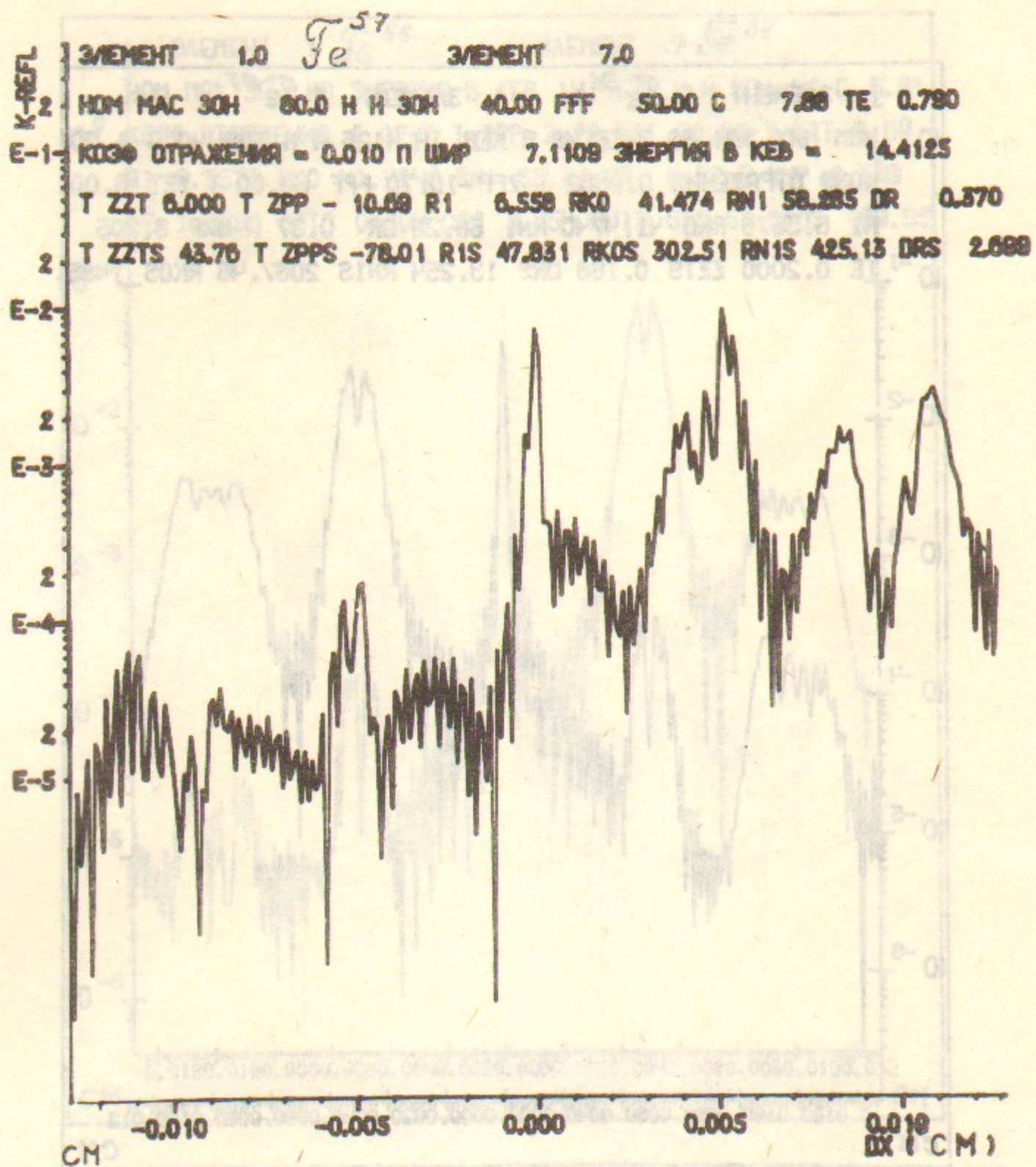


Рис. 13. Распределение интенсивности $K_{отр}(y_0)$ отраженной плоской волны гамма-квантов в фокусе $F=50$ см несимметричной зонной пластинки из кристалла кремния Si(111) с канавками, заполненными Fe^{57} . Зонная пластинка состоит из 40 зон глубиной $h=0.822(6.0)$ мкм. Расстояние от фокальной оси до 40 зоны $R_{40}=41.47(302.5)$ мкм. Расстояние от фокальной оси до 80 зоны $R_{80}=58.2(425.1)$ мкм. Ширина 80 зоны $dR_{80}=0.37(2.69)$ мкм. $E_\gamma = E_\gamma^0(1+v/c)$, $E_\gamma^0 = 14.4125$ кэВ, $v = 5.6$ мм/с.

