

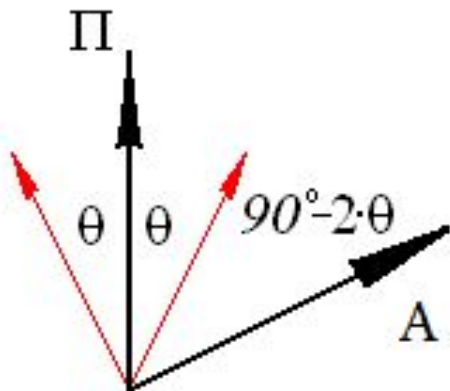
# Двулучепреломление.

- Оптическая ось.
- Двулучепреломление.
- Двулучепреломление в одноосном кристалле.
- Линейно поляризованная волна в одноосном кристалле.
- Эллиптичность волны
- Случай изотропной среды

# Магнитооптические материалы.

- Магнитооптическая добротность
- Пленки ферритов-гранатов.
  - ✓ Выращивание
  - ✓ Магнитооптические свойства
  - ✓ Эффект Фарадея в двухподрешеточном ферримагнетике
- Ортоферриты
- Борат железа

# Магнитооптическая добротность



$I$  – интенсивность света, прошедшего через пластинку толщиной  $z$ ,  
 $I_0$  – интенсивность падающего света,  
 $\alpha$  – коэффициент поглощения,  
 $\varphi$  – угол «падения».

$$I = I_0 e^{-\alpha z} \cos^2 \varphi$$

$$I = I_0 e^{-\alpha \cdot z} \cos^2 \varphi = I_0 e^{-\alpha \cdot z} \cos^2 \left( \frac{\pi}{2} - 2\theta \right) = I_0 e^{-\alpha \cdot z} \sin^2 (2\theta_F z)$$

$\theta_F$  – удельное фарадеевское вращения.

Выберем оптимальную толщину образца, чтобы интенсивность свет, проходящего через него, была максимальной.

$$\frac{\partial I}{\partial z} = I_0 \left( -\alpha \cdot e^{-\alpha \cdot z} \sin^2(2\theta_F z) + 2 \sin(2\theta_F z) \cdot \cos(2\theta_F z) \cdot 2\theta_F \cdot e^{-\alpha \cdot z} \right)$$

$$\frac{\partial I}{\partial z} = 0$$

$$-\alpha \cdot \sin(2\theta_F z) + 4 \cdot \theta_F \cos(2\theta_F z) = 0$$

$$z = \frac{1}{2\theta_F} \operatorname{arctg} \left( \frac{4 \cdot \theta_F}{\alpha} \right) \quad - \text{ оптимальная толщина образца}$$

$$\frac{2 \cdot \theta_F}{\alpha}$$

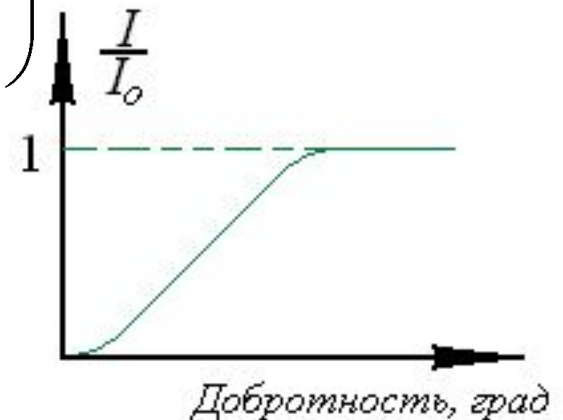
- магнитооптическая добротность

$$\left[ \frac{\text{град} \cdot \text{см}}{\text{см}} = \text{град} \right]$$

Вычислим интенсивность света, прошедшего через образец при оптимальной толщине образца.

$$\begin{aligned} I &= I_o e^{-\alpha \cdot \frac{1}{2\theta_F} \operatorname{arctg}\left(\frac{4\cdot\theta_F}{\alpha}\right)} \sin^2\left(\cancel{2\theta_F} \cdot \frac{1}{\cancel{2\theta_F}} \operatorname{arctg}\left(\frac{4\cdot\theta_F}{\alpha}\right)\right) = \\ &= I_o e^{-\frac{\alpha}{2\theta_F} \operatorname{arctg}\left(\frac{4\cdot\theta_F}{\alpha}\right)} \sin^2\left(\operatorname{arctg}\left(\frac{4\cdot\theta_F}{\alpha}\right)\right) = \\ &= I_o e^{-\frac{\alpha}{2\theta_F} \operatorname{arctg}\left(\frac{4\cdot\theta_F}{\alpha}\right)} \frac{\frac{4\cdot\theta_F}{\alpha}}{1 + \left(\frac{4\cdot\theta_F}{\alpha}\right)^2} = f\left(\frac{2\cdot\theta_F}{\alpha}\right) \end{aligned}$$

Эта интенсивность – функция добротности



# Прозрачные ферромагнетики: ферриты-гранаты, ортоферриты и борат железа.

Нельсон и Дирборн [Neilson J.W., Dearborn E.F. Physics Chem. Solids, 5, 202 (1958)] вырастили монокристаллы непроводящего железоиттриевого граната  $Y_3Fe_5O_{12}$ .

Примерно в то же время были выращены кристаллы ортоферрита иттрия  $YFeO_3$ .

Борат железа  $FeVO_3$  известен с 1963 г. Свойства исследованы в 1975.

Эти материалы прозрачные в видимой и ИК области спектра и обладают большим удельным фарадеевским вращением.

# Ферриты-гранаты

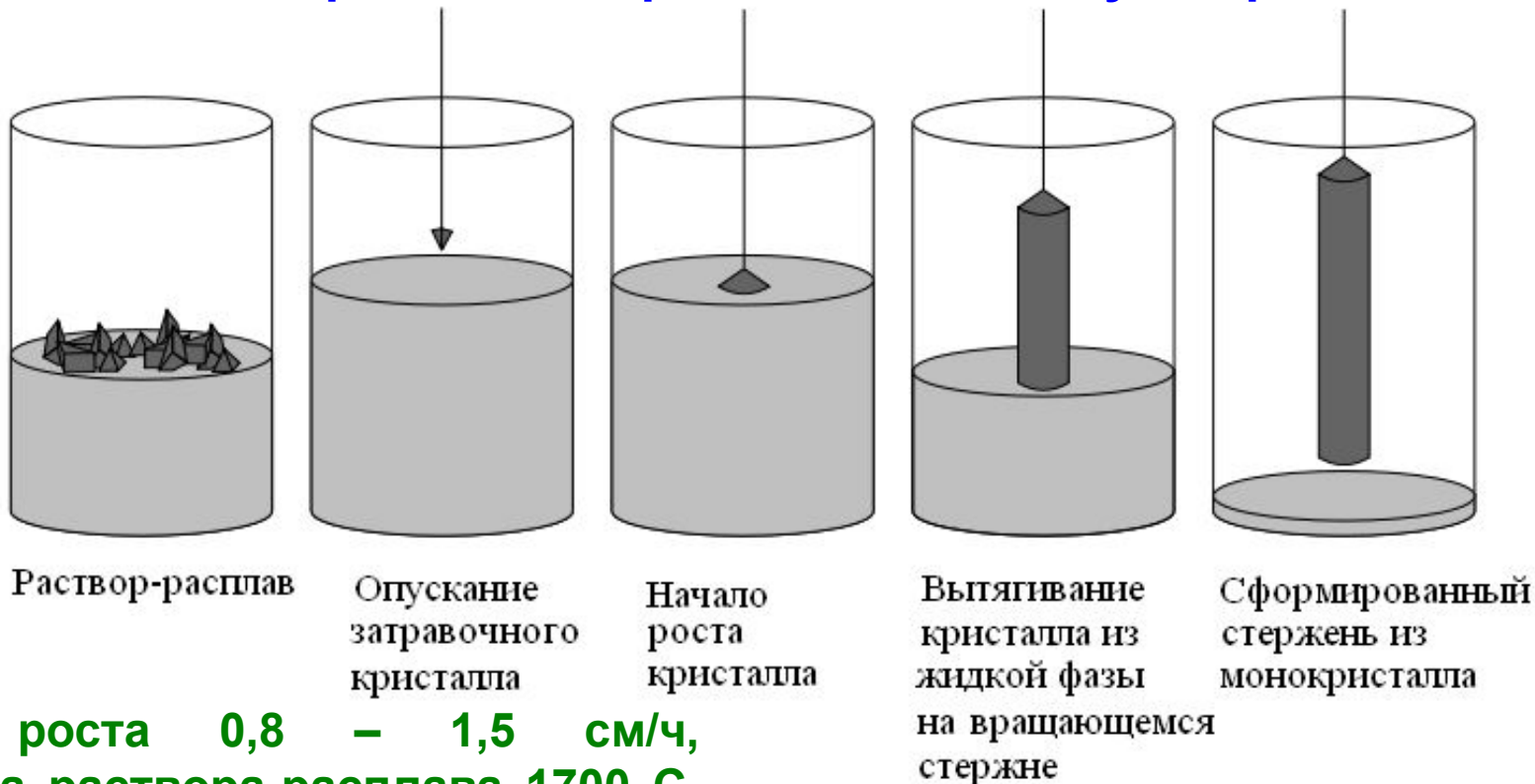
## Технология изготовления ЦМД чипа

- ✓ Выращивание кристаллов немагнитных гранатов для подложек
- ✓ Изготовление самих подложек из массивных кристаллов
- ✓ Выращивание магнитных цмд пленок на подложках
- ✓ Обработка цмд пленок (например, ионная имплантация для подавления жестких цмд)
- ✓ Создание управляющих структур на цмд пленке
- ✓ Разрезание полученных пластин на одиночные приборные чипы.

