

Лекция 5

Фазовый синхронизм в кристаллах

Линейная кристаллооптика

$$\begin{aligned}\operatorname{div} \tilde{\mathbf{D}} &= 0 \\ \operatorname{div} \tilde{\mathbf{B}} &= 0 \\ \operatorname{rot} \tilde{\mathbf{E}} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \tilde{\mathbf{B}}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \tilde{\mathbf{B}} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \tilde{\mathbf{D}}}{\partial t}\end{aligned}$$

$$\tilde{\mathbf{V}} = \int \mathbf{V} e^{-i\omega t + i(\mathbf{k}\mathbf{R})} d\omega d\mathbf{k}$$

уравнения Максвелла
для Фурье-амплитуд

$$(\mathbf{k} \cdot \mathbf{D}) = 0$$

$$(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}) = 0$$

$$[\mathbf{k} \times \mathbf{E}] = \omega \mathbf{B}/c$$

$$[\mathbf{k} \times \mathbf{B}] = -\omega \mathbf{D}/c$$

$$[\mathbf{k} \times [\mathbf{k} \times \mathbf{E}]] = \omega [\mathbf{k} \times \mathbf{B}]/c = -\omega^2 \mathbf{D}/c^2$$

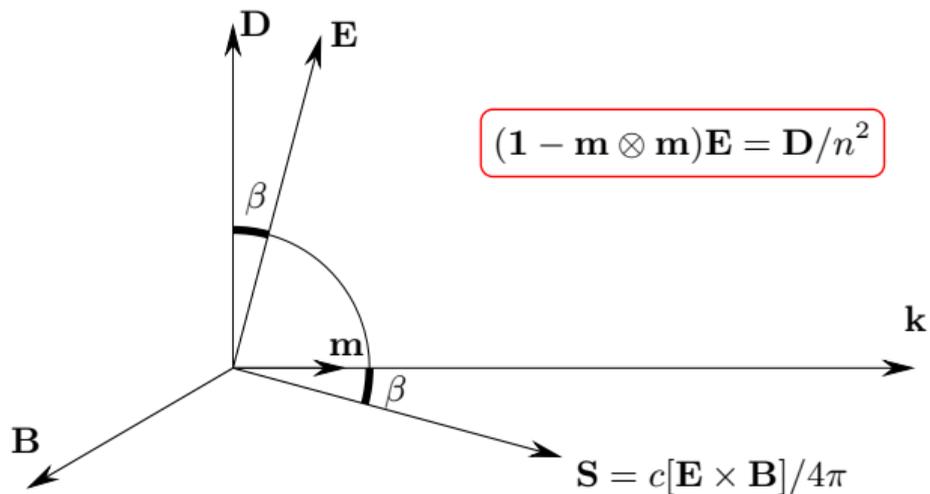
Подставим $\mathbf{k} = \mathbf{m}\omega n/c$ и связь $\mathbf{D} = \hat{\epsilon} \cdot \mathbf{E}$, где $|\mathbf{m}| = 1$ и $\hat{\epsilon} \equiv \hat{\epsilon}(\omega)$:

$$\mathbf{E} - \mathbf{m}(\mathbf{m} \cdot \mathbf{E}) = \mathbf{D}/n^2$$

$$(\mathbf{1} - \mathbf{m} \otimes \mathbf{m}) \hat{\epsilon}^{-1} \cdot \mathbf{D} = \mathbf{D}/n^2$$

это задача на на СЗ и СВ тензора $(\mathbf{1} - \mathbf{m} \otimes \mathbf{m}) \hat{\epsilon}^{-1}$

Векторы э/м волны в кристалле



$$(1 - \mathbf{m} \otimes \mathbf{m})\mathbf{E} = \mathbf{D}/n^2$$

$$(\mathbf{k} \cdot \mathbf{D}) = 0$$

$$(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}) = 0$$

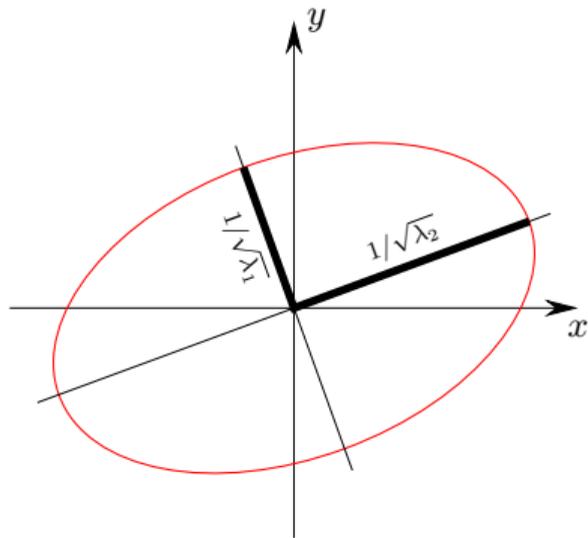
$$[\mathbf{k} \times \mathbf{E}] = \omega\mathbf{B}/c$$

$$[\mathbf{k} \times \mathbf{B}] = -\omega\mathbf{D}/c$$

векторы \mathbf{D} , \mathbf{E} , \mathbf{k} и \mathbf{S} компланарны, все $\perp \mathbf{B}$

если $\mathbf{D} \nparallel \mathbf{E}$ (\mathbf{E} не СВ тензора $\hat{\epsilon}$), вектор Пойнтинга $\mathbf{S} \nparallel \mathbf{k}$ (такой луч «сносит»)

Как искать СЗ и СВ графически?



в 3D это будет эллипсоид

задача: найти СЗ и СВ симметричной матрицы

$$\hat{a} = \begin{pmatrix} a_{xx} & a_{xy} \\ a_{xy} & a_{yy} \end{pmatrix}$$

построим **характеристическую поверхность**

$$(\mathbf{r}\hat{\mathbf{a}}\mathbf{r}) \equiv (\mathbf{r} \cdot \hat{\mathbf{a}}\mathbf{r}) = 1$$

$$a_{xx}x^2 + 2a_{xy}xy + a_{yy}y^2 = 1$$

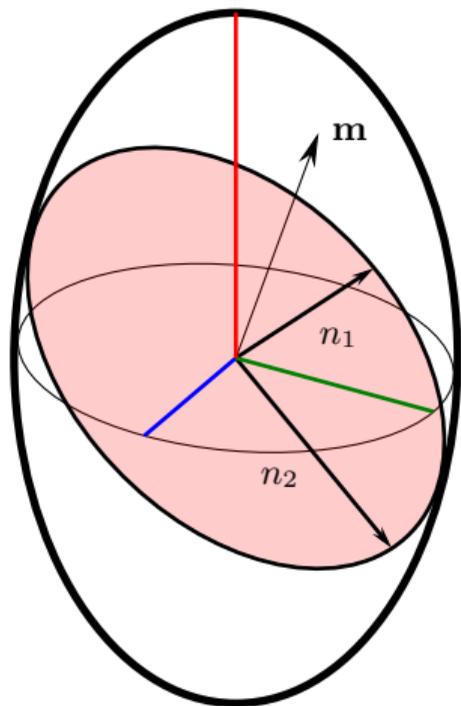
если СЗ положительны, это будет эллипс

СВ параллельны осям эллипса

$$\text{СЗ } \lambda_1 = 1/B^2 \text{ и } \lambda_2 = 1/A^2,$$

где A и B — длины полуосей эллипса

Оптическая индикатриса



$$(\mathbf{1} - \mathbf{m} \otimes \mathbf{m}) \hat{\epsilon}^{-1} \mathbf{D} = \mathbf{D}/n^2$$