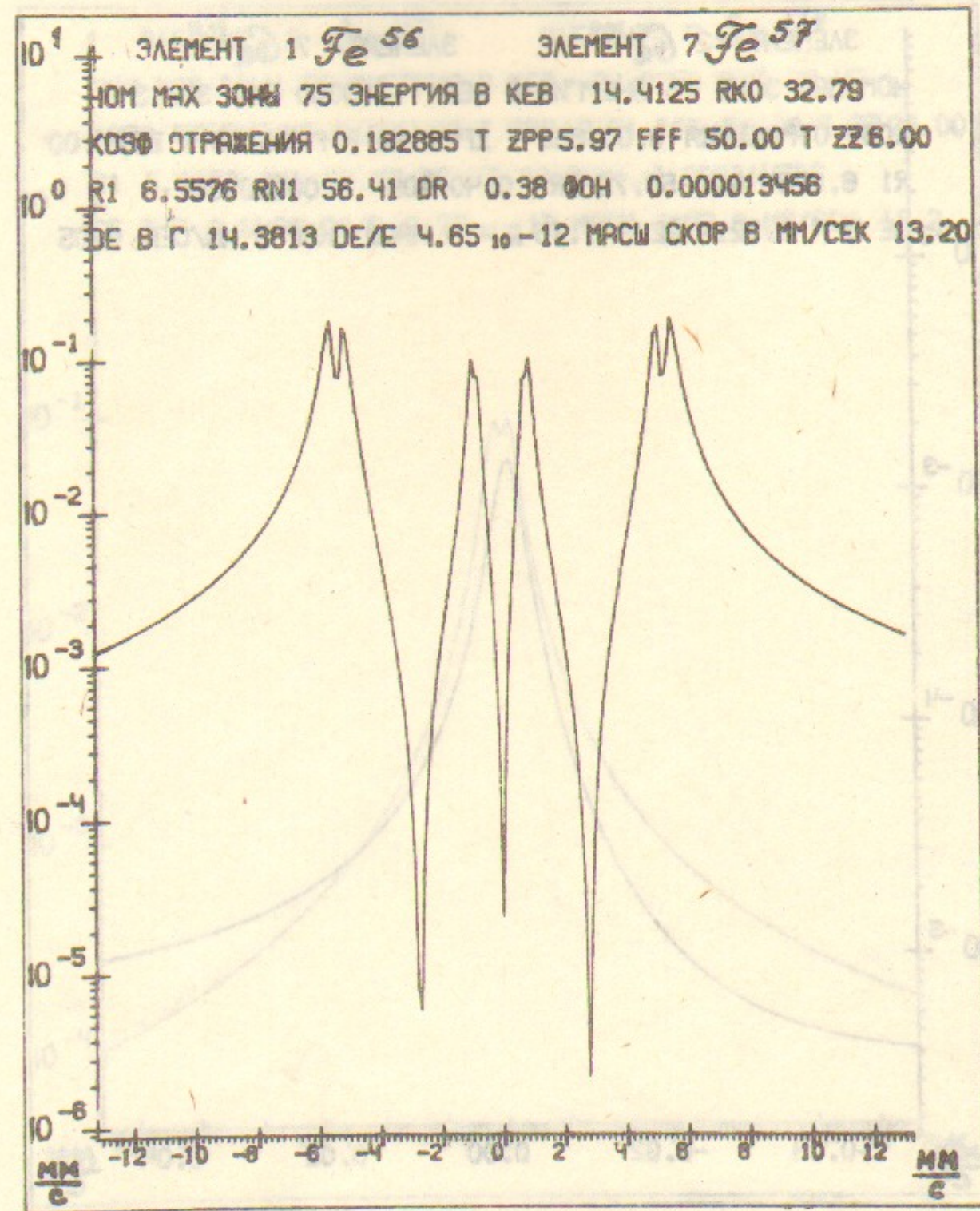


Рис. 14. Интенсивность $K_{отр}(y_0)$ отраженной плоской волны гамма-квантов с поляризацией σ в фокусе $F=50$ см несимметричной зонной пластинки из 50 зон $Fe^{57}-Fe^{56}$ толщиной $TZ=6$ мкм в зависимости от энергии гамма-квантов $E_\gamma = E_\gamma^0(1+v/c)$ в единицах скорости движения вибратора v . Расстояние от фокальной оси до 25 зоны $R_{25}=32.79$ мкм. Расстояние от фокальной оси до 75 зоны $R_{75}=56.41$ мкм. Ширина 75 зоны $dR_{75}=0.38$ мкм. $E_\gamma^0 = 14.4125$ кэВ. Магнитное поле \vec{H} перпендикулярно плоскости зонной пластинки.