# Выращивание подложек

(немагнитная и монокристаллическая, твердая, плоская, гладкая, бездефектная, обладать малой электропроводностью и большой теплоемкостью, постоянная решетки подложки должна быть близка к постоянной решетки пленки)

## Выращивание монокристаллов гранатов по методу Чохральского



**Скорость роста 0,8 – 1,5 см/ч,  
температура раствора-расплава 1700 С,  
скорость вращения 20-25 об/мин.**





**Ян Чохра́льский**  
(1885 — 1953) —  
польский химик,  
изобретатель широко  
известного в настоящее  
время метода  
выращивания  
монокристаллов из  
расплава путём  
вытягивания их вверх от  
свободной поверхности,  
названного впоследствии  
его именем.

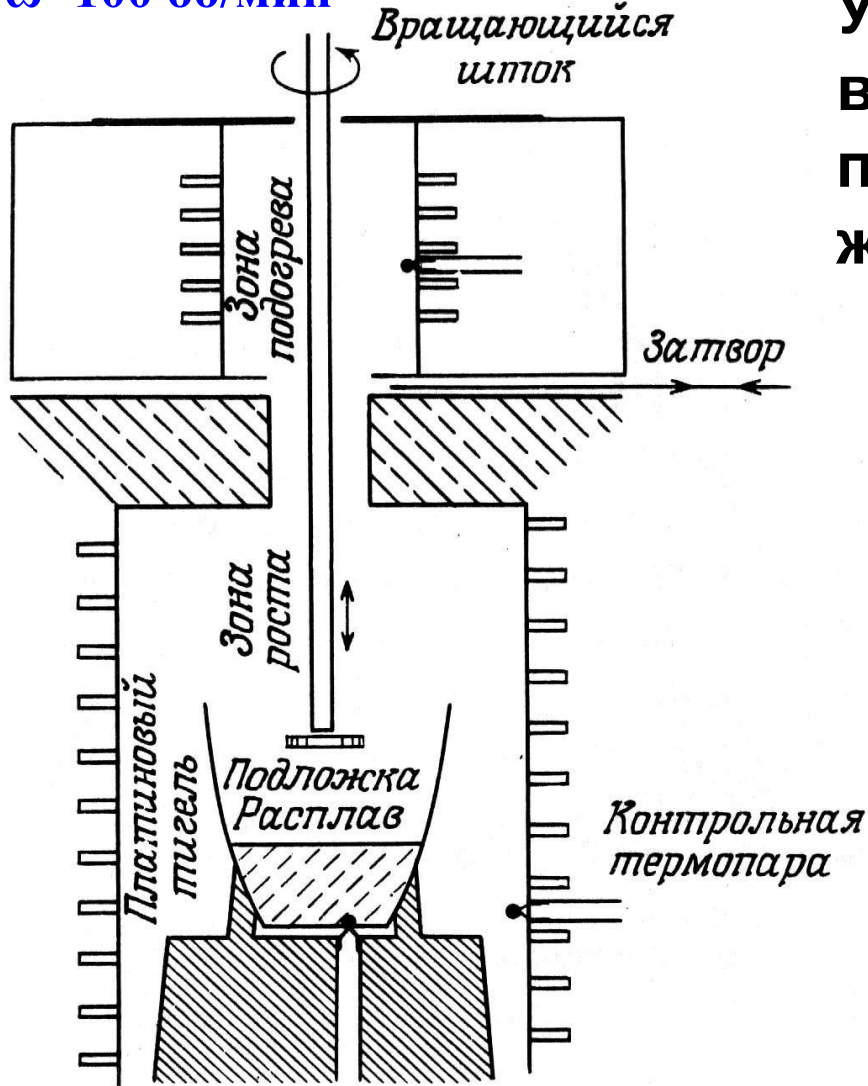
## Подготовка подложки.

Для получения из монокристаллической булы законченной подложки необходимо выполнить операции:

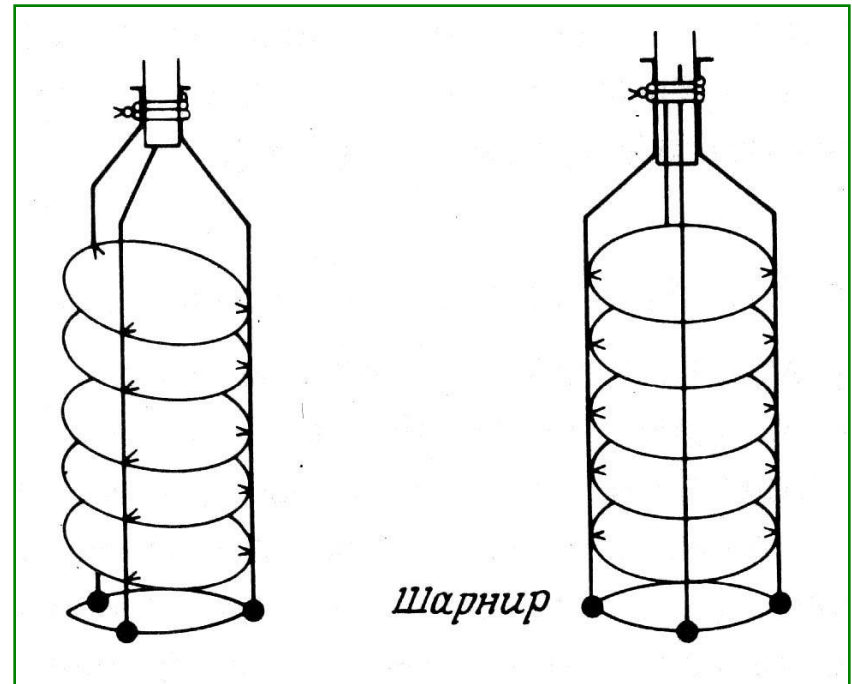
- С помощью оптического контроля определить ориентацию
- Разрезать булю на пластинки
- Отполировать их поверхность: сначала механически, а потом химически (горячей фосфористой кислотой). При полировке снимается около 120 мкм.