введем XYZ вдоль СВ тензора $\hat{\epsilon}$
построим хар. пов-ть для тензора $\hat{\epsilon}^{-1}$

это будет эллипсоид с полуосями

$$\sqrt{\epsilon_{XX}}, \sqrt{\epsilon_{YY}}, \sqrt{\epsilon_{ZZ}}$$

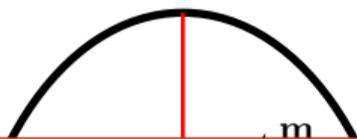
рассечем эллипсоид плоскостью $\perp \mathbf{m}$
в сечении получится эллипс

длины полуосей этого эллипса
равны разрешенным значениям $n_{1,2}$

оси этого эллипса параллельны
СВ тензора $(\mathbf{1} - \mathbf{m} \otimes \mathbf{m}) \hat{\epsilon}^{-1}$
т.е. разрешенным направлениям $\mathbf{D}_{1,2}$

Оптическая индикатриса

$$(\mathbf{1} - \mathbf{m} \otimes \mathbf{m}) \hat{\epsilon}^{-1} \mathbf{D} = \mathbf{D}/n^2$$



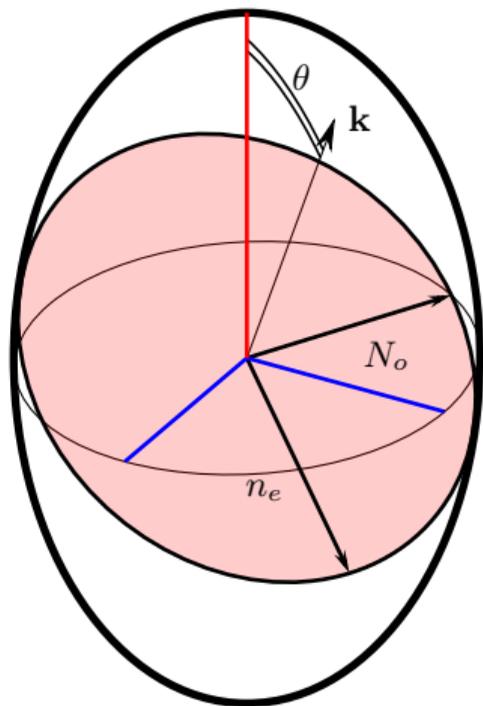
для **любого** направления волнового вектора \mathbf{k}
разрешены **две** волны с ортогонально ориентированными \mathbf{D}_1 и \mathbf{D}_2

обе линейно поляризованы (если $\hat{\epsilon}$ действительный)
и имеют разные показатели преломления n_1 и n_2 ,
которые определяются направлением волнового вектора \mathbf{k}

произвольно поляризованная волна
распадается на две вышеуказанные составляющие

оси этого эллипса параллельны
СВ тензора $(\mathbf{1} - \mathbf{m} \otimes \mathbf{m}) \hat{\epsilon}^{-1}$
т.е. разрешенным направлениям $\mathbf{D}_{1,2}$

Одноосные кристаллы



$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = N_o^2; \epsilon_{zz} = N_e^2$$

хар. пов-ть — эллипсоид вращения
ось OZ называется оптической осью

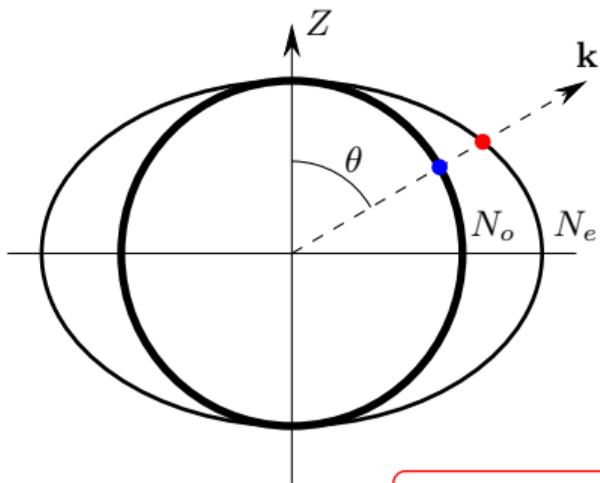
сечение индикатрисы зависит
только от угла θ между \mathbf{k} и OZ

в любом случае $n_1(\theta) = N_o$,
а $n_2(\theta)$ лежит между N_o и N_e

волна с $n_1 = N_o$ — обыкновенная
поляризована $\perp OZ$
обыкновенный луч не «сносит»

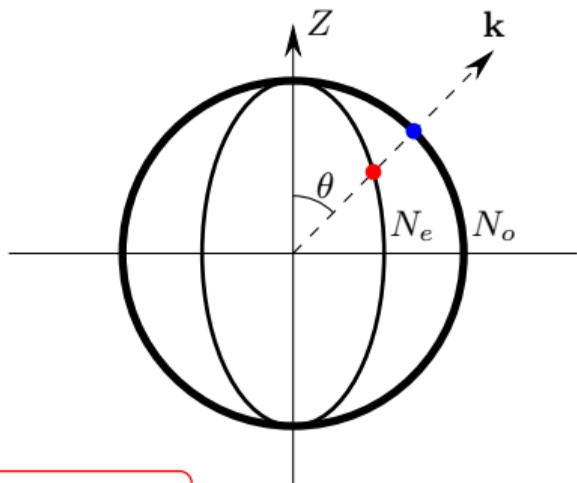
волна с $n_2(\theta)$ — необыкновенная
необыкновенный луч «сносит»
если, конечно, $\theta \neq 90^\circ$

Поверхности n для одноосного кристалла



$$N_e > N_o$$

оптически положительный кристалл



$$N_e < N_o$$

оптически отрицательный кристалл

$$n_o(\theta) = N_o$$
$$n_e(\theta) = \frac{N_o N_e}{\sqrt{N_e^2 \cos^2 \theta + N_o^2 \sin^2 \theta}}$$

