

1. 今利用KDP晶体进行参量放大, 若其中有两个光波是非常光, 第三个光波是寻常光, 试推导其相位匹配角公式。这三个光波(信号、空闲和泵浦)中哪一个选为寻常光? 利用 $\omega_3=10\ 000\text{ cm}^{-1}$, $\omega_1=\omega_2=5000\text{ cm}^{-1}$ 能否实现这种形式的相位匹配? 如果能的话, 相位匹配角 θ_m 为多大?

2. 试证明外加直流电场 $E_y=E_0j$ 的KDP晶体, 光波在 zOx 面内、与 x 轴成 45° 方向传播时的电光延迟为

$$\Delta\varphi \approx \frac{2\pi l}{\lambda} \left[\frac{\sqrt{2}n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 + n_e^2}} - n_o + \sqrt{2} \left(\frac{1}{n_o^2} + \frac{1}{n_e^2} \right)^{-3/2} \gamma_{41} U_y \frac{l}{d} \right]$$

式中, l 为沿光传播方向上的晶体长度, d 为沿外加电场的晶体厚度, U_y 为外加电压。

3. 试证明在非共线相位匹配的条件下, 为获得远红外差频光(ω_1 、 $\omega_2 \gg \omega_3$), 晶体必须具有反常色散特性。

4. 证明具有反演对称中心的晶类, 其偶数阶非线性极化率为零

5. 在三次谐波产生过程中, 当谐波增加到足够强时, 会因光克尔效应破坏三次谐波产生的相位匹配条件, 降低谐波输出, 试说明之。

6. 以三次谐波产生和受激喇曼散射为例, 比较参量过程和非参量过程的差异。

7. 试证明, 如果二次谐波产生过程的基频光 ω 是寻常光, 倍频光 2ω 是非常光, θ_m 是其相位匹配角, 则有

$$\Delta k(\theta)L \big|_{\theta=\theta_m} = \frac{2\omega L}{c} \sin(2\theta_m) \frac{(n_e^{2\omega})^{-2} - (n_o^{2\omega})^{-2}}{2(n_o^{2\omega})^{-3}} (\theta - \theta_m)$$

1. (a) KDP为负晶, 现有2束e光与1束o光, 应采用 $o+e \rightarrow e$ 的方式

设 ω_1, ω_3 为 e 光, ω_2 为 o 光, 则应满足 $\frac{1}{2}[n_{1e}(\theta) + n_{2o}(\theta)] = n_{3e}(\theta)$

并且已知:
$$\frac{1}{[n_e(\theta)]^2} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2}$$

对于 ω_1 有:
$$\frac{1}{[n_e^{\omega_1}(\theta)]^2} = \frac{\cos^2 \theta}{(n_o^{\omega_1})^2} + \frac{\sin^2 \theta}{(n_e^{\omega_1})^2}$$

同理 ω_3 有:
$$\frac{1}{[n_e^{\omega_3}(\theta)]^2} = \frac{\cos^2 \theta}{(n_o^{\omega_3})^2} + \frac{\sin^2 \theta}{(n_e^{\omega_3})^2}$$

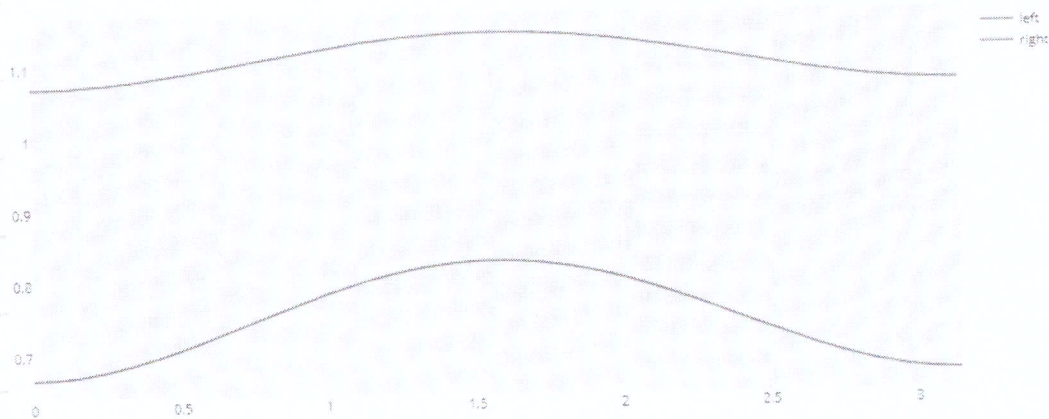
代入可得:
$$\left[\frac{\cos^2 \theta}{(n_o^{\omega_3})^2} + \frac{\sin^2 \theta}{(n_e^{\omega_3})^2} \right]^{-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \left\{ n_o^{\omega_1} + \left[\frac{\cos^2 \theta}{(n_o^{\omega_1})^2} + \frac{\sin^2 \theta}{(n_e^{\omega_1})^2} \right]^{-\frac{1}{2}} \right\}$$

