

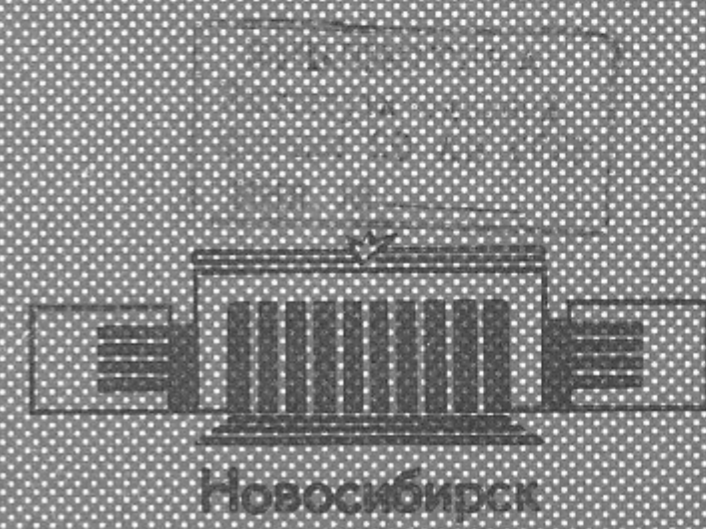
К.90

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ АН СССР  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Г.Н.Кулипанов, В.Е.Пащенко

КРИСТАЛЛ С ПЕРЕМЕННЫМ МЕЖ-  
ПЛОСКОСТНЫМ РАССТОЯНИЕМ (КПМР).  
I. ДИФРАКЦИОННЫЕ СВОЙСТВА

ПРЕПРИНТ 80-195



Г.Н.Кулипанов, В.Е.Панченко

КРИСТАЛЛ С ПЕРЕМЕННЫМ МЕЖПЛОСКОСТНЫМ РАССТОЯНИЕМ (КПМР). I. ДИФРАКЦИОННЫЕ СВОЙСТВА

АННОТАЦИЯ

Рассматривается кристалл на основе эпитаксиального слоя твердого раствора (ЭСТР) как светосильный брэгговский монохроматор синхротронного излучения. Обсуждается оптимизация его параметров; за основу взяты твердые растворы  $Si$  и  $Ge$  и  $GaAs$  и  $GaSb$ .

## КРИСТАЛЛ С ПЕРЕМЕННЫМ МЕЖПЛОСКОСТНЫМ РАССТОЯНИЕМ (КПМР)

## I. Дифракционные свойства

Спектры синхротронного излучения (СИ), например, электронного накопителя ВЭПП-3 ([1]), при энергии 2,0 и 2,2 ГэВ имеют вид, показанный на рис.1. Здесь проинтегрированный по

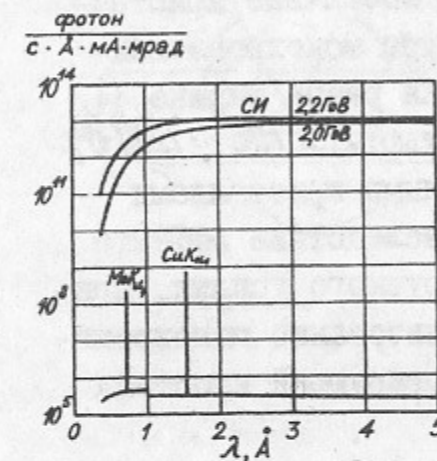


Рис.1.

вертикальному углу спектральный поток фотонов отнесен к миллирадиану в плоскости орбиты и току в накопителе 1 мА (достижимы 40 мА). Работающая в настоящее время на ВЭПП-3 "змеяка" ([2]) имеет интенсивность еще приблизительно на два порядка больше, причем спектр ее излучения сдвинут в жесткую область. На этом же графике приведен спектральный поток фотонов (тормозной спектр и линия  $K_{\alpha_1}$ ) для рентгеновских трубок с молибденовым и медным анодами (50 кВ, 1 мА анодного тока) в тот же вертикальный угол, что и СИ соответствующей длины волны при 2,2 ГэВ (и для СИ, и для излучения рентгеновской трубки не учтено поглощение в бериллиевых окнах).