Скалярный *ооe*-синхронизм для ГВГ

условие синхронизма: $n_{2\omega} = n_{\omega}$

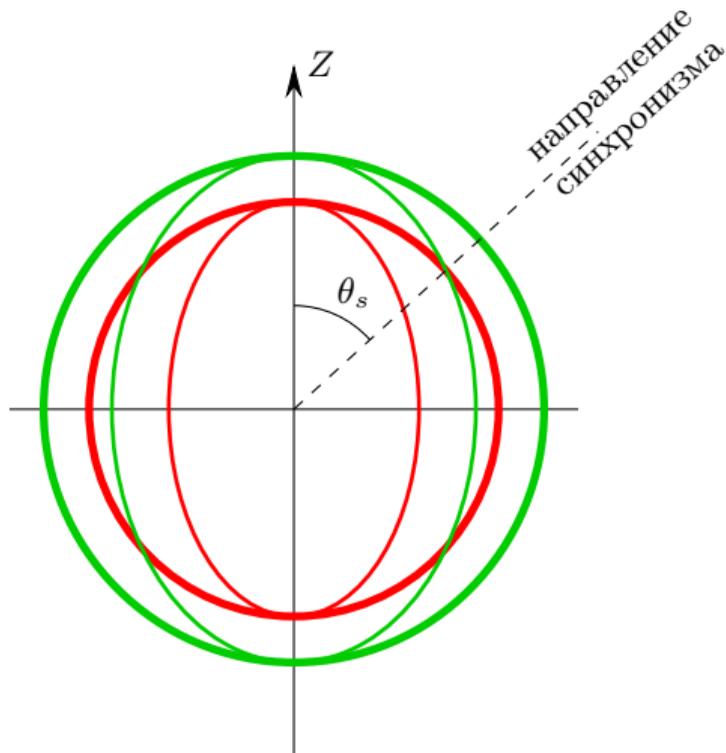
в случае нормальной дисперсии

$$N_{2\omega o} > N_{\omega o} \text{ и } \Delta k < 0$$

но если $N_{2\omega e} \leq N_{\omega o}$,

то при определенном $\theta = \theta_s$

$$n_{2\omega e}(\theta_s) = N_{\omega o}$$



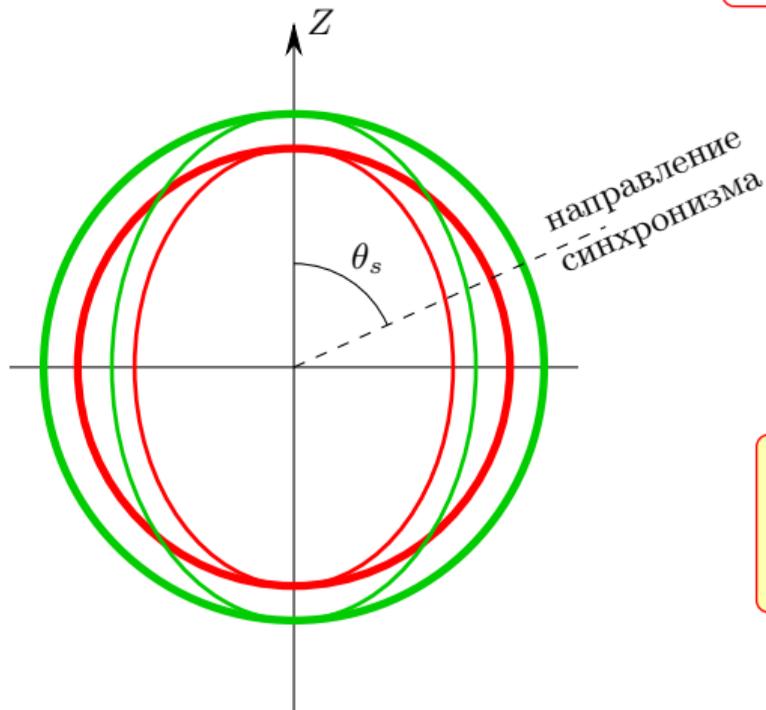
в случае нормальной дисперсии
берем оптически отрицательный кристалл

накачка должна быть обыкновенной:
поляризована $\perp OZ$, её не «сносит»

$$\tan^2 \theta_s = \frac{N_{\omega o}^{-2} - N_{2\omega o}^{-2}}{N_{2\omega e}^{-2} - N_{\omega o}^{-2}}$$

Скалярный *ооe*-синхронизм для ГВГ

рассмотрим ГВГ, как вырожденную ГСЧ
условие синхронизма: $n_1 + n_2 = 2n_3$



накачка-1: обыкновенная волна

$$n_1 = N_{\omega_0}$$

накачка-2: необыкновенная волна

$$n_2 = n_{\omega_e}(\theta)$$

сигнал: необыкновенная волна

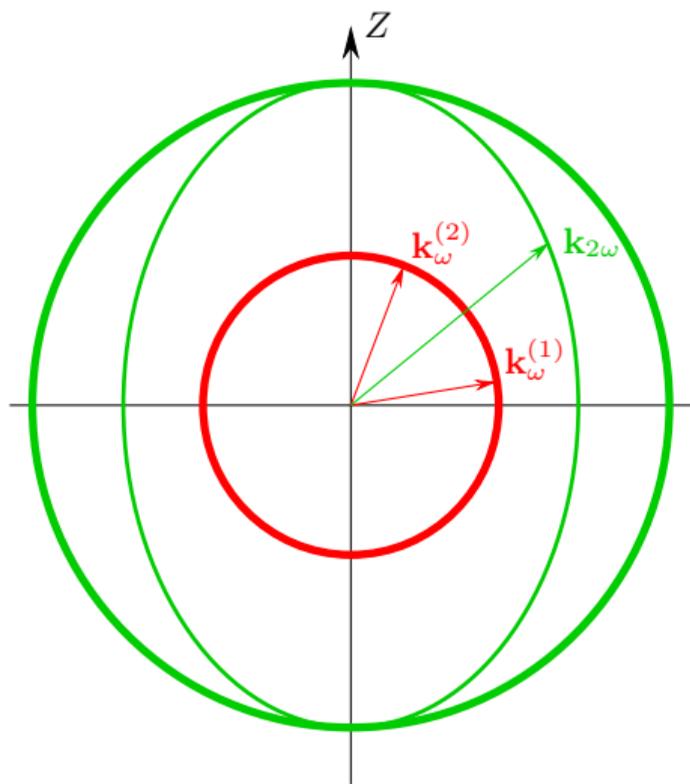
$$n_3 = n_{2\omega_e}(\theta)$$

угол синхронизма находится из условия

$$N_{\omega_0} + n_{\omega_e}(\theta_s) = 2n_{2\omega_e}(\theta_s)$$

$$\theta_s^{(ooe)} < \theta_s^{(oeo)}$$

Векторный *оо*-синхронизм



волновые вектора накачки
могут быть неколлинеарными
условие синхронизма имеет вид

$$\mathbf{k}_\omega^{(1)} + \mathbf{k}_\omega^{(2)} = \mathbf{k}_{2\omega}$$

для определения углов синхронизма
построим поверхности не n , а самих $k = \omega n/c$