(b) 光参量放大实质上是一个差频产生的过程, 每消灭一个高频光子(泵浦光), 则同时产生两个低频光子(信号光和闲光), 因此寻常光可为信号光或闲光, 但若选取 o 光为信号光, 可以使用偏振片使其分离出来, 所以信号光为寻常光。

(c) 对于所给频率入射光由色散公式 $n^2 = A + B/(\lambda - C) + D\lambda^2 (\lambda^2 - 4000)$

可分别算出: $\omega_1, \omega_2: n_o = 1.4596, n_e = 1.4499; \omega_3: n_o = 1.4956, n_e = 1.4606$

代入相位匹配角公式, 并取 $\theta \in (0, \pi)$ 分别画出公式左右两边的函数曲线:



由于函数没有交点, 因此无法实现相位匹配。

2. 外加电场沿 y 轴时, 折射率椭球方程为:

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2\gamma_{32}E_0 \cdot xz = 1$$

选取旋转 45° 的坐标 (x', y', z'), 此时光沿 x' 正向传播且有:

$$x = x' \cos 45^\circ - z' \sin 45^\circ \quad y = y' \quad z = x' \sin 45^\circ + z' \cos 45^\circ$$

代入得: $\frac{x'^2}{2} \left(\frac{1}{n_o^2} + \frac{1}{n_e^2} + 2\gamma_{32}E_0 \right) + \frac{y'^2}{n_o^2} + \frac{z'^2}{2} \left(\frac{1}{n_e^2} + \frac{1}{n_o^2} - 2\gamma_{32}E_0 \right) + \frac{x'z'}{2} \left(\frac{1}{n_e^2} - \frac{1}{n_o^2} \right) = 1$

由于 $2\gamma_{32}E_0 \ll \frac{1}{n_e^2} - \frac{1}{n_o^2}$, 故取 $n_z = n_o \left(\frac{1}{n_e^2} + \frac{1}{n_o^2} - 2\gamma_{32}E_0 \right)^{-\frac{1}{2}}$

$$\approx \sqrt{2} \left[\left(\frac{1}{n_e^2} + \frac{1}{n_o^2} \right)^{-\frac{1}{2}} + \gamma_{32}E_0 \cdot \left(\frac{1}{n_e^2} + \frac{1}{n_o^2} \right)^{-\frac{3}{2}} \right]$$

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi d}{\lambda} (n_z + n_y) = \left[\frac{\sqrt{2} n_o n_e}{(n_o^2 + n_e^2)^{\frac{1}{2}}} - n_o + \sqrt{2} \left(\frac{1}{n_e^2} + \frac{1}{n_o^2} \right)^{-\frac{3}{2}} \gamma_{32} U_y \frac{1}{d} \right]$$

3. 非共线相位匹配时, 应满足: $\Delta k = \vec{k}_1 - \vec{k}_2 - \vec{k}_3 = 0$ 以及 $\omega_1 - \omega_2 = \omega_3$

写成分量有: $n_1 \omega_1 = n_2 \cos \theta_2 \omega_2 + n_3 \cos \theta_3 \omega_3$, $\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$

由于 $\omega_1 \ll \omega