# Выращивание пленок.

$\omega=100$  об/мин



Установка для выращивания гранатовых пленок методом жидкофазной эпитаксии



Держатели подложек для выращивания гранатовых пленок

Скорость роста 1 – 3 мкм/мин

# Установка по выращиванию монокристаллов по методу Чохральского (НПО «Карат», Львов, Украина)



Кристаллическая  
буля

$\text{Cd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}:\text{Nd}$

направление

выращивания

[111]



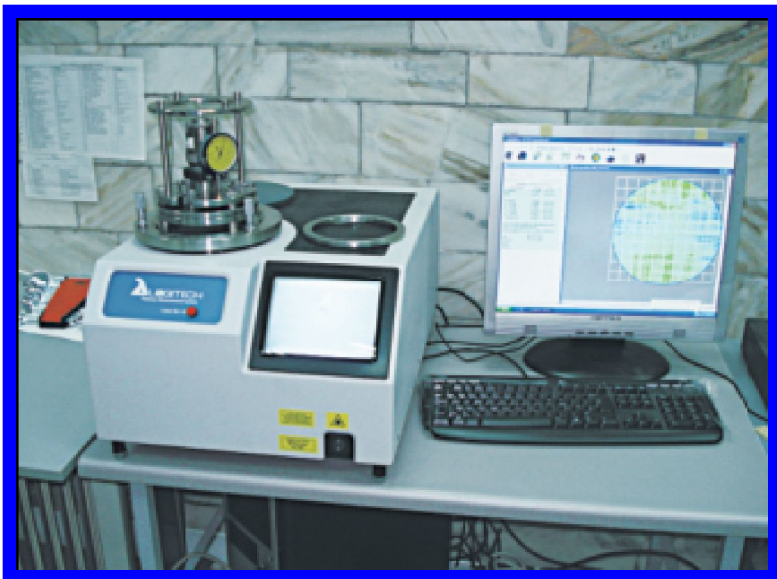
## Станок прецизионной резки монокристаллических материалов



Технологическая линия  
шлифовально-  
полировальных станков



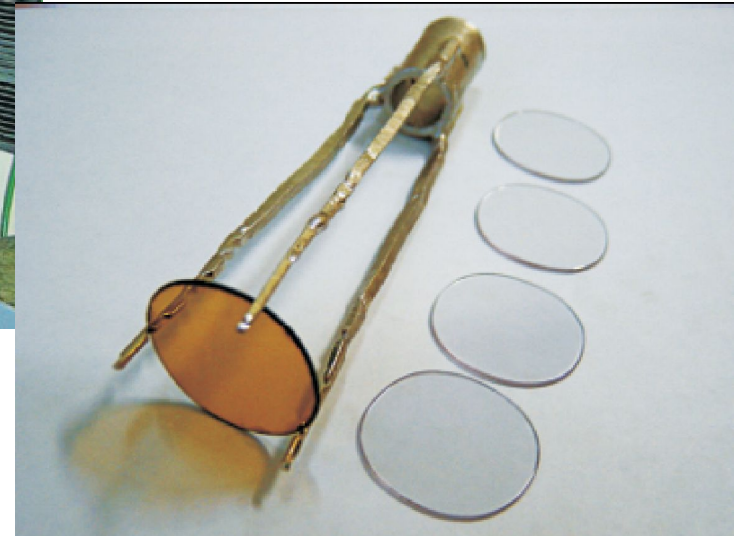
Лазерный интерферометр  
для контроля качества  
обработки рабочих  
поверхностей  
монокристаллических  
оптических элементов



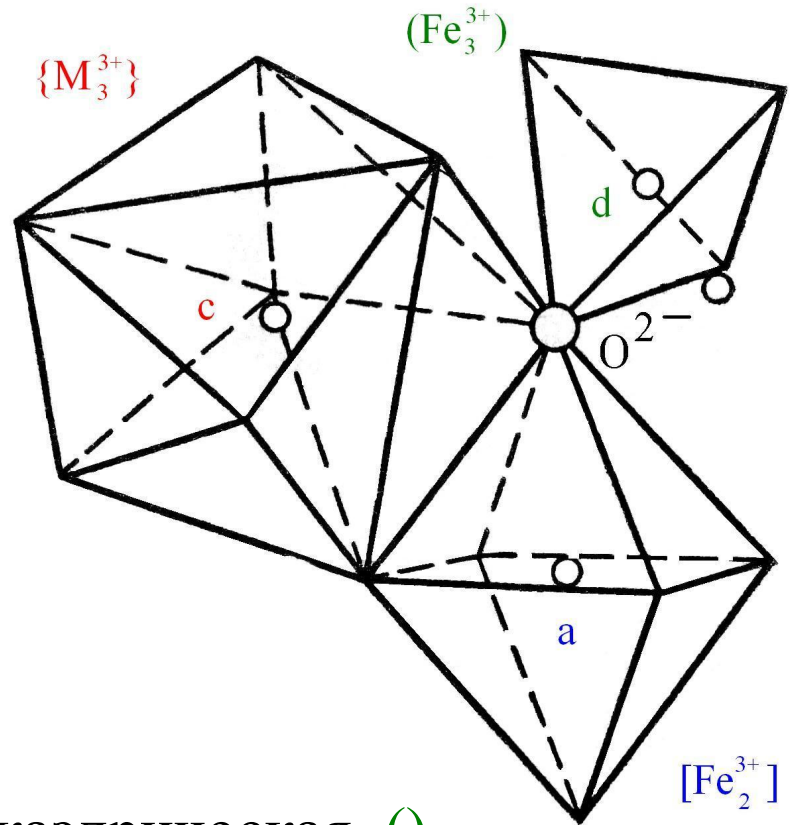
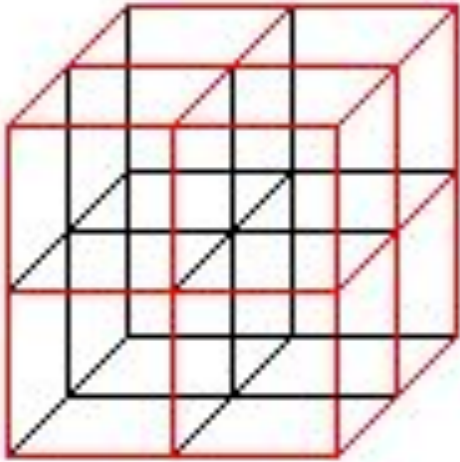
# Установка для выращивания монокристаллических слоев методом жидкофазной эпитаксии



Эпитаксиальные пленки на подложке из гадилий-галлиевого граната



# Ферриты-гранаты

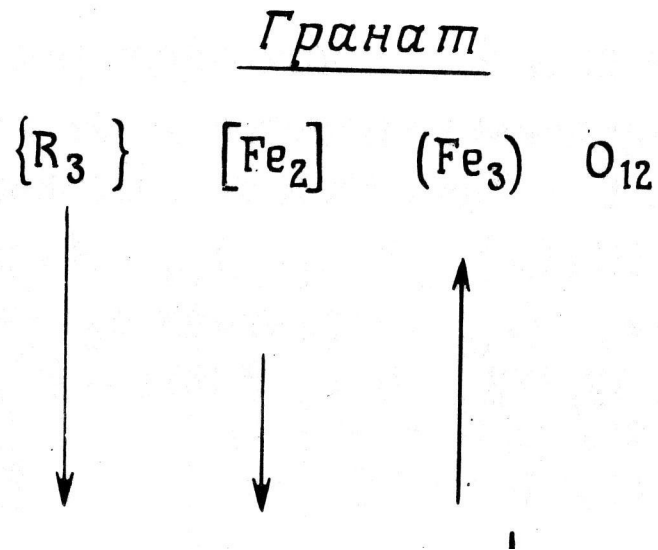


$\{\text{M}_3^{3+}\}(\text{Fe}_3^{3+})[\text{Fe}_2^{3+}]\text{O}_{12}$ ;  $\{\}$  – додекаэдрическая,  $()$  – тетраэдрическая и  $[\ ]$  – октаэдрическая подрешетки.

Ферриты-гранаты  $\text{M}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ,  $\text{M}$  – трехвалентный ион  $\text{Y}$ ,  $\text{Cd}$ ,  $\text{Dy}$ ,  $\text{Ho}$ ,  $\text{Er}$ ,  $\text{Tm}$ ,  $\text{Lu}$ ,  $\text{Yb}$ ,  $\text{Sm}$ ,  $\text{Er}$ ,  $\text{Tb}$ . Кристаллическая структура изоморфна структуре граната  $\text{Ca}_3\text{Al}_2(\text{SiO}_4)_3$ . В элементарной ячейке граната содержится 8 формульных единиц.



# Ферриты-гранаты.



- Сильновзаимодействующие подрешетки железа можно считать единой подрешеткой. Следовательно в первом приближении магнитную структуру граната можно считать **двухподрешеточной**.
- Точка Нееля редкоземельных ферритов-гранатов практически не зависит от входящих в них редкоземельных ионов ( $T_N = 563 \pm 15^\circ \text{ K}$ ).