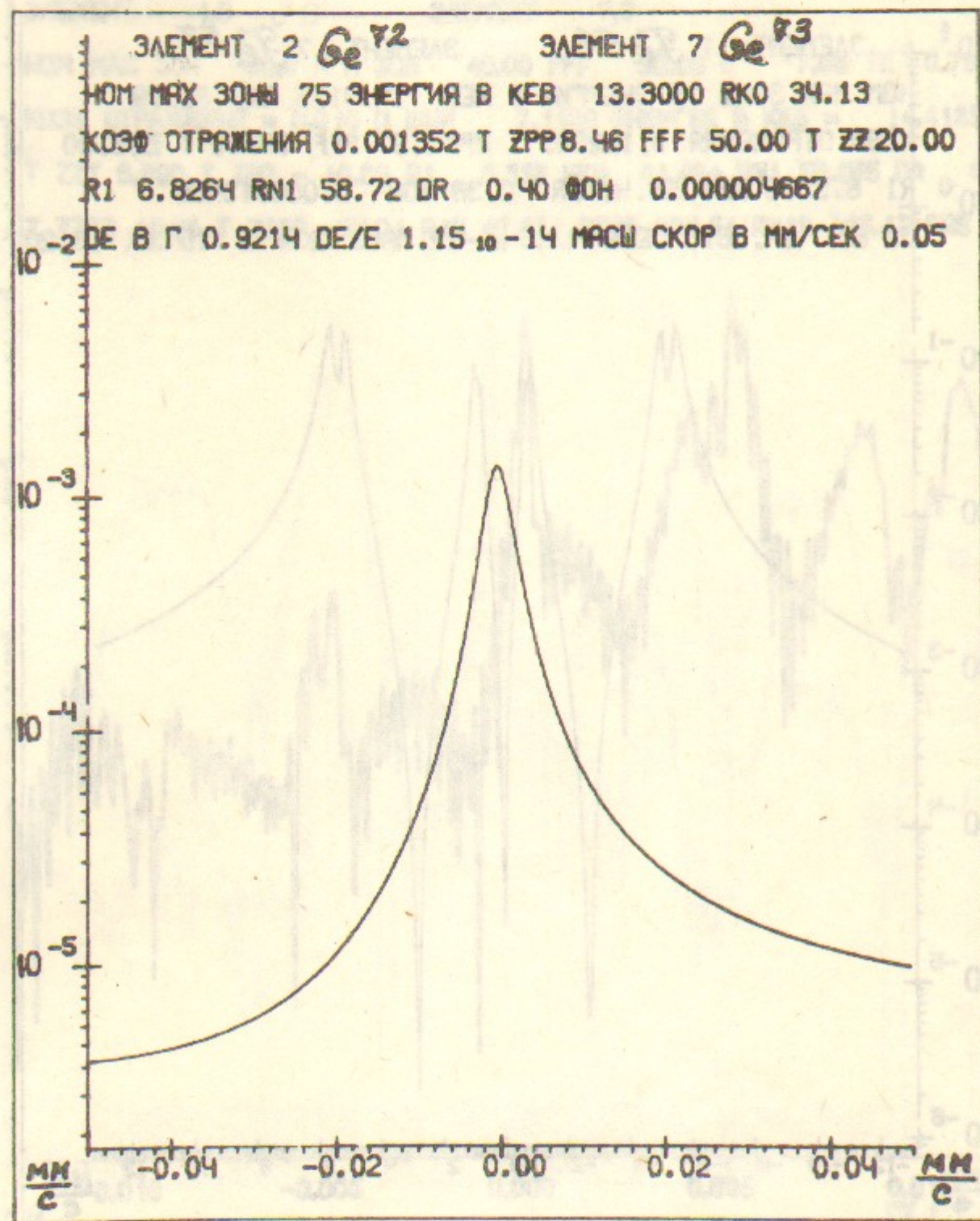


Рис. 15. Интенсивность $K_{\text{отр}}(y_0)$ отраженной плоской волны гамма-квантов с поляризацией σ в фокусе $F=50$ см несимметричной зонной пластинки из 50 зон $\text{Ge}^{73}-\text{Ge}^{72}$ толщиной $TZ=20$ мкм в зависимости от энергии гамма-квантов $E_\gamma = E_\gamma^0(1+v/c)$ в единицах скорости движения вибратора v . Расстояние от фокальной оси до 25 зоны $R_{25}=34.13$ мкм. Расстояние от фокальной оси до 75 зоны $R_{75}=58.72$ мкм. Ширина 75 зоны $dR_{75}=0.4$ мкм. $E_\gamma^0=13.3$ кэВ.