для пучка на 2ω поверхность будет
«в два раза больше»

углы синхронизма зависят
от угла между $\mathbf{k}_\omega^{(1)}$ и $\mathbf{k}_\omega^{(2)}$
и определяются геометрическими методами
(циркулем и линейкой)

Расчет « χ_{211} » для *ooe*-синхронизма

пусть \mathbf{e}_1 — вектор направления поляризации обыкновенной волны на частоте ω
пусть \mathbf{e}_2 — вектор направления поляризации необыкновенной волны на частоте 2ω

поле пучка на основной частоте $\tilde{\mathbf{E}}_1 = \mathbf{e}_1 \mathcal{E}_1 \exp(-i\omega t + \mathbf{k}_\omega \mathbf{R}) + c.c.$

поле нелинейной поляризации $\tilde{\mathbf{P}}_2^{\text{NL}} = \left[\chi^{(2)} : \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 \right] \mathcal{E}_1^2 \exp(-2i\omega t + 2\mathbf{k}_\omega \mathbf{R}) + c.c.$

проекция $\tilde{\mathbf{P}}_2^{\text{NL}}$ на вектор \mathbf{e}_2 определяется величиной $(\mathbf{e}_2 \cdot \chi^{(2)} : \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1) \equiv \chi_{211}$

Расчет χ_{211} удобнее всего производить в «системе координат кристалла» XYZ :

$$\chi_{211} = \chi_{IJK}^{(2)} e_{2I} e_{1J} e_{1K}, \text{ где } I, J \text{ и } K \text{ пробегает значения } X, Y, Z$$

Учтем перестановочную симметрию $\chi_{IJK}^{(2)} = \chi_{IKJ}^{(2)}$ и то, что у обыкновенной волны $e_{1Z} = 0$

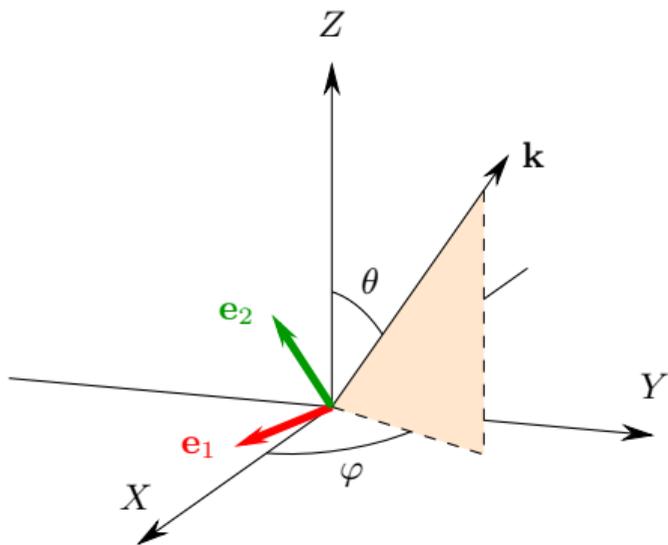
$$\chi_{211} = e_{2I} \left(\chi_{IXX}^{(2)} e_{1X}^2 + 2\chi_{IXY}^{(2)} e_{1X} e_{1Y} + \chi_{IYY}^{(2)} e_{1Y}^2 \right), \text{ дальше смотрим симметрию кристалла}$$

Пример расчета « χ_{211} » для LiNbO_3

ниобат лития (LiNbO_3) — одноосный кристалл с группой симметрии $3m$

$\chi_{IJK}^{(2)}$ имеет следующие ненулевые компоненты:

$$\chi_{ZZZ}^{(2)} \equiv d_{33}; \chi_{XXZ}^{(2)} = \chi_{YYZ}^{(2)} \equiv d_{15}; \chi_{YYY}^{(2)} = -\chi_{YXX}^{(2)} = -\chi_{XYX}^{(2)} \equiv d_{22}; \chi_{ZXX}^{(2)} = \chi_{ZYY}^{(2)} \equiv d_{31}$$



пусть $\mathbf{k} = k\{\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta\}$

тогда
$$\begin{cases} \mathbf{e}_1 = \{\sin \varphi, -\cos \varphi, 0\} \\ \mathbf{e}_2 = \{-\cos \theta \cos \varphi, -\cos \theta \sin \varphi, \sin \theta\} \end{cases}$$

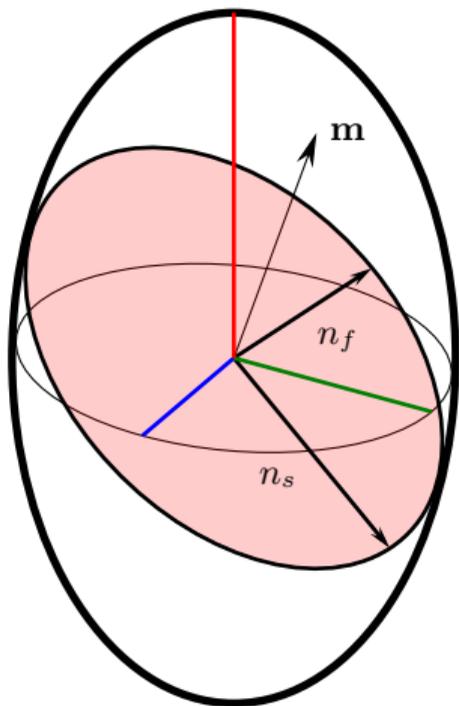
$$\chi_{211} = d_{22}(e_{2X} \sin 2\varphi + e_{2Y} \cos 2\varphi) + e_{2Z} d_{31}$$