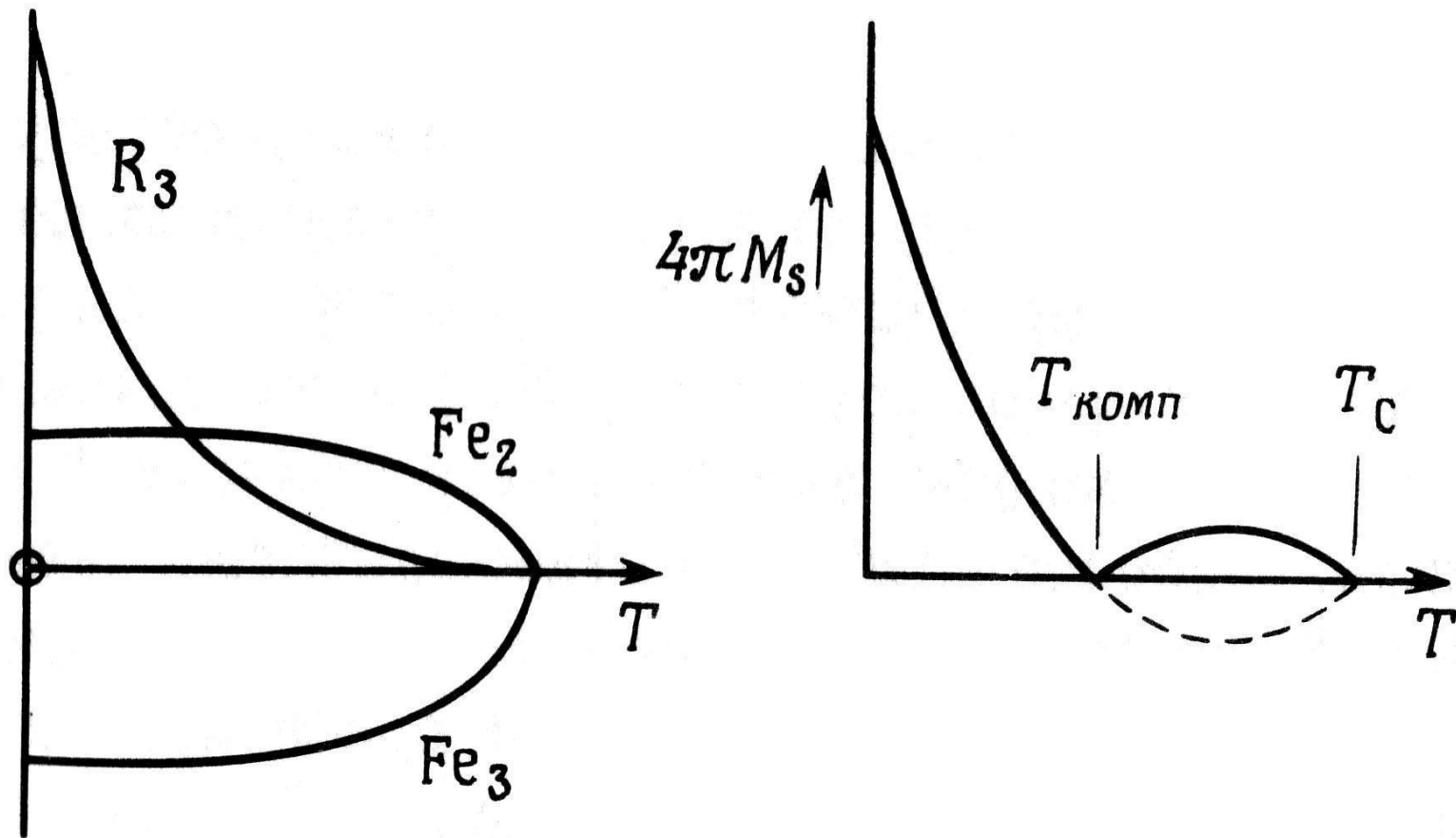
Размер доменов от 0,1 до  $10^3$  мкм;

Намагниченность насыщения до  $2 \cdot 10^3$  Гс;

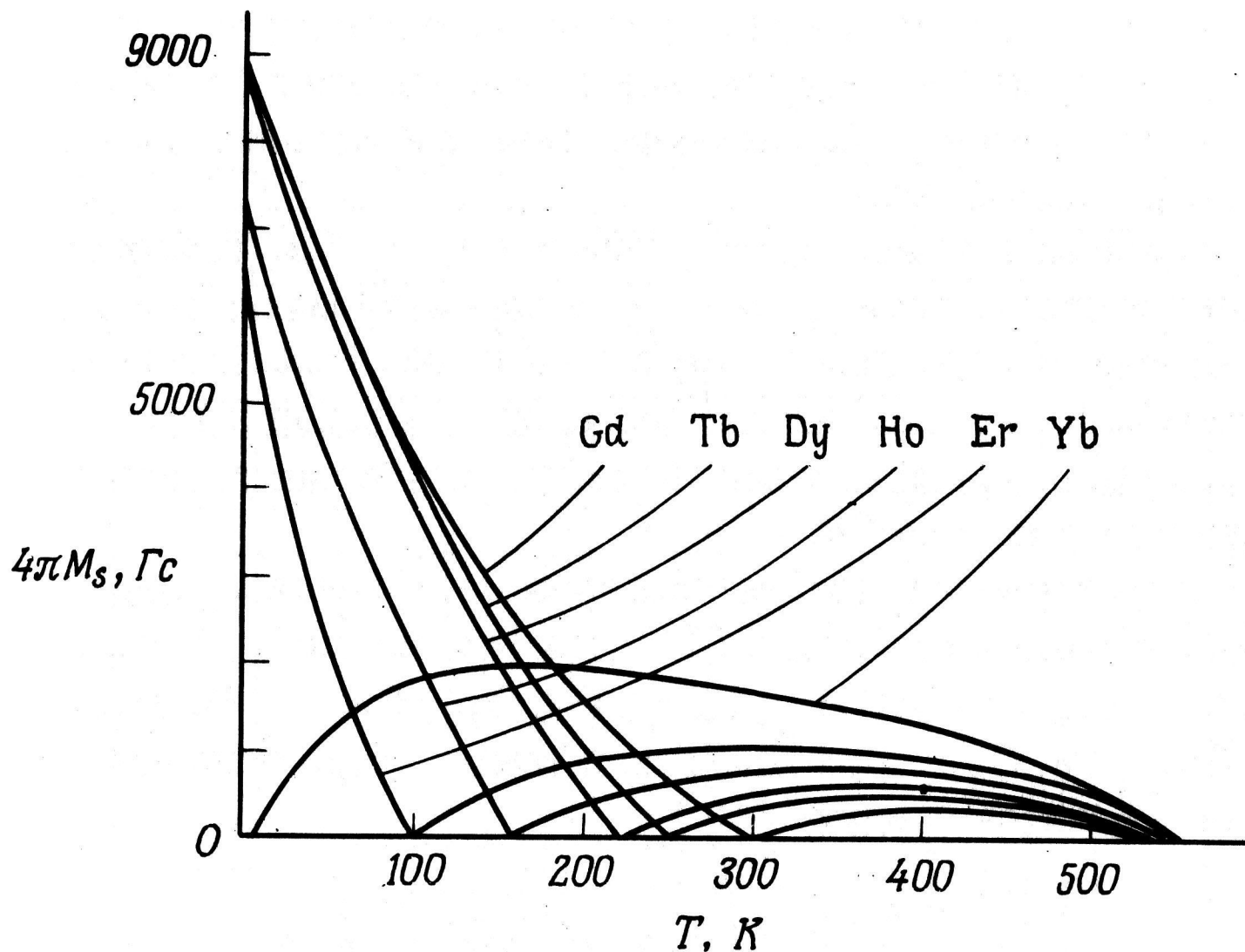
Константа одноосной анизотропии от  $10^{-3}$  до  $10^5$  эрг/см<sup>3</sup>;

Параметр затухания Гильберта от  $10^{-4}$  до 1.