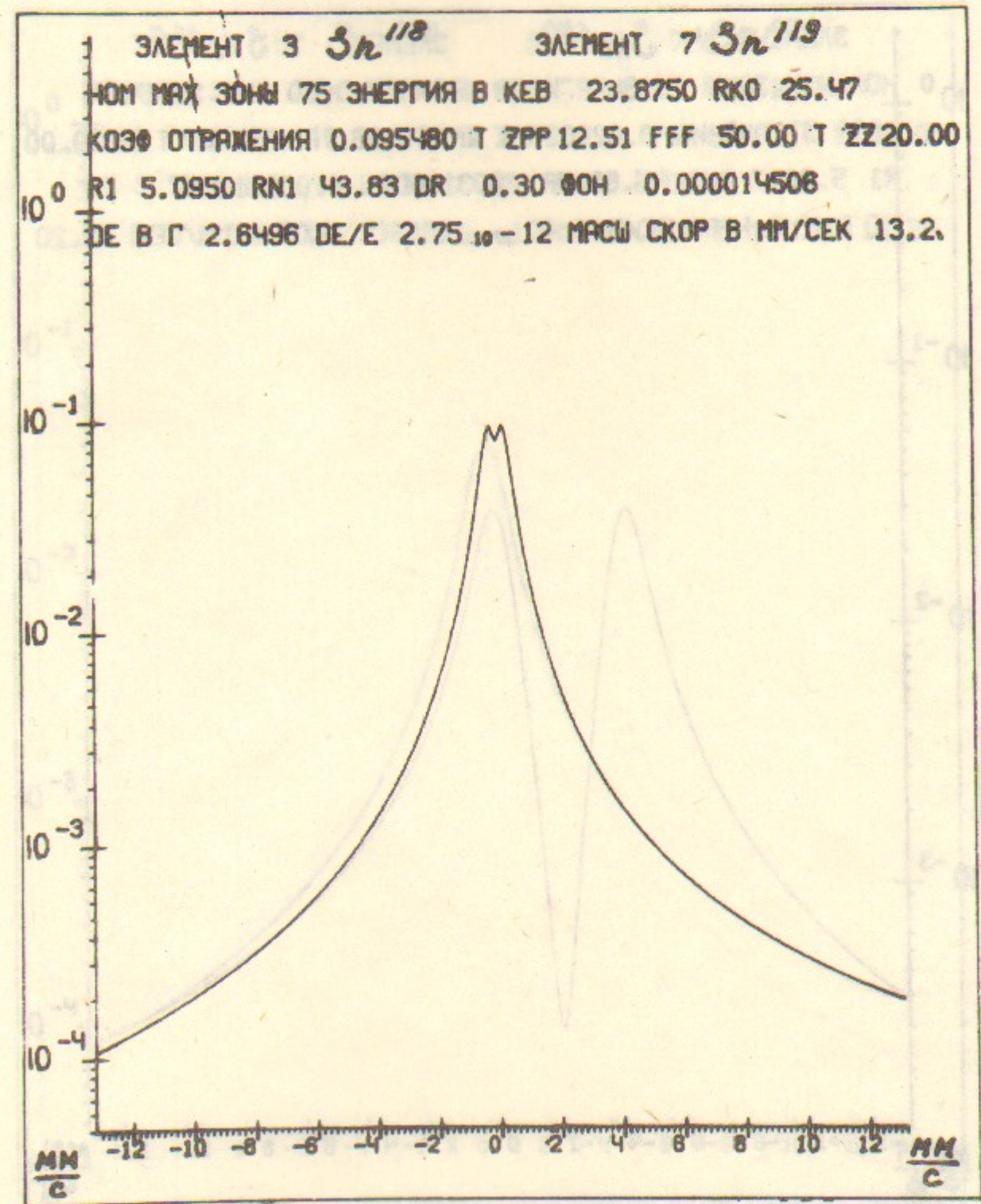


Рис. 16. Интенсивность $K_{\text{отр}}(y_0)$ отраженной плоской волны гамма-квантов с поляризацией σ в фокусе $F=50$ см несимметричной зонной пластинки из 50 зон $\text{Sn}^{119}-\text{Sn}^{118}$ толщиной $TZ=20$ мкм в зависимости от энергии гамма-квантов $E_\gamma = E_\gamma^0(1+v/c)$ в единицах скорости движения вибратора v . Расстояние от фокальной оси до 25 зоны $R_{25}=25.47$ мкм. Расстояние от фокальной оси до 75 зоны $R_{75}=43.83$ мкм. Ширина 75 зоны $dR_{75}=0.3$ мкм. $E_\gamma^0=23.875$ кэВ.