В экспериментах, не требующих большого спектрального разрешения, но нуждающихся в интенсивных монохроматизированных пучках с высокой спектральной освещенностью, требуются светосильные плоские кристаллы-монохроматоры, дающие монохроматизированное по Брэггу излучение с угловой апертурой, не намного превышающей вертикальную угловую расходимость первичного луча СИ, которая, например, для ВЭПП-3 ([1]) зависит от длины волны, если пренебречь угловым разбросом электронов в пучке, как показано на рис.2 ( $\psi_{\lambda}$  - ширина углового распределения на половине его высоты). Непрерывность спектра СИ подсказывает, что необходим кристалл с большой величиной  $\Delta\lambda/\lambda$ , где  $\Delta\lambda$  - отбираемый кристаллом от сплошного спектра СИ диапазон длин волн. В то же время должно быть выполнено

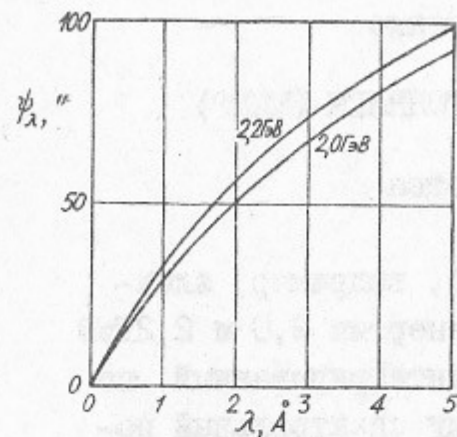


Рис.2.

кривой отражения, определяющей мозаичность:  $\Delta\lambda/\lambda \sim \Delta\vartheta/\vartheta$ . Оно удовлетворяется, по-видимому, совершенными кристаллами с искусственным упругим искажением — либо вследствие эффекта Какиучи ([3]), либо под действием регулируемого усилия, приложенного к кристаллу ([4]). Однако использование монохроматора с нетривиальным воздействием на диспергирующий кристалл является методически трудным.

Совершенный же кристалл, имеющий переменное расстояние между атомными плоскостями, прилегающими к поверхности кристалла и параллельными ей, по-видимому, является приемлемым решением (А.Н.Скринский). В этом случае, очевидно, нет полного затухания амплитуды падающей волны на некотором большом числе атомных плоскостей: данная длина волны удовлетворяет брэгговскому условию лишь на ограниченном числе плоскостей, образующих "тонкий кристалл". В общем случае эта группа плоскостей расположена на некоторой глубине, и до встречи с нею соответствующие фотоны испытывают лишь фотоэлектрическое поглощение и рассеяние. Этим процессам затем подвергается и волна, дифрагировавшая на "тонком кристалле". Только в пределах "тонкого кристалла" можно ожидать действие аномального прохождения. Очевидно, вторичной экстинкции здесь нет. Даже если предположить, что имеется совершенный кристалл с переменным межплоскостным расстоянием (КПМР), т.е. с пренебрежимой мозаичностью, очевидна неизбежность некоторого дополнительного к  $\psi_\lambda$  уширения углового распределения монохроматизированного излучения, так как ширина дифракционного максимума обратно пропорциональна числу работающих атомных плоскостей

соотношение

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \gg \frac{\Delta\vartheta}{\vartheta},$$

где  $\Delta\vartheta$  — угловая апертура монохроматизированного излучения (не намного большая величины  $\psi_\lambda$ );  $\vartheta$  — брэгговский угол.

Этому требованию не удовлетворяют естественные мозаичные кристаллы (угловая апертура монохроматизированного излучения равна ширине

кривой отражения, определяющей мозаичность:  $\Delta\lambda/\lambda \sim \Delta\vartheta/\vartheta$ ).