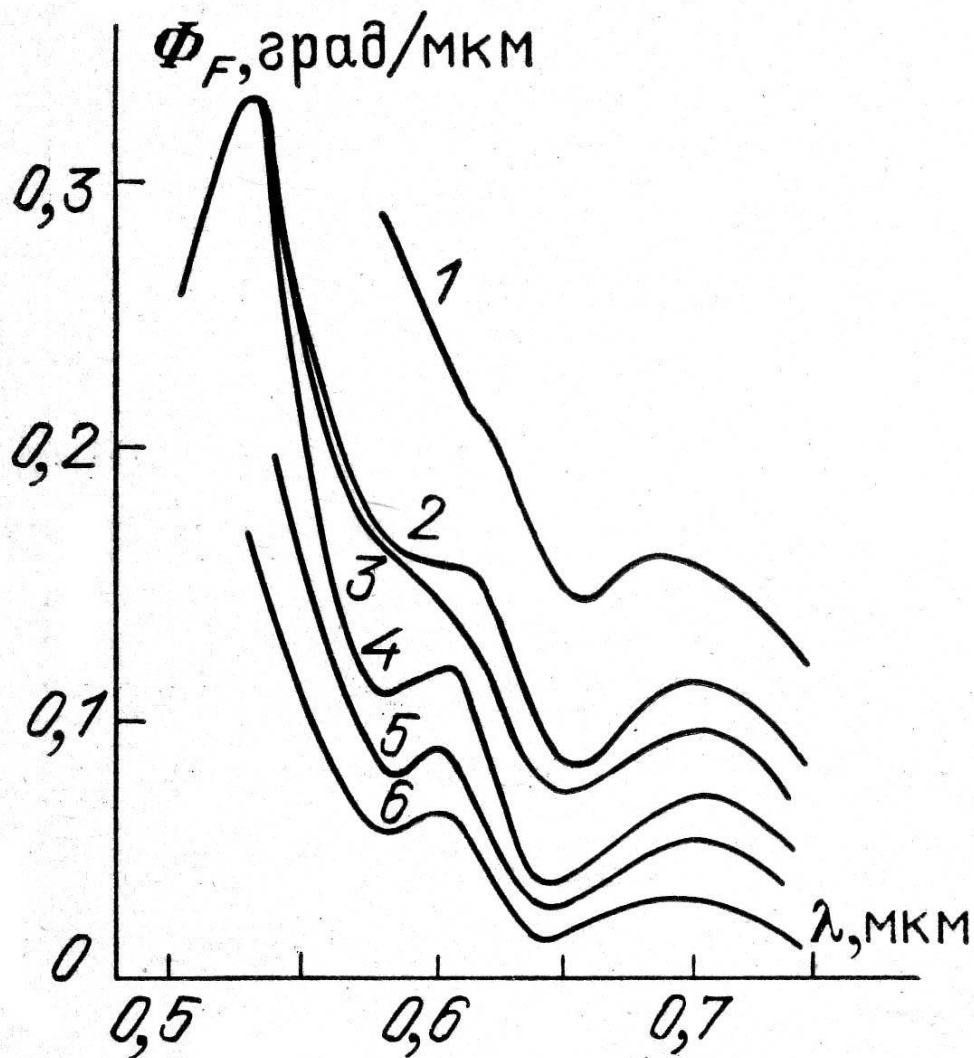
Температурная зависимость парциальных и результирующей намагниченностей в случае, когда существует температура компенсации.



Температурная зависимость намагниченностей некоторых редкоземельных ферритов-гранатов.

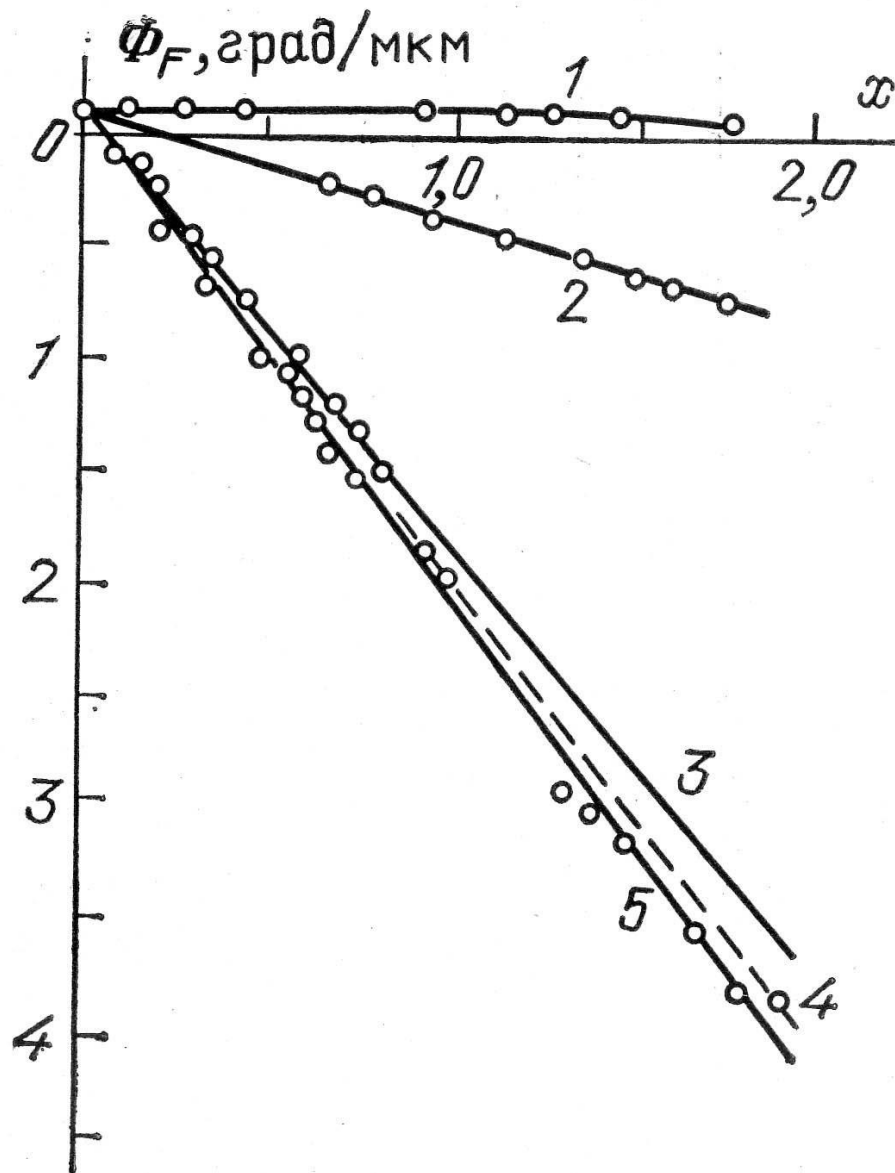
# Основные механизмы вращения плоскости поляризации света в ферритах-гранатах. ( $R_3Fe_5O_{12}$ )

- Гиромагнитный, связан с ферромагнитным и обменным резонансами, собственные частоты которых лежат в далекой ИК области;
- Гироэлектрический обменный, связан с обменным расщеплением энергетических уровней редкоземельных ионов;
- Гироэлектрический спин-орбитальный, связан со спин-орбитальным расщеплением энергетических уровней ионов железа;
- Гироэлектрический, связан с интенсивными электронными переходами в редкоземельных ионах, собственные частоты которых расположены в УФ области спектра.

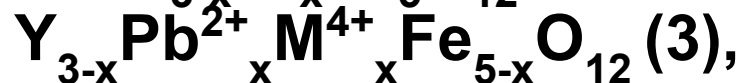


Дисперсия эффекта  
Фарадея в  
редкоземельных  
ферритах-гранатах

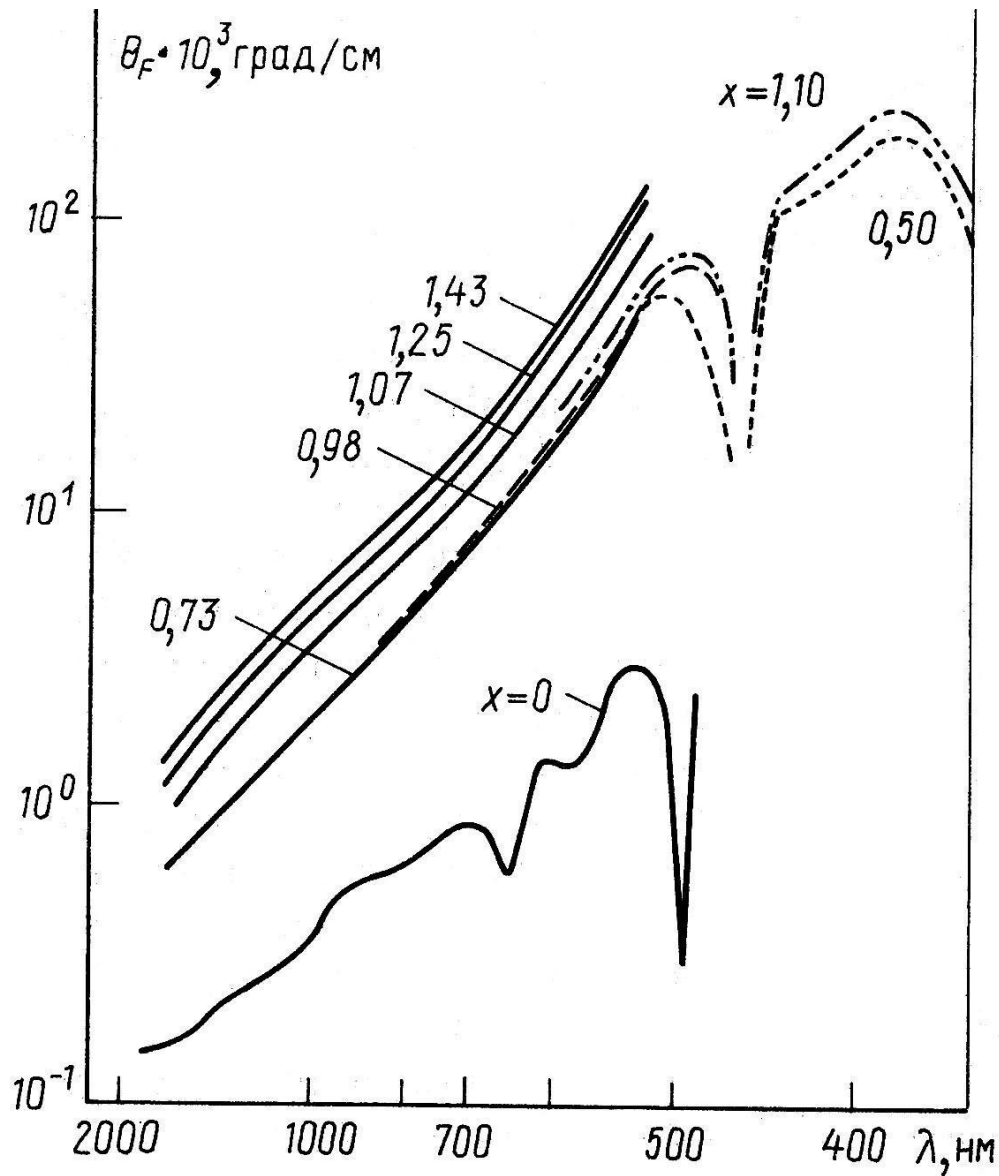
$R_3Fe_5O_{12}$ :  
 R= Tb(1)65;  
 Gd (2)64;  
 Dy (3)66;  
 Y (4)39;  
 Eu (5)63;  
 Er (6)68.