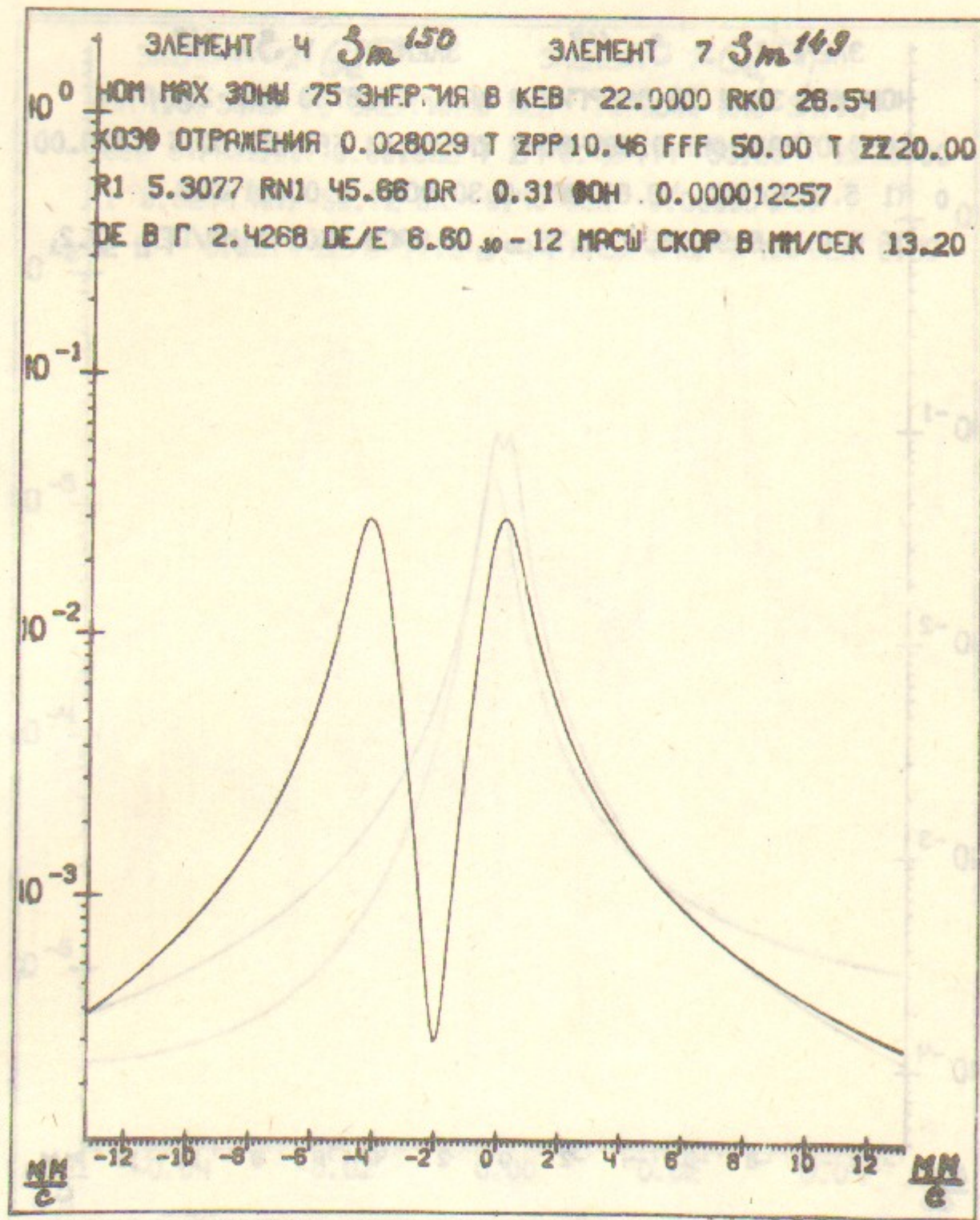


Рис. 17. Интенсивность $K_{отр}(y_0)$ отраженной плоской волны гамма-квантов с поляризацией σ в фокусе $F=50$ см несимметричной зонной пластинки из 50 зон $Sm^{149}-Sm^{150}$ толщиной $TZ=20$ мкм в зависимости от энергии гамма-квантов $E_\gamma = E_\gamma^0(1+v/c)$ в единицах скорости движения вибратора v . Расстояние от фокальной оси до 25 зоны $R_{25}=26.54$ мкм. Расстояние от фокальной оси до 75 зоны $R_{75}=45.66$ мкм. Ширина 75 зоны $dR_{75}=0.31$ мкм. $E_\gamma^0=22$ кэВ.

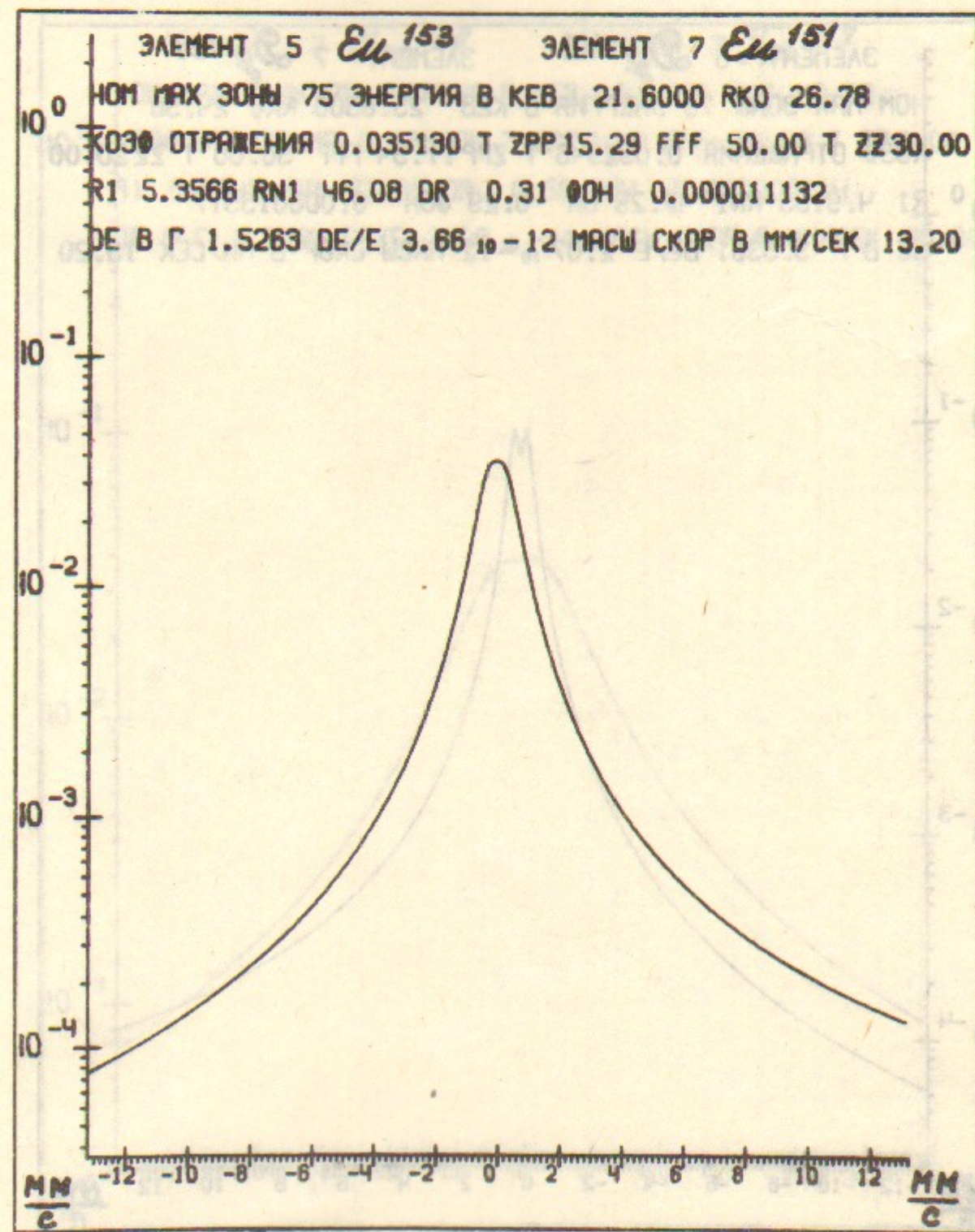


Рис. 18. Интенсивность $K_{отр}(y_0)$ отраженной плоской волны гамма-квантов с поляризацией σ в фокусе $F=50$ см несимметричной зонной пластинки из 50 зон $Eu^{151}-Eu^{153}$ толщиной $TZ=30$ мкм в зависимости от энергии гамма-квантов $E_\gamma = E_\gamma^0(1+v/c)$ в единицах скорости движения вибратора v . Расстояние от фокальной оси до 25 зоны $R_{25}=26.78$ мкм. Расстояние от фокальной оси до 75 зоны $R_{75}=46.08$ мкм. Ширина 75 зоны $dR_{75}=0.31$ мкм. $E_\gamma^0=21.6$ кэВ.