после подстановки получим

$$\chi_{211} = -d_{22} \cos \theta \sin 3\varphi + d_{31} \sin \theta$$

раскрывается симметрия третьего порядка

Двуосные кристаллы



$$\epsilon_{XX} = N_p^2; \epsilon_{YY} = N_m^2; \epsilon_{ZZ} = N_g^2$$

хар. пов-ть — обычный эллипсоид

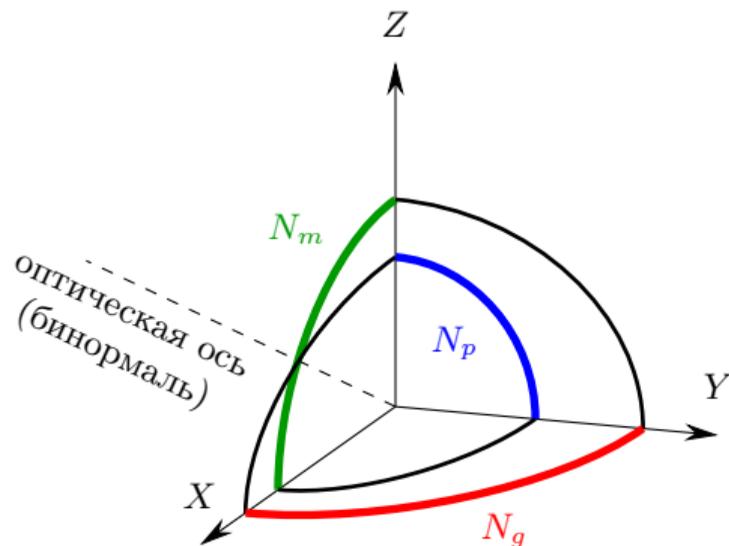
сечение индикатрисы зависит
от обоих углов ориентации \mathbf{k}
обе волны — необыкновенные

волна с большим n — медленная (s)
волна с меньшим n — быстрая (f)

существуют два направления \mathbf{k}
таких, что $n_s = n_f$
они и называются оптическими осями
но такие лучи «сносит» еще хуже

не «сносит» только лучи,
поляризованные вдоль OX , OY или OZ

Поверхность n для двуосного кристалла



сечение поверхности n
главными плоскостями

$n(\theta, \varphi)$ — двойная поверхность 4-го порядка
с четырьмя точками самопересечения

ее сечения в главных плоскостях
это эллипс и окружность

в плоскости OXZ есть два направления, в
которых $n_s = n_f$, это и есть оптические оси

типы синхронизмов для ГВГ

ssf — «аналог» ooe (для \ominus -кристалла)

sff — «аналог» ooe (для \ominus -кристалла)

направления синхронизмов рассчитываются
ТОЛЬКО численными методами

Расчет эффективной нелинейности

производные по температуре:

$$\frac{\partial \Delta K}{\partial T} = \frac{\omega}{c} \left[\frac{\partial n_s^{(\omega)}}{\partial T} + \frac{\partial n_f^{(\omega)}}{\partial T} - 2 \frac{\partial n_f^{(2\omega)}}{\partial T} \right],$$

$$\frac{\partial n_s^{(\omega)}}{\partial T} = \frac{1}{2} \left[\frac{b_\omega}{2a_\omega} + \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{b_\omega}{a_\omega} \right)^2 - 4 \frac{c_\omega}{a_\omega}} \right]^{-\frac{1}{2}} \left\{ \frac{\partial b_\omega}{\partial T} \frac{1}{2a_\omega} - \frac{b_\omega}{2a_\omega^2} \frac{\partial a_\omega}{\partial T} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{4} \left[\left(\frac{b_\omega}{a_\omega} \right)^2 - 4 \frac{c_\omega}{a_\omega} \right]^{-\frac{1}{2}} \left[2 \frac{b_\omega}{a_\omega} \left(\frac{\partial b_\omega}{\partial T} \frac{1}{a_\omega} - \frac{b_\omega}{a_\omega^2} \frac{\partial a_\omega}{\partial T} \right) - 4 \left(\frac{\partial c_\omega}{\partial T} \frac{1}{a_\omega} - \frac{c_\omega}{a_\omega^2} \frac{\partial a_\omega}{\partial T} \right) \right] \right\},$$

$$\frac{\partial n_f^{(\omega)}}{\partial T} = \frac{1}{2} \left[\frac{b_\omega}{2a_\omega} - \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{b_\omega}{a_\omega} \right)^2 - 4 \frac{c_\omega}{a_\omega}} \right]^{-\frac{1}{2}} \left\{ \frac{\partial b_\omega}{\partial T} \frac{1}{2a_\omega} - \frac{b_\omega}{2a_\omega^2} \frac{\partial a_\omega}{\partial T} - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{4} \left[\left(\frac{b_\omega}{a_\omega} \right)^2 - 4 \frac{c_\omega}{a_\omega} \right]^{-\frac{1}{2}} \left[2 \frac{b_\omega}{a_\omega} \left(\frac{\partial b_\omega}{\partial T} \frac{1}{a_\omega} - \frac{b_\omega}{a_\omega^2} \frac{\partial a_\omega}{\partial T} \right) - 4 \left(\frac{\partial c_\omega}{\partial T} \frac{1}{a_\omega} - \frac{c_\omega}{a_\omega^2} \frac{\partial a_\omega}{\partial T} \right) \right] \right\},$$

$$\frac{\partial n_f^{(2\omega)}}{\partial T} = \frac{1}{2} \left[\frac{b_{2\omega}}{2a_{2\omega}} - \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{b_{2\omega}}{a_{2\omega}} \right)^2 - 4 \frac{c_{2\omega}}{a_{2\omega}}} \right]^{-\frac{1}{2}} \left\{ \frac{\partial b_{2\omega}}{\partial T} \frac{1}{2a_{2\omega}} - \frac{b_{2\omega}}{2a_{2\omega}^2} \frac{\partial a_{2\omega}}{\partial T} - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{4} \left[\left(\frac{b_{2\omega}}{a_{2\omega}} \right)^2 - 4 \frac{c_{2\omega}}{a_{2\omega}} \right]^{-\frac{1}{2}} \left[2 \frac{b_{2\omega}}{a_{2\omega}} \left(\frac{\partial b_{2\omega}}{\partial T} \frac{1}{a_{2\omega}} - \frac{b_{2\omega}}{a_{2\omega}^2} \frac{\partial a_{2\omega}}{\partial T} \right) - \right.$$

$$\left. - 4 \left(\frac{\partial c_{2\omega}}{\partial T} \frac{1}{a_{2\omega}} - \frac{c_{2\omega}}{a_{2\omega}^2} \frac{\partial a_{2\omega}}{\partial T} \right) \right] \right\}.$$