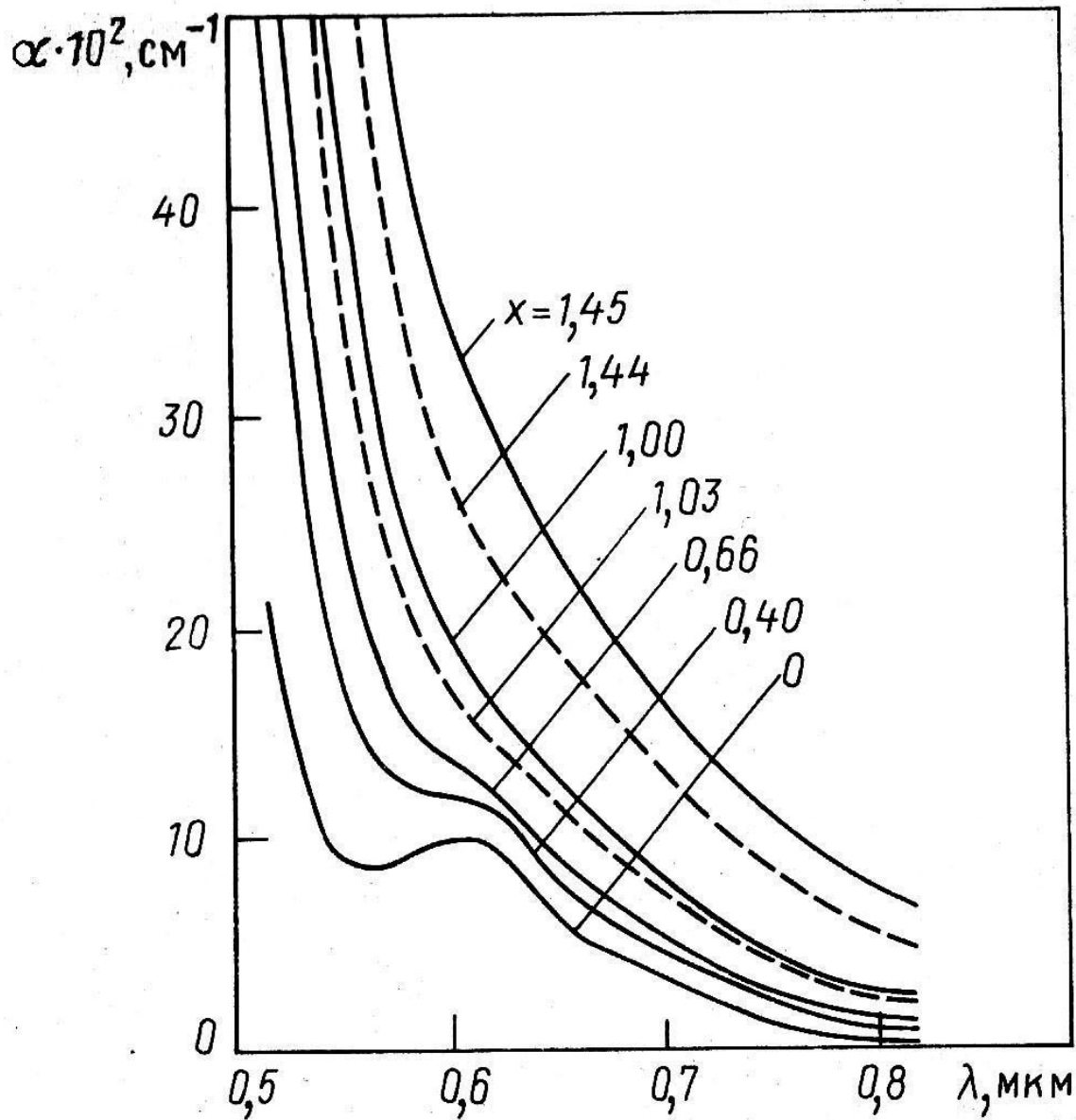
Концентрационная  
зависимость эффекта  
Фарадея в пленках  
состава



$\lambda=0,63$  мкм.



**Спектры  
 удельного  
 фарадеевского  
 вращения  
 системы  
 $R_{3-x}Bi_xFe_5O_{12}$  с  
 различным  
 содержанием  
 висмута.**



**Спектры  
поглощения  
системы  
 $\text{Y}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  с  
различным  
содержанием  
висмута.**

$$I = I_0 e^{-\alpha \cdot z}$$

$I_0, I$  - интенсивность  
падающего и  
прошедшего  
света

# Ферриты-гранаты

- В первом приближении магнитную структуру граната можно считать двухподрешеточной.
- Магнитные свойства изменяются в широком диапазоне.
- Материалы удобные для магнитооптических исследований.



# Эффект Фарадея в двухподрешеточном ферритмагнетике

$$\begin{cases} \frac{d\vec{M}_1}{dt} = \gamma_1 \left[ (\vec{H} + \vec{H}_1^{обм}) \times \vec{M}_1 \right] \\ \frac{d\vec{M}_2}{dt} = \gamma_2 \left[ (\vec{H} + \vec{H}_2^{обм}) \times \vec{M}_2 \right] \end{cases}$$

В состоянии равновесия  $M_1$  и  $M_2$  ориентированы антипараллельно, и вектор намагниченности

$$\vec{M} = \vec{M}_1 + \vec{M}_2$$

при насыщении направлен параллельно магнитному полю  $H$

$$\vec{H}_1^{обм} = v_{11} \vec{M}_1 + v_{12} \vec{M}_2$$

$$\vec{H}_2^{обм} = v_{21} \vec{M}_1 + v_{22} \vec{M}_2$$

$$[v] = \begin{vmatrix} 0 & -v \\ v & 0 \end{vmatrix}$$

обменные константы

С учетом вида тензора  $\nu$

$$\vec{H}_1^{обм} = -\nu \vec{M}_2$$

$$\vec{H}_2^{обм} = \nu \vec{M}_1$$

Уравнения Ландау-Лифшица имеют вид:

$$\begin{cases} \frac{d\vec{M}_1}{dt} = \gamma_1 [\vec{H} \times \vec{M}_1] + \gamma_1 [\vec{H}_1^{обм} \times \vec{M}_1] \\ \frac{d\vec{M}_2}{dt} = \gamma_2 [\vec{H} \times \vec{M}_2] + \gamma_2 [\vec{H}_2^{обм} \times \vec{M}_2] \end{cases}$$

Эти уравнения описывают прецессию векторов  $M_1$  и  $M_2$ , связанных друг с другом обменным взаимодействием, которое характеризуется константой обменного поля  $\nu$ .

$$\begin{cases} \frac{d\vec{M}_1}{dt} = \gamma_1 [\vec{H} \times \vec{M}_1] - \gamma_1 \nu [\vec{M}_2 \times \vec{M}_1] \\ \frac{d\vec{M}_2}{dt} = \gamma_2 [\vec{H} \times \vec{M}_2] + \gamma_2 \nu [\vec{M}_1 \times \vec{M}_2] \end{cases}$$

Найдем собственные частоты этой системы, т.е. частоты, с которыми вектора  $M_1$  и  $M_2$  могут совершать когерентное прецессионное движение вокруг положения равновесия.