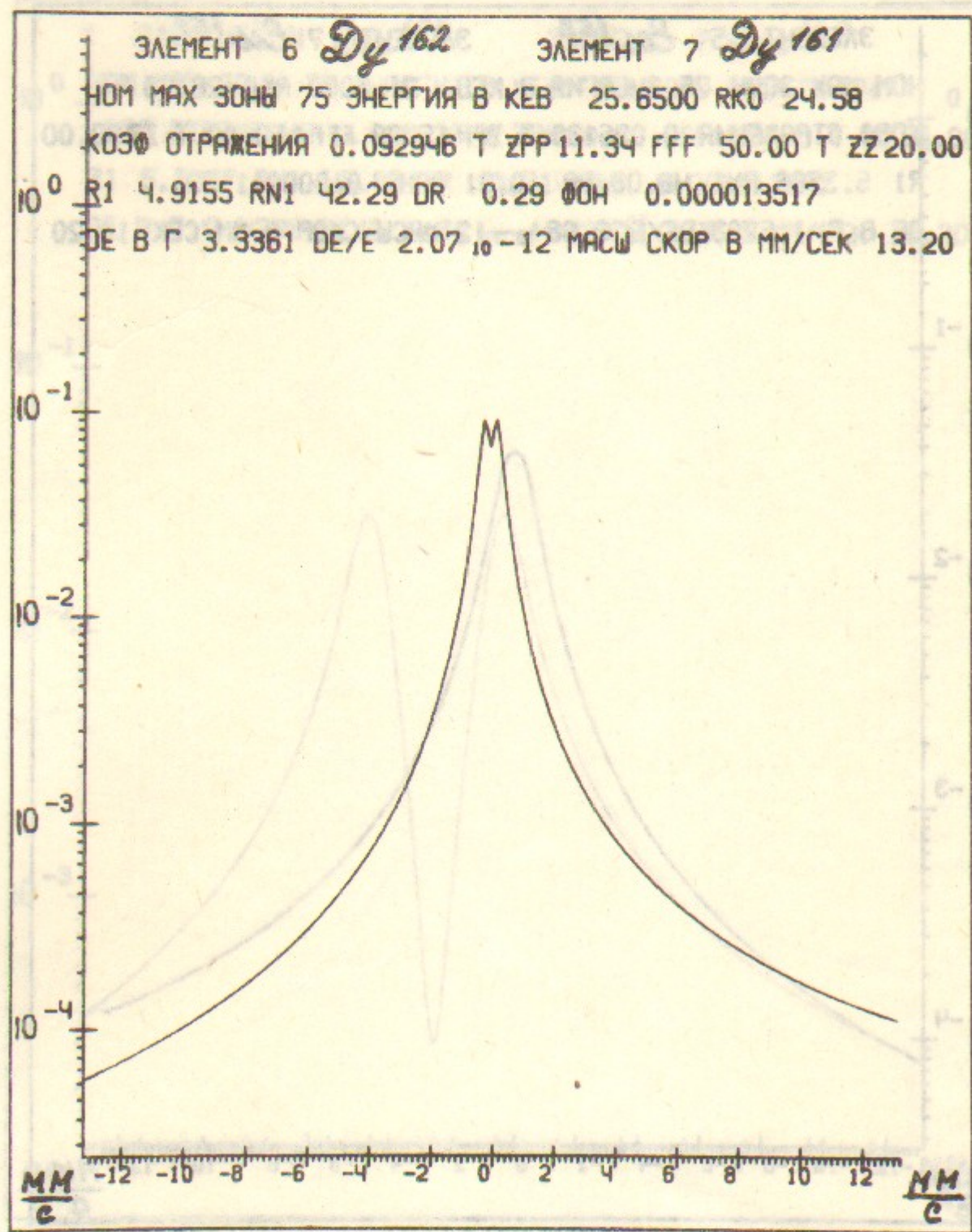


Рис. 19. Интенсивность $K_{отр}(y_0)$ отраженной плоской волны гамма-квантов с поляризацией σ в фокусе $F=50$ см несимметричной зонной пластинки из 50 зон $Dy^{161}-Dy^{162}$ толщиной $TZ=20$ мкм в зависимости от энергии гамма-квантов $E_\gamma = E_\gamma^0(1+v/c)$ в единицах скорости движения вибратора v . Расстояние от фокальной оси до 25 зоны $R_{25}=24.58$ мкм. Расстояние от фокальной оси до 75 зоны $R_{75}=42.29$ мкм. Ширина 75 зоны $dR_{75}=0.29$ мкм. $E_\gamma^0=25.65$ кэВ.