Оно удовлетворяется, по-видимому, совершенными кристаллами с искусственным упругим искажением — либо вследствие эффекта Какиучи ([3]), либо под действием регулируемого усилия, приложенного к кристаллу ([4]). Однако использование монохроматора с нетривиальным воздействием на диспергирующий кристалл является методически трудным.

$$N = \frac{T}{d},$$

где  $T$  — толщина "тонкого кристалла", находящегося в слое с переменным межплоскостным расстоянием (СПМР), среднее значение которого равно  $\bar{d}$  (рис.3). Из брэгговского условия:

$$\frac{\bar{\lambda}}{\delta\lambda} = \frac{\text{tg}\bar{\vartheta}}{\delta\vartheta} \equiv \frac{\text{tg}\bar{\vartheta}}{w} \equiv N,$$

где  $\bar{\lambda}$  — среднее значение длины волны дифрагирующего излучения;  $\delta\lambda$  — интервал длин волн излучения, дифрагирующего на "тонком кристалле",  $\bar{\vartheta}$  — среднее значение угла Брэгга (рис.3);  $w$  — ширина дифракционного максимума для "тонкого кристалла".

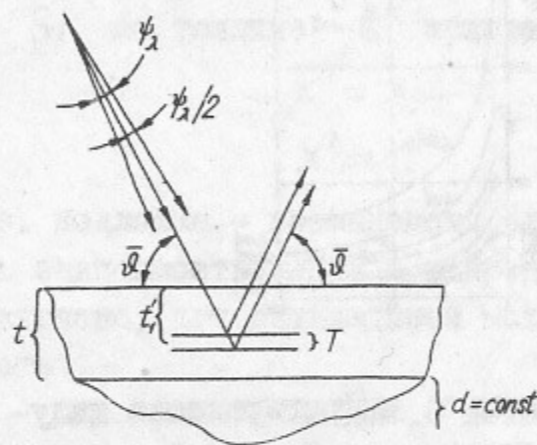


Рис.3.

$$w = \frac{\text{tg}\bar{\vartheta}}{N} = \frac{\bar{d}\text{tg}\bar{\vartheta}}{T}.$$

Опять же из брэгговского условия

$$\cos\bar{\vartheta} \delta\vartheta = \frac{\bar{\lambda}\delta d}{2\bar{d}^2} \equiv \cos\bar{\vartheta} w, \quad \delta d = T \text{grad } d$$

$w$  определяется (ограничимся рассмотрением лишь гармоники  $n = 1$ ) с учетом параметров КПМР как

$$w = \frac{\bar{\lambda} T \text{grad } d}{2\bar{d}^2 \cos\bar{\vartheta}} = \frac{\Delta d}{\bar{d}} \frac{T}{t} \text{tg}\bar{\vartheta},$$

где  $\Delta d$  — разность между наибольшим и наименьшим значениями межплоскостного расстояния в СПМР толщиной  $t$  и предположено, что  $\text{grad } d = \text{const} = \Delta d/t$  по этой толщине. Отсюда

$$T = \bar{d} \sqrt{\frac{t}{\Delta d}}, \quad (1)$$

дополнительное уширение

$$w = \text{tg}\bar{\vartheta} \sqrt{\frac{\Delta d}{t}} \quad (2)$$

$$\delta\lambda = \bar{\lambda} \sqrt{\frac{\Delta d}{t}}. \quad (3)$$

Зависимости (1) - (3) проиллюстрированы на рис.4.

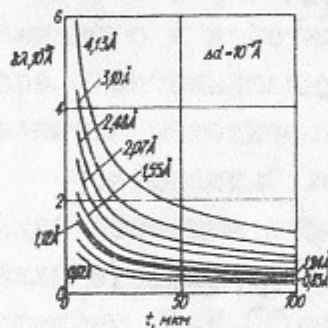
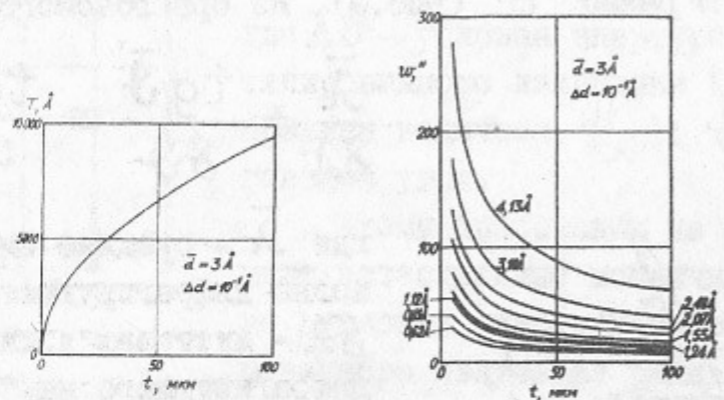


Рис.4.