Разложим  $M_1$  и  $M_2$  на статические и динамические составляющие

$$\overrightarrow{M}_{1,2} = \overrightarrow{M}_{1,2}^o + \overrightarrow{m}_{1,2}$$

При этом и  $\left| \overrightarrow{M}_{1,2}^o \right| \gg \left| \overrightarrow{m}_{1,2} \right|$   $\overrightarrow{m}_{1,2} \approx e^{i\omega t}$

Если ось  $z$  параллельна полю  $H$  и  $M_{1,2}^o$ , то из-за симметрии системы относительно этой оси, обе динамические составляющие должны обладать круговой поляризацией в плоскости  $xy$ . Поэтому для них справедливы соотношения:

$$m_{(1,2)x} = m_{(1,2)} e^{i\omega t}$$

$$m_{(1,2)y} = -im_{(1,2)x} = -im_{(1,2)} e^{i\omega t}$$

Направления вращения векторов  $m_1$  и  $m_2$  одинаковы и определяются знаком  $\omega$ .

Подставляя векторы  $M_1$  и  $M_2$  в виде сумм динамических и статических слагаемых, проектируя уравнения на оси координат, получим уравнения для амплитуд

# Запишем уравнения системы

$$\frac{d}{dt} \begin{vmatrix} m_1 e^{i\omega t} \\ -im_1 e^{i\omega t} \\ M_1^o \end{vmatrix} = \gamma_1 \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ 0 & 0 & H \\ m_1 e^{i\omega t} & -im_1 e^{i\omega t} & M_1^o \end{vmatrix} - \gamma_1 \nu \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ -im_2 e^{i\omega t} & -im_2 e^{i\omega t} & M_2^o \\ m_1 e^{i\omega t} & -im_1 e^{i\omega t} & M_1^o \end{vmatrix}$$

$$\frac{d}{dt} \begin{vmatrix} m_2 e^{i\omega t} \\ -im_2 e^{i\omega t} \\ M_2^o \end{vmatrix} = \gamma_2 \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ 0 & 0 & H \\ m_2 e^{i\omega t} & -im_2 e^{i\omega t} & M_2^o \end{vmatrix} + \gamma_2 \nu \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ m_1 e^{i\omega t} & -im_1 e^{i\omega t} & M_1^o \\ m_2 e^{i\omega t} & -im_2 e^{i\omega t} & M_2^o \end{vmatrix}$$

Уравнение для x компонент первого и второго уравнений:

$$i\omega m_1 e^{i\omega t} = \gamma_1 (im_1 H e^{i\omega t}) - \gamma_1 \nu (-im_2 M_1^o e^{i\omega t} + im_1 M_2^o e^{i\omega t})$$

$$i\omega m_2 e^{i\omega t} = \gamma_2 (im_2 H e^{i\omega t}) + \gamma_2 \nu (-im_1 M_2^o e^{i\omega t} + im_2 M_1^o e^{i\omega t})$$

Сгруппируем по  $m_1$  и  $m_2$ :

$$\begin{cases} m_1(\omega - \gamma_1 H + \gamma_1 v M_2^o) - \gamma_1 v M_1^o m_2 = 0 \\ \gamma_2 v M_2^o m_1 + m_2(\omega - \gamma_2 H - \gamma_2 v M_1^o) = 0 \end{cases} \quad M_{1,2}^o \approx M_{1,2}$$

Где  $M_{1,2} = \left| \overrightarrow{M}_{1,2} \right|$  и  $M_1 > M_2$

Однородная система уравнений имеет решение, если ее определитель равен нулю.

$$(\omega - \gamma_1 H + \gamma_1 v M_2)(\omega - \gamma_2 H - \gamma_2 v M_1) + \gamma_1 \gamma_2 v^2 M_1 M_2 = 0$$

$$\omega^2 - \omega(H(\gamma_1 + \gamma_2) + v(\gamma_2 M_1 - \gamma_1 M_2)) + \gamma_1 \gamma_2 H^2 + \\ - H v \gamma_1 \gamma_2 (M_1 - M_2) = 0$$

$$\omega_{1,2} = \frac{1}{2} [H(\gamma_1 + \gamma_2) + v(\gamma_2 M_1 - \gamma_1 M_2) \pm \pm \left\{ H^2(\gamma_2 - \gamma_1)^2 + 2Hv(\gamma_1 - \gamma_2)(\gamma_1 M_2 + \gamma_2 M_1) + v^2(\gamma_1 M_2 - \gamma_2 M_1)^2 \right\}^{0,5} ]$$

Обменные поля составляют порядка  $10^5 - 10^7$  Э и, следовательно,

$$\text{как правило } H < v(M_1 - M_2)$$

Преобразуем выражения  $\omega_{1,2}$  для

Пренебрежем первым слагаемым под корнем и разложим в ряд.

$$\omega_{1,2} = \frac{1}{2} \left[ H(\gamma_1 + \gamma_2) + v(\gamma_2 M_1 - \gamma_1 M_2) \left\{ 1 \pm 1 \pm \frac{H(\gamma_1 - \gamma_2)(\gamma_1 M_2 + \gamma_2 M_1)}{v(\gamma_2 M_1 - \gamma_1 M_2)^2} \right\} \right]$$

Рассмотрим «высокую» и «низкую» частоты

## «Высокая» частота

$$\omega_1 = \frac{1}{2} \left[ \cancel{H(\gamma_1 + \gamma_2)} + \nu(\gamma_2 M_1 - \gamma_1 M_2) \left\{ 2 + \frac{H(\gamma_1 - \gamma_2)(\gamma_1 M_2 + \gamma_2 M_1)}{\nu(\gamma_1 M_2 - \gamma_2 M_1)^2} \right\} \right]$$

Пренебрежем слагаемыми с Н

$$\omega_1 = \frac{1}{2} [2\nu(\gamma_2 M_1 - \gamma_1 M_2)] = \nu(\gamma_2 M_1 - \gamma_1 M_2)$$

Эта частота определяется эффективным обменным полем – частота обменного резонанса.

$$\omega_1 = \omega_{обм}$$

Лежит в далекой ИК области.

## «Низкая» частота

$$\begin{aligned}\omega_2 &= \frac{1}{2} \left[ H(\gamma_1 + \gamma_2) - \cancel{\gamma_2 M_1 - \gamma_1 M_2} \left\{ \frac{H(\gamma_1 - \gamma_2)(\gamma_1 M_2 + \gamma_2 M_1)}{\cancel{\gamma_2 M_1 - \gamma_1 M_2}^2} \right\} \right] = \\ &= \frac{H}{2} \left[ \frac{2\gamma_1\gamma_2 M_1 - 2\gamma_1\gamma_2 M_2}{\gamma_2 M_1 - \gamma_1 M_2} \right] = \frac{\cancel{2}H\gamma_1\gamma_2}{\cancel{2}} \left[ \frac{M_1 - M_2}{\gamma_2 M_1 - \gamma_1 M_2} \right] = \\ &= H \frac{M_1 - M_2}{\frac{M_1}{\gamma_1} - \frac{M_2}{\gamma_2}} = \gamma_{\text{эфф}} H = \omega_r\end{aligned}$$

Частота  $\omega_r$  не зависит от константы молекулярного поля и совпадает с обычной резонансной частотой ферромагнетика с гиромагнитным отношением  $\gamma_{\text{эфф}}$ .