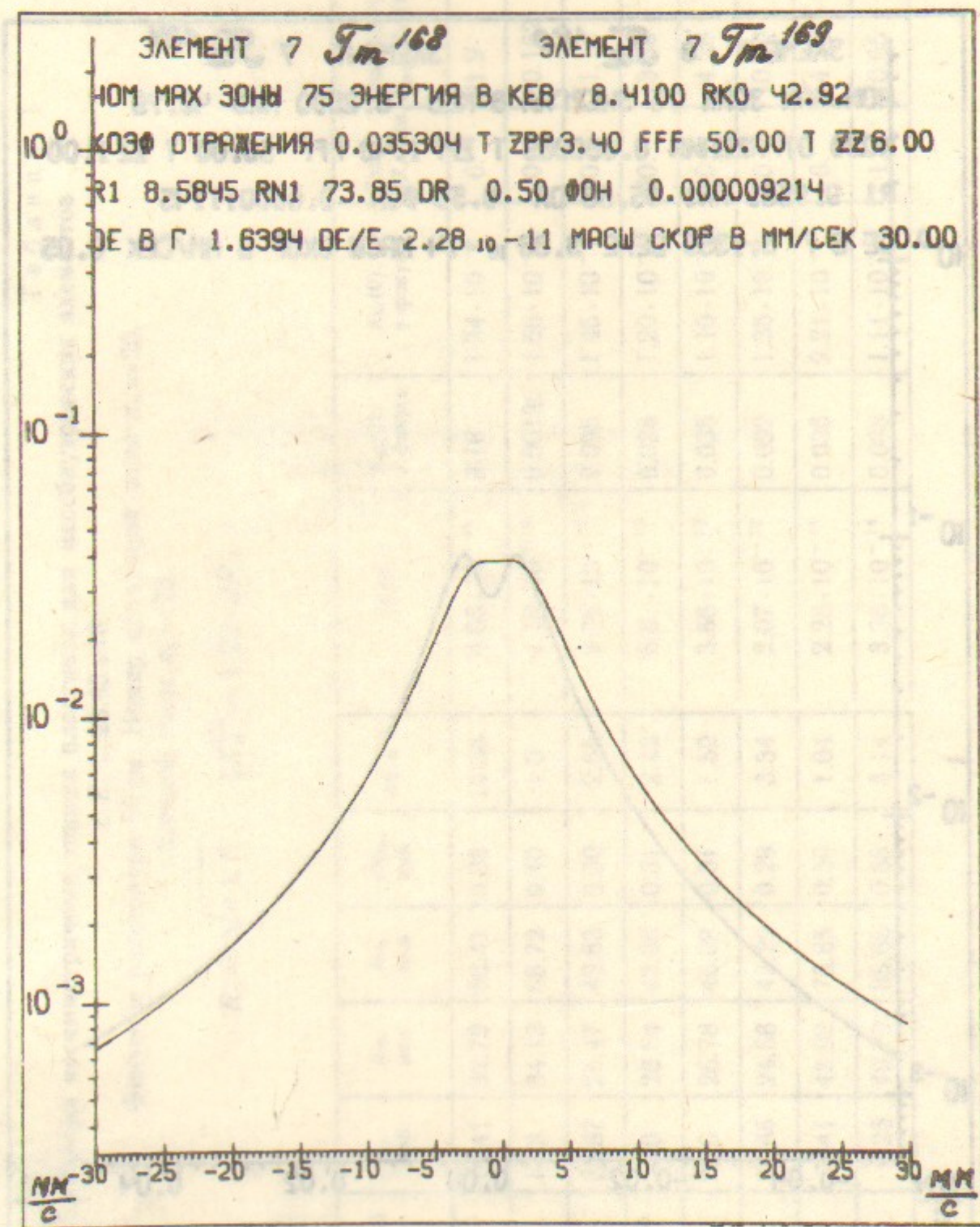


Рис. 20. Интенсивность $K_{отр}(y_0)$ отраженной плоской волны гамма-квантов с поляризацией σ в фокусе $F=50$ см несимметричной зонной пластинки из 50 зон $Tm^{169}-Tm^{168}$ толщиной $TZ=6$ мкм в зависимости от энергии гамма-квантов $E_\gamma = E_\gamma^0(1+v/c)$ в единицах скорости движения вибратора v . Расстояние от фокальной оси до 25 зоны $R_{25}=42.92$ мкм. Расстояние от фокальной оси до 75 зоны $R_{75}=73.85$ мкм. Ширина 75 зоны $dR_{75}=0.5$ мкм. $E_\gamma^0=8.41$ кэВ.