Очевидно, дифрагирование излучения с определенной длиной волны на соответствующем ей "тонком кристалле" реализуется лишь тогда, когда это излучение достигнет его и после этого выйдет из толщи кристалла, т.е. эффективность использования всей толщи СПМР определяется ослаблением излучения в кристалле. Из второго рис.4 видно, что, во-первых, необходимо разумно ограничивать величину  $t$  снизу: не только с точки зрения получения небольшой величины  $W$ , но и потому, что слишком тонкие СПМР попросту неэффективны. Во-вторых, величина  $t$  должна быть приблизительно равна эффективной толщине ослабления дифрагирующего излучения - ограничение  $t$  сверху. Поэтому дальнейшее рассмотрение вопроса следует конкретизировать. Реализация структуры с переменным межплоскостным расстоянием представляется возможной

либо в виде твердого раствора;

либо при создании стоячей акустической волны в однородном монокристалле (пьезоэлектрическом - или с помощью пьезоэлектрика, находящегося в плотном контакте с кристаллом-монокристаллом). В первом случае, являющемся, по-видимому,

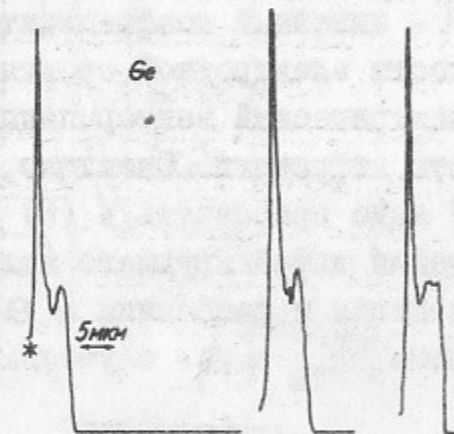
менее гипотетичным, чем второй, подходящими являются твердые растворы веществ, кристаллизующихся в структуре алмаза (кремний, германий) и сфалерита (арсенид, антимонид и фосфид галлия). Рассмотрим вначале раствор германия и кремния  $Si_x Ge_{1-x}$ , где  $x$  - атомная доля Si в растворе на поверхности кристалла, причем текущее значение  $x'$  атомной доли Si по толщине  $t'$  кристалла таково:

$$\begin{aligned} x' &= x & \text{при } t' &= 0, \\ x' &= 1 & \text{при } t' &\geq t, \end{aligned}$$

т.е. подложка - кремниевая. Для простоты предположим линейную зависимость  $x'(t')$  в пределах  $t'=0 \div t$ , хотя не исключено, что оптимальной может оказаться другая зависимость.

Для примера на рис.5 показана микрорентгенограмма перпендикулярного плоскостям (III) шлифа одного из образцов эпитаксиального слоя твердого раствора (ЭСТР) Si и Ge на кремниевой подложке, полученного методом газовой эпитаксии К.Л. и А.И.Литович из ИЭ АН УзССР.

Рис.5.



$Si_{0,8} Ge_{0,2}$  (вес. доли).  
Электронный зонд диаметром  $\approx 1$  мкм. 15 кВ.  
45 нА. Амплитуда 1000  $c^{-1}$   
(чистый Ge - 6500  $c^{-1}$ ).  
\* - поверхность образца.  
Заходы - в разных местах шлифа.