где

$$\frac{\partial a_i}{\partial T} = \frac{\partial \varepsilon_i^{(x)}}{\partial T} p_x^2 + \frac{\partial \varepsilon_i^{(y)}}{\partial T} p_y^2 + \frac{\partial \varepsilon_i^{(z)}}{\partial T} p_z^2,$$

$$\frac{\partial b_i}{\partial T} = \left[\frac{\partial \varepsilon_i^{(x)}}{\partial T} (\varepsilon_i^{(z)} + \varepsilon_i^{(y)}) + \varepsilon_i^{(x)} \left(\frac{\partial \varepsilon_i^{(z)}}{\partial T} + \frac{\partial \varepsilon_i^{(y)}}{\partial T} \right) \right] p_x^2 +$$

$$+ \left[\frac{\partial \varepsilon_i^{(y)}}{\partial T} (\varepsilon_i^{(z)} + \varepsilon_i^{(x)}) + \varepsilon_i^{(y)} \left(\frac{\partial \varepsilon_i^{(z)}}{\partial T} + \frac{\partial \varepsilon_i^{(x)}}{\partial T} \right) \right] p_y^2 +$$

$$+ \left[\frac{\partial \varepsilon_i^{(z)}}{\partial T} (\varepsilon_i^{(y)} + \varepsilon_i^{(x)}) + \varepsilon_i^{(z)} \left(\frac{\partial \varepsilon_i^{(y)}}{\partial T} + \frac{\partial \varepsilon_i^{(x)}}{\partial T} \right) \right] p_z^2,$$

$$\frac{\partial c_i}{\partial T} = \frac{\partial \varepsilon_i^{(x)}}{\partial T} (\varepsilon_i^{(z)} \varepsilon_i^{(y)}) + \frac{\partial \varepsilon_i^{(y)}}{\partial T} (\varepsilon_i^{(z)} \varepsilon_i^{(x)}) + \frac{\partial \varepsilon_i^{(z)}}{\partial T} (\varepsilon_i^{(y)} \varepsilon_i^{(x)}) +$$

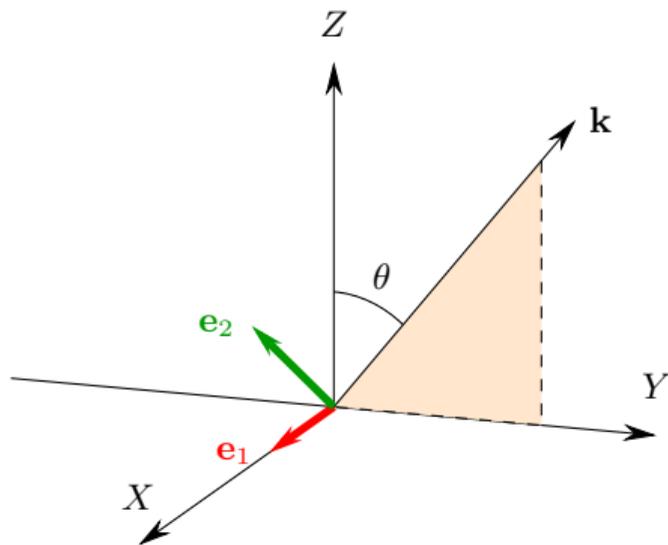
| Составление | |
|---------------|--|
| X,Y,Z → a,b,c | $2d_{31}AB(BD) + 2d_{31}AB(BCE) +$ $+d_{31}AE(BD) - CE +$ $+d_{31}AE(BD) - CE +$ |
| X,Y,Z → b,a,c | $2d_{31}AB(BCE) - d_{31}AB(BD) +$ $+d_{31}AE(BD) - CE +$ $+d_{31}AE(BD) - CE +$ |
| X,Y,Z → a,c,b | $2d_{31}AB(BD) - CE + d_{31}AE(BD) - CE +$ $-d_{31}AE(BD) - CE +$ $-d_{31}AE(BD) - CE +$ |

| Составление | |
|---------------|---|
| X,Y,Z → a,b,c | $2d_{31}AE(BD) + d_{31}AE(BD) - CE +$ $-d_{31}AE(BD) - CE +$ $-d_{31}AE(BD) - CE +$ |
| X,Y,Z → c,b,a | $2d_{31}AE(BD) - d_{31}AE(BD) +$ $+d_{31}AE(BD) - CE +$ $+d_{31}AE(BD) - CE +$ |
| X,Y,Z → a,c,b | $2d_{31}AE(BD) - d_{31}AE(BD) +$ $+d_{31}AE(BD) - CE +$ $-d_{31}AE(BD) - CE +$ |

Пример расчета « χ_{211} » для КТР

титанил-фосфат калия (КТР) — двуосный кристалл с группой симметрии $mm2$
 $\chi_{IJK}^{(2)}$ имеет следующие ненулевые компоненты:

$$\chi_{ZXX}^{(2)} \equiv d_{31}; \chi_{ZYY}^{(2)} \equiv d_{32}; \chi_{ZZZ}^{(2)} \equiv d_{33}; \chi_{YYZ}^{(2)} = \chi_{YZY}^{(2)} \equiv d_{24}; \chi_{XZX}^{(2)} = \chi_{XXZ}^{(2)} \equiv d_{15}$$



пусть $\mathbf{k} = k\{0, \sin \theta, \cos \theta\}$,

тогда $\mathbf{e}_1 = \mathbf{e}_X$, $\mathbf{e}_2 = \{0, -\cos \theta, \sin \theta\}$

$$\chi_{211} = d_{31} \sin \theta$$

Ширина синхронизма

- В приближении заданного поля решение задачи о ГВГ имеет вид

$$\frac{\mathcal{E}_2(z)}{\mathcal{E}_{10}} = \frac{i\gamma z \mathcal{E}_{10}}{n_{2\omega}} \frac{\sin(\Delta k z / 2)}{\Delta k z / 2} e^{i\Delta k z / 2} = \frac{z}{l_{\text{нл}}} \text{sinc}\left(\frac{\Delta k z}{2}\right) e^{i\Delta k z / 2}$$

При фиксированной длине кристалла z эффективность генерации определяется $\text{sinc}\left(\frac{\Delta k z}{2}\right)$

- Допустим $z = 1$ см, $\lambda = 1000$ нм, тогда максимально допустимое Δk

$$\Delta k_{\text{max}} = \frac{4\pi}{\lambda} \Delta n_{\text{max}} = \frac{2\pi}{z} \Rightarrow \Delta n_{\text{max}} = \frac{\lambda}{2z} \sim 10^{-5} \text{ (надо бы кристалл покороче...)}$$

- Δn может зависеть от многих параметров (F). Допустимый интервал F можно оценить так:

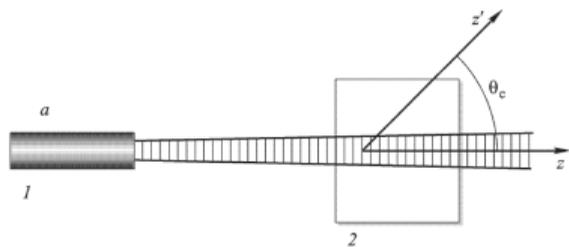
$$\frac{\partial \Delta n}{\partial F} \Delta F = \Delta n_{\text{max}} \Rightarrow \Delta F = \Delta n_{\text{max}} : \frac{\partial \Delta n}{\partial F} \text{ где } F \text{ — углы ориентации, температура, и т. д.}$$