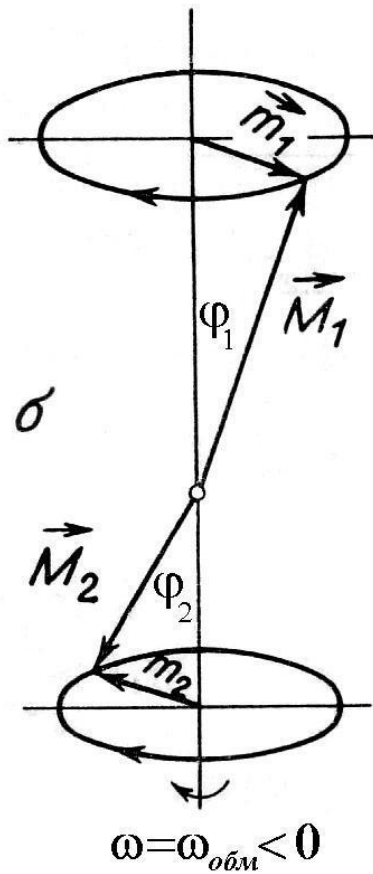
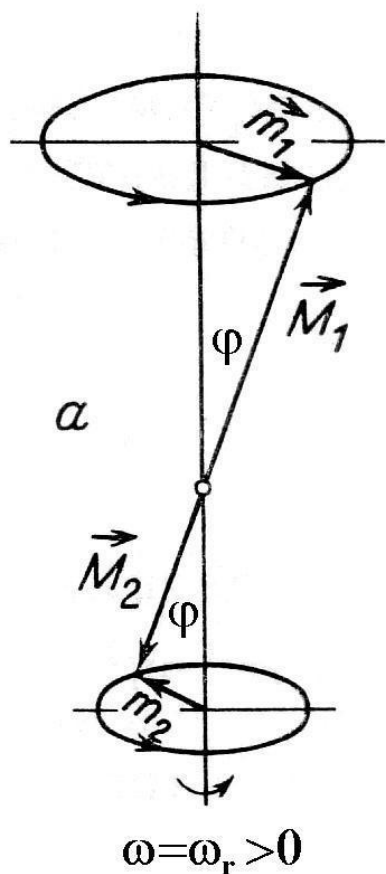
$$\gamma_{\text{эфф}} = \frac{\frac{M_1}{\gamma_1} - \frac{M_2}{\gamma_2}}{\frac{M_1}{\gamma_1} - \frac{M_2}{\gamma_2}}$$

Величина  $\gamma_{\text{эфф}}$  характеризует гиромагнитные свойства вещества как единой системы и имеет смысл только в том случае, когда вектора  $M_1$  и  $M_2$  параллельны. В случае, когда  $\gamma_1 = \gamma_2$ ,  $\omega_r$  – это частота ферромагнитного резонанса.

Эта частота находится в СВЧ области.



# Типы прецессий в ферритмагнетике с двумя подрешетками $M_1 > M_2$ :



Частоты  $\omega_r$  и  $\omega_{обм}$  имеют противоположные знаки, следовательно, соответствующие им прецессии происходят в противоположных направлениях.

Т.о. ферритмагнетик с двумя подрешетками имеет две различные собственные частоты. Одна из них совпадает с резонансной частотой ферромагнетика, а вторая является прямым следствием наличия подрешеток.

Если в уравнение Ландау-Лифшица добавить член, учитывающий высокочастотное поле, и решить его аналогично случаю ферромагнетика, то можно получить выражения для компонент тензора восприимчивости.

$$\theta_F = \frac{\gamma \sqrt{\varepsilon \mu} M_0}{c}$$

Удельное фарадеевское вращение в ферромагнетике:

Аналогичный расчет для двухподрешеточного ферримагнетика при  $\omega \gg \omega_r, \omega_{обм}$

$$\theta_F = \frac{\sqrt{\varepsilon \mu} (\gamma_1 M_1 - \gamma_2 M_2)}{c}$$

Переписывая эту формулу в виде

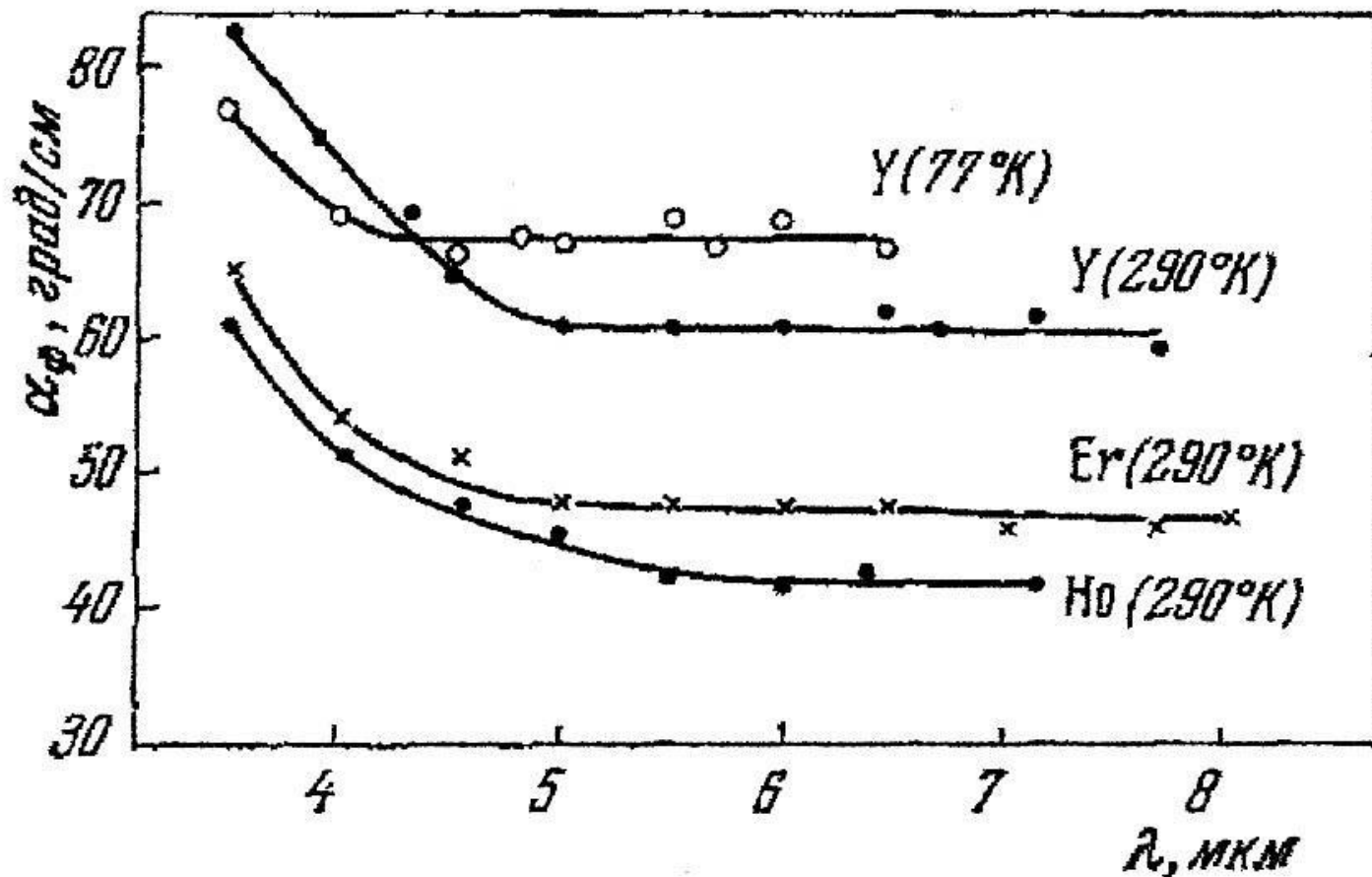
$$\theta_F = \frac{\sqrt{\varepsilon \mu}}{c} \left( \gamma_{эфф} M - \frac{\gamma_{эфф} M_1 M_2 (\gamma_1 - \gamma_2)^2}{\gamma_1 \gamma_2 M} \right)$$

$$M = M_1 - M_2$$

$$\gamma_{эфф} = \frac{M_1 - M_2}{\frac{M_1}{\gamma_1} - \frac{M_2}{\gamma_2}}$$

видно, что  $\theta_F$  определяется вкладом как ферромагнитного (первое слагаемое), так и обменного резонансов.

**Эффект Фарадея в ферритах-гранатах иттрия (Y), эрбия (Er) и гольмия (Ho) в инфракрасной области спектра при  $T=290^{\circ}\text{K}$  и в феррите-гранате иттрия при  $T=77^{\circ}\text{K}$**



Частотно-независимый эффект Фарадея – следствие магнитной восприимчивости на оптических частотах.

# Магнитооптические материалы.

- Магнитооптическая добротность
- Пленки ферритов-гранатов.
  - ✓ Выращивание
  - ✓ Магнитооптические свойства
  - ✓ Эффект Фарадея в двухподрешеточном ферримагнетике
- Ортоферриты
- Борат железа