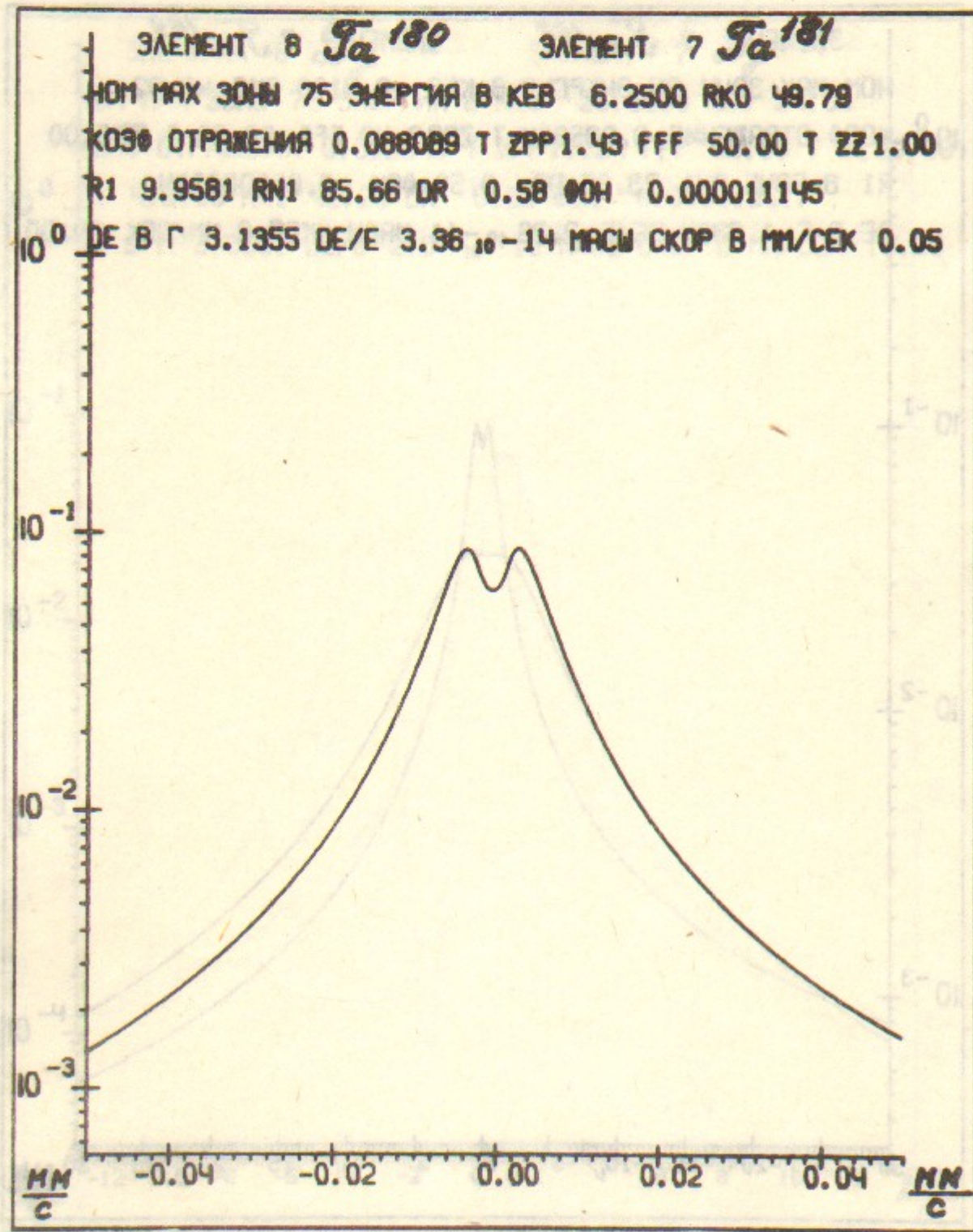


Рис. 21. Интенсивность $K_{отр}(y_0)$ отраженной плоской волны гамма-квантов с поляризацией σ в фокусе $F=50$ см несимметричной зонной пластинки из 50 зон $Ta^{181}-Ta^{180}$, толщиной $TZ=1$ мкм в зависимости от энергии гамма-квантов $E_\gamma = E_\gamma^0(1+v/c)$ в единицах скорости движения вибратора v . Расстояние от фокальной оси до 25 зоны $R_{25}=49.79$ мкм. Расстояние от фокальной оси до 75 зоны $R_{75}=85.66$ мкм. Ширина 75 зоны $dR_{75}=0.58$ мкм. $E_\gamma^0=6.25$ кэВ.

Таблица 1
 Параметры несимметричных зонных пластинок для мессбауэровских элементов

с $E_\gamma \leq 25.65$ кэВ.
 Фокусное расстояние 50 см. Номер начальной зоны $n_n=25$,
 конечной зоны $n_k=75$.

$$R_n = \sqrt{n \lambda F} \quad \delta X_n^{(1)} = 1,22 \cdot dR_n$$

Мессбауэровский изотоп	E_γ , кэВ	R_{25} , мкм	R_{75} , мкм	dR_{75} , мкм	ΔE в Г	$\Delta E/E$	$K_{отр}(0)$, в фокусе	$K_{отр}(0)$, в фокусе	Толщ. TZ, мкм	Освещенность $K_{отр} \cdot R_{75} / \delta X_n^{(1)}$
Fe ⁵⁷ — Fe ⁵⁶	14.41	32.79	56.41	0.38	14.38	$4.65 \cdot 10^{-12}$	0.18	$1.34 \cdot 10^{-5}$	6.	21.9
Ge ⁷³ — Ge ⁷²	13.3	34.13	58.72	0.40	1.0	$1.15 \cdot 10^{-14}$	0.00135	$4.66 \cdot 10^{-6}$	20.	0.162
Sn ¹¹⁹ — Sn ¹¹⁸	23.87	25.47	43.83	0.30	2.65	$2.75 \cdot 10^{-12}$	0.095	$1.45 \cdot 10^{-5}$	20.	11.12
Sm ¹⁴⁹ — Sm ¹⁵⁰	22.0	26.54	45.66	0.31	2.43	$6.6 \cdot 10^{-12}$	0.028	$1.20 \cdot 10^{-5}$	20.	3.38
Eu ¹⁵¹ — Eu ¹⁵³	21.6	26.78	46.08	0.31	1.52	$3.66 \cdot 10^{-12}$	0.035	$1.10 \cdot 10^{-5}$	30.	4.28
Dy ¹⁶¹ — Dy ¹⁶²	25.65	24.58	42.29	0.29	3.34	$2.07 \cdot 10^{-12}$	0.092	$1.35 \cdot 10^{-5}$	20.	10.99
Tm ¹⁶⁹ — Tm ¹⁶⁸	8.41	42.92	73.85	0.50	1.64	$2.28 \cdot 10^{-11}$	0.035	$9.21 \cdot 10^{-6}$	6.	4.24
Ta ¹⁸¹ — Ta ¹⁸⁰	6.25	49.79	85.66	0.58	3.14	$3.36 \cdot 10^{-14}$	0.088	$1.11 \cdot 10^{-5}$	1.	10.65

В.А. Кабанник

**Фокусировка и «ядерная» фильтрация
синхротронного излучения
зонными пластинками**

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 12 декабря 1989 г.
Подписано в печать 28.12 1989 г. МН 10617
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,3 печ.л., 1,9 уч.-изд.л.
Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 177

Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапринтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.