При этом в пределах СПМР

$$x' = \frac{1-x}{t} t' + x. \quad (4)$$

Параметр решетки твердого раствора  $Si_x' Ge_{1-x}'$  линейно зависит от  $x'$  [5] - см. рис.6):

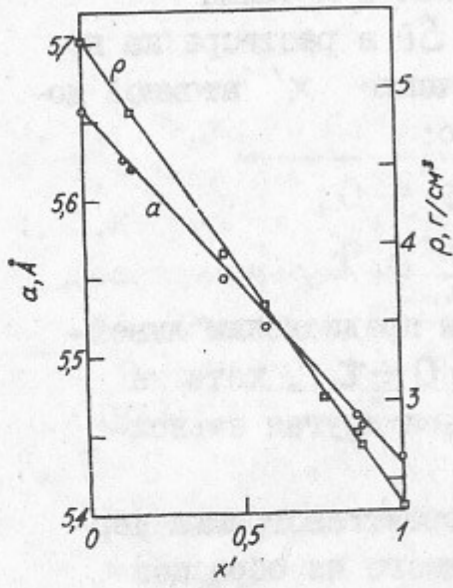


Рис.6.

$$a = a_{Ge} - \Delta a x', \Delta a = a_{Ge} - a_{Si}. \quad (5)$$

Если "тонкий кристалл" лежит на глубине  $t_1'$  (рис.3), то до встречи с ним и после дифрагирования на нем излучение с длиной волны  $\bar{\lambda}$  проходит в кристалле путь

$$\frac{2 t_1'}{\sin \vartheta} = \frac{4 \bar{d} t_1'}{\bar{\lambda}},$$

поэтому интенсивность дифрагировавшего излучения

$$I = P I_0 \exp \left[ -\frac{4 \bar{d}}{\bar{\lambda}} \int_0^{t_1'} \mu(t') dt' \right], \quad (6)$$

где  $P$  - отражательная способность "тонкого кристалла";  $I_0$  - интенсивность доли падающего излучения, заключенной в соответствующей угловой апертуре  $\omega$ ;  $\mu$  - линейный коэффициент ослабления и учтено, что СИ в плоскости электронной орбиты полностью линейно поляризовано и электрический вектор падающей волны перпендикулярен к плоскости дифракции. Очевидно, для нахождения необходимой толщины СПМР надо превратить в (6) толщину  $t$  СПМР к толщине  $t_{1e}'$  ослабления дифрагирующего излучения за счет фотоэлектрического поглощения и рассеяния в  $e$  раз по амплитуде и решить (6) относительно  $t_{1e}' = t$  с учетом (4), (5) и структуры кристалла:

$$t_{1e}' = t = \gamma \frac{(1 - \alpha x)^2}{[2 - \alpha(1+x)]A + (1 - \alpha x) \left[ \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_{Si} \beta - A \right]} \bar{\lambda} \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}, \quad (7)$$

где

$$\gamma = \frac{\alpha_{Si}^2}{4 m_{Ge}};$$

$m_{Ge}$  - масса атома Ge;

$$\alpha = \frac{\Delta a}{a_{Ge}};$$

$$A = \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_{Ge} (1-x) + \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_{Si} \beta x;$$

$\frac{\mu}{\rho}$  - массовый коэффициент ослабления для  $\bar{\lambda}$ ;

$$\beta = \frac{m_{Si}}{m_{Ge}};$$

среднее значение параметра решетки определено как  $[a(0) + a(1)]/2$ ;  $h, k, l$  - индексы Миллера работающих атомных плоскостей. Очевидно, в рассматриваемом случае

$$\Delta d = \frac{(1-x) \Delta a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}.$$

На рис.7 показана вычисленная по (7) зависимость эффективной

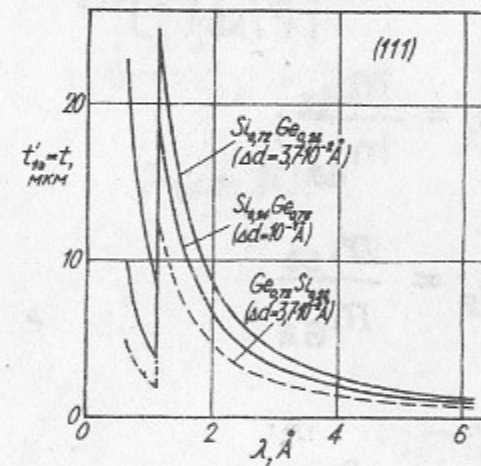


Рис.7.