некритический синхронизм

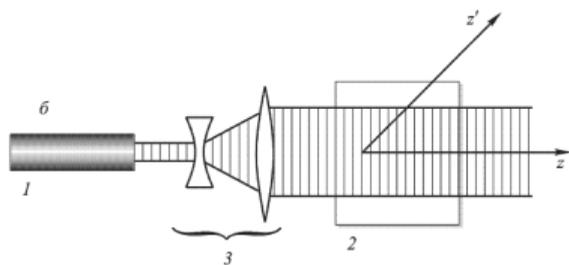
$$\text{если } \frac{\partial \Delta n}{\partial F} = 0, \text{ то «коридор» } \Delta F \text{ оценивается уже как: } \Delta F = \sqrt{2\Delta n_{\text{max}} : \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial F^2}}$$

«широкий коридор» подчас лучше точного синхронизма

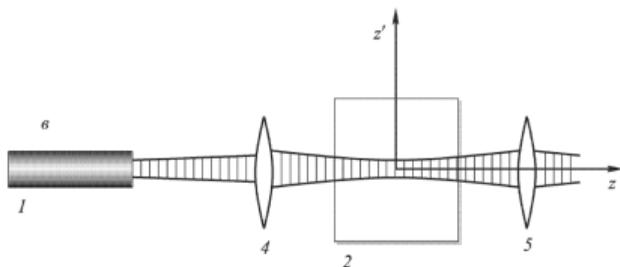
Классические схемы внерезонаторной ГВГ



проще не бывает

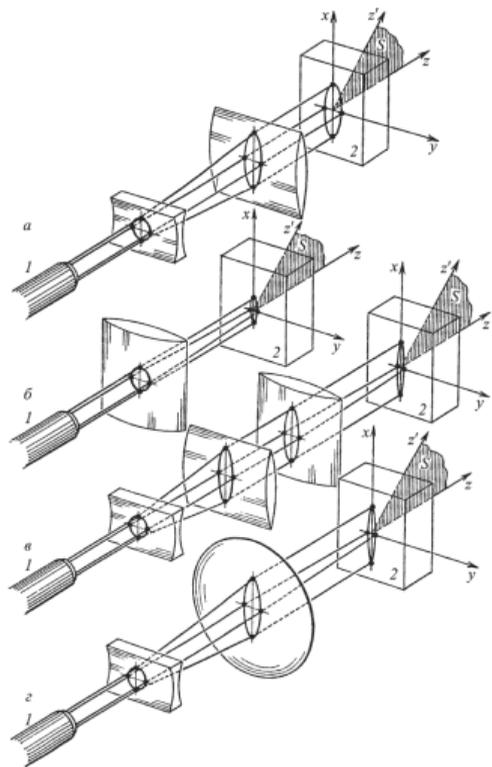


широкий пучок меньше расходится
но если переборщить — упадет интенсивность



это если интенсивность надо повысить
лучше использовать 90° -синхронизм, против сноса

Схемы с цилиндрическими линзами

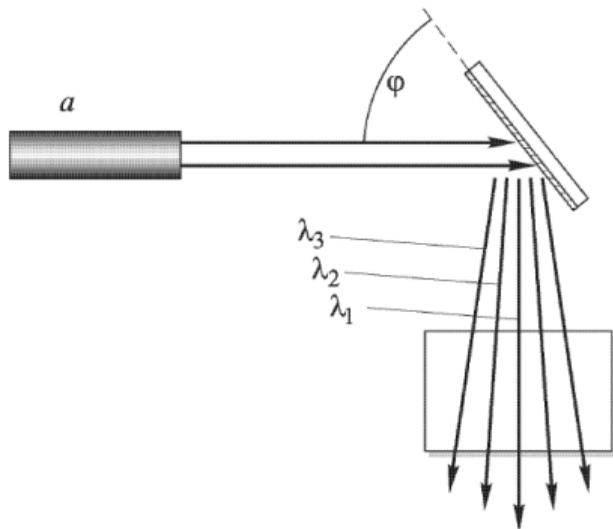


синхронизм в одноосных кристаллах
критичен по θ , но не φ

мы можем уширить пучок
перпендикулярно оптической оси,
уменьшив его расхожимость

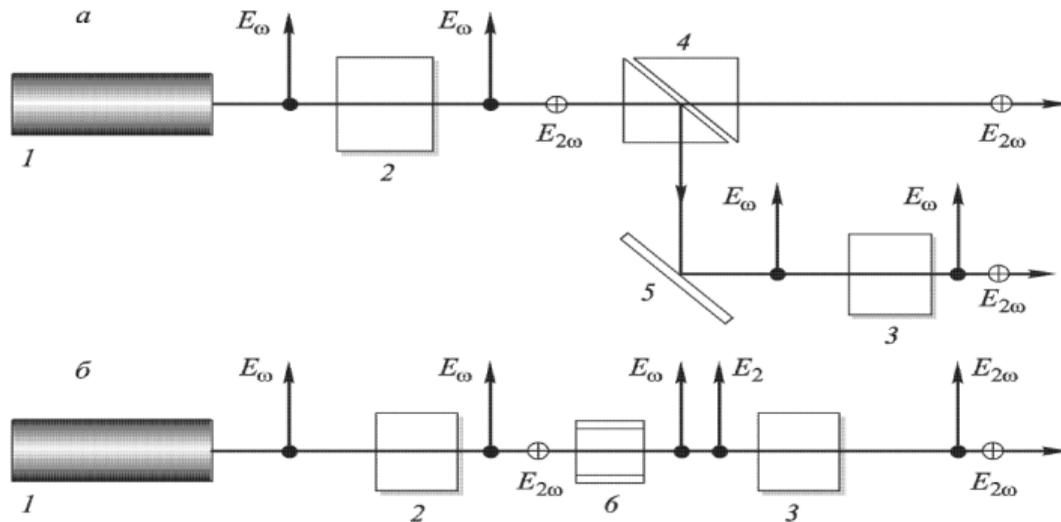
в современных лазерах применяется редко

Компенсация дисперсии синхронизма



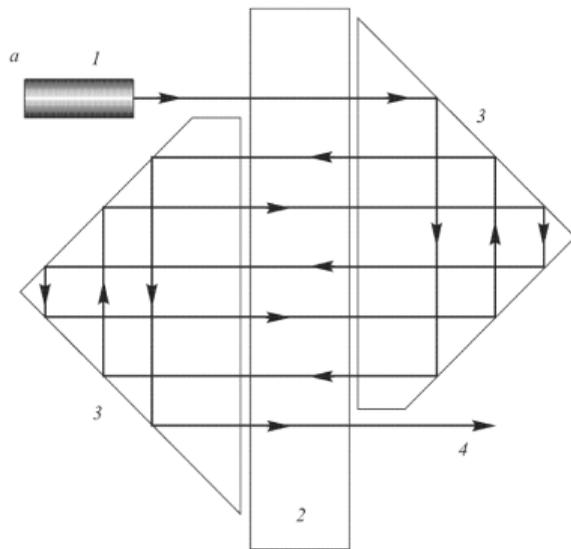
дифракционной решеткой мы можем заставить каждую спектральную компоненту попадать в кристалл точно под своим углом синхронизма