толщины  $t \equiv t_{1e}'$  СПМР от длины волны для двух значений  $x(\Delta d)$  в случае кремниевой подложки и одного значения  $x(\Delta d)$  в случае германиевой подложки. Очевидно, СПМР должен изготавливаться для данной  $\bar{\lambda}$ . Зависимости  $\Gamma(\lambda)$ ,  $\omega(\lambda)$  и  $\delta\lambda(\lambda)$  для этих же двух значений  $x(\Delta d)$  в случае кремниевой подложки показаны на рис.8.

Аналогично для твердого раствора  $GaAs_x Sb_{1-x}$  толщиной  $t$  на поверхности арсенидгаллиевой подложки имеем:

$$t_{1e}' = t = \gamma \frac{(1 - \alpha x)^2}{[2 - \alpha(1+x)]A + (1 - \alpha x) \left[ \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_{Ga} + \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_{As} \beta_1 - A \right]} \bar{\lambda} \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}, \quad (8)$$

где

$$\gamma = \frac{\alpha_{GaAs}^2}{2 m_{Ga}};$$

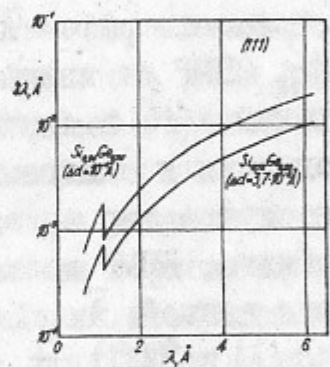
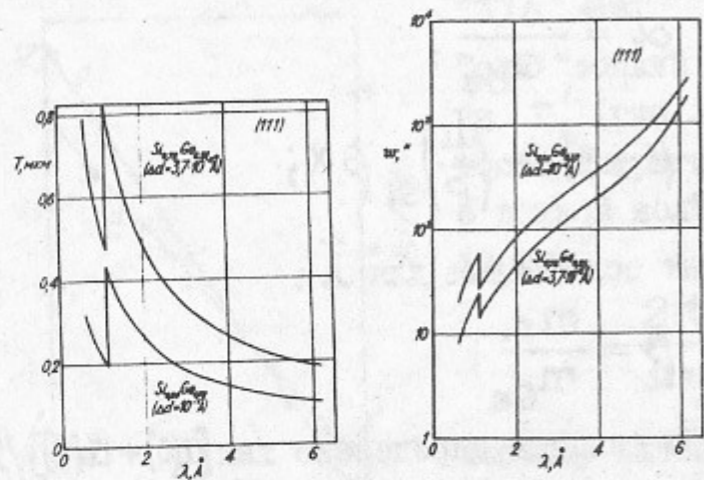


Рис. 8.

Для случая  $\chi = 0,8$  ( $\bar{d} = 3,289 \text{ \AA}$ ;  $\Delta d = 0,051 \text{ \AA}$ ) на рис. 9.

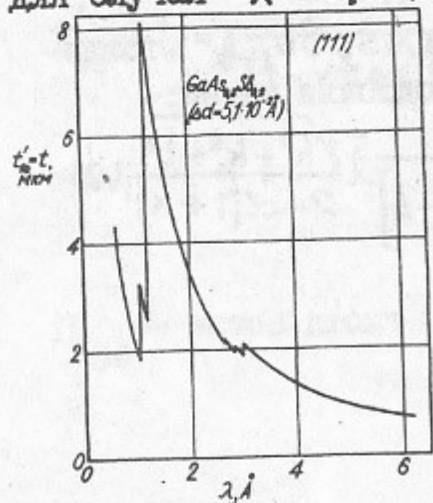


Рис. 9.

показана зависимость  $t'_{ie}(\lambda)$ , вычисленная по (8). При этом зависимости  $T(\lambda)$ ,  $w(\lambda)$  и  $\delta\lambda(\lambda)$  выглядят так, как это показано на рис. 10.

Для примера на рис. 11 показана микрорентгенограмма перпендикулярного плоскостям (111) шлифа одного из образцов ЭСТР  $\text{GaAs}_{0,85}\text{Sb}_{0,15}$  на арсенидгаллиевой подложке,

$$\alpha = \frac{\Delta a}{a_{\text{GaSb}}};$$

$$\Delta a = a_{\text{GaSb}} - a_{\text{GaAs}};$$

$$A = \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{Ga}} + \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{Sb}} \beta_2 + \left[\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{As}} \beta_1 - \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{Sb}} \beta_2\right] \chi;$$

$$\beta_1 = \frac{m_{\text{As}}}{m_{\text{Ga}}};$$

$$\beta_2 = \frac{m_{\text{Sb}}}{m_{\text{Ga}}}.$$

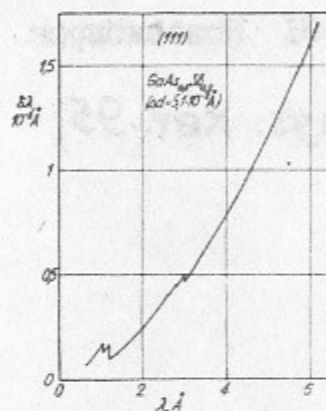
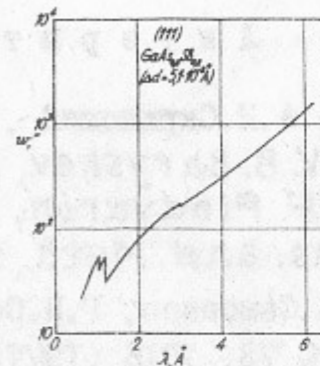
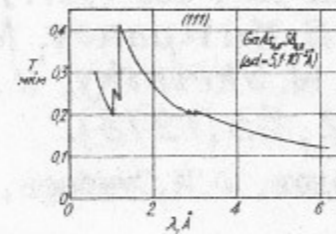


Рис. 10.

выращенного методом жидкофазной эпитаксии Ю.Б.Болховитяновым и В.И.Юдаевым из ИФП СО АН СССР.

Очевидно, рассмотренные алмазная и сфалеритная структуры взаимно дополняют друг друга.

Следующим этапом должно быть рассмотрение вопроса об интенсивности излучения, дифрагирующего на КИМР.

Благодарим Ю.Г.Лаврентьева (ИГТ СО АН СССР) за выполнение рентгеновского микроанализа.

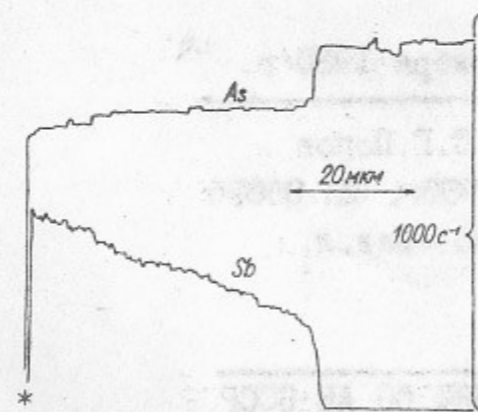


Рис. 11.

\* - край эпитаксиальной стороны образца.

Л и т е р а т у р а :

1. Г.Н.Кулипанов, А.Н.Скринский, УФН 122, 369 (1977).
2. L. M. Barkov, V. B. Baryshev, G. N. Kulipanov, N. A. Mezentsev, V. F. Pindyurin, A. N. Skrinsky, V. M. Khorev, Nucl. Ins. and Meth. 152, 23 (1978).
3. Е.Г.Лапин, В.М.Самсонов, Г.П.Солодов, О.И.Сумбаев, А.В.Тюнис, ЖЭТФ 73, 1016 (1977).
4. О.И.Сумбаев, Кристалл-дифракционные гамма-спектрометры, Госатомиздат (1963);  
О.И.Сумбаев, ЖЭТФ 54, 1352 (1968);  
В.Е.Панченко, В.А.Ушаков, Препринт ИЯФ 78-91 Новосибирск (1978).
5. E. R. Johnson, S. M. Christian, Phys. Rev. 95, 560 (1954).

Работа поступила - 8 октября 1980 г.

---

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов  
Подписано к печати 27.X-1980г. МН 06985  
Усл. 0,6 печ.л., 0,5 учетно-изд.л.  
Ти раж 150 экз. Бесплатно  
Заказ № 195.

---

Отпечатано на роталпринте ИЯФ СО АН СССР