Препятствие обратной конверсии



в схемах с *ооо*-синхронизмом сигнал и накачка ортогонально поляризованы прежде, чем пойдет обратная перекачка, можно «вывести сигнал из игры» при помощи призмы Глана, либо поворотной пластинки

Многопроходовые схемы



с помощью зеркал мы можем увеличить
эффективную длину кристалла

можно просто поставить кристалл в резонатор

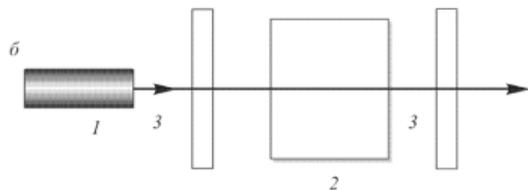
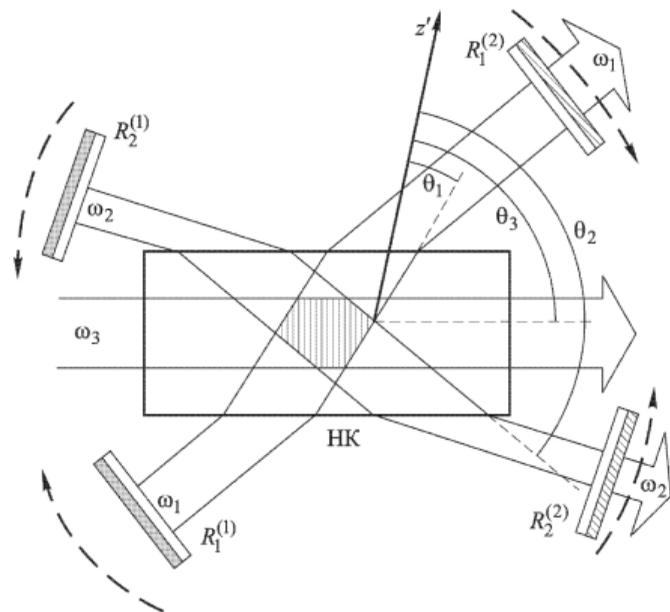
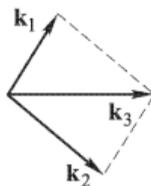


Схема ДПГС с резонаторами



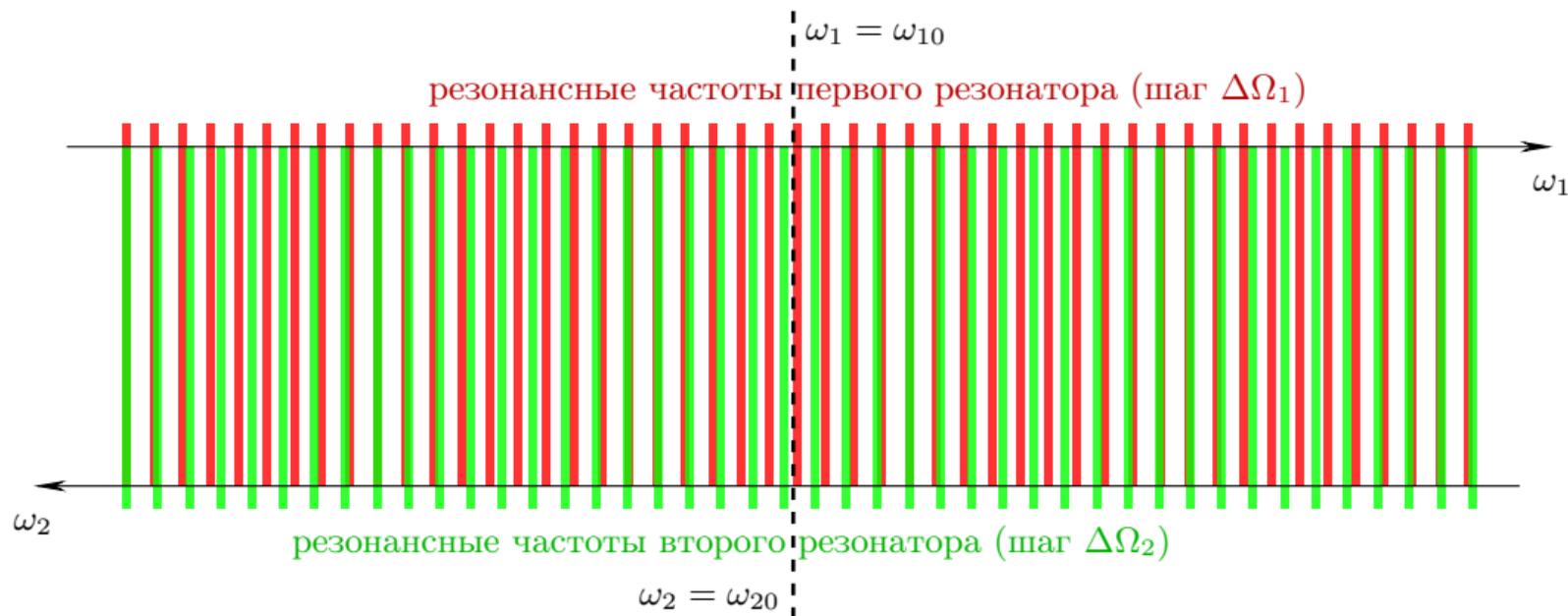
накачка проходит кристалл однократно
а сигнальная и холостая волны многократно
но усиливаются только при проходах «туда»!



можно зеркало и для накачки поставить
но тогда быть внимательным к фазе,
иначе может начаться регенерация!

Влияние резонатора на перестройку ДПГС

полоса усиления ДПГС включает в себя множество собственных частот обоих резонаторов



кластерная структура спектра генерации

расстояние между кластерами $\Delta\omega \approx \frac{\Delta\Omega_1 \Delta\Omega_2}{\Delta\Omega_2 - \Delta\Omega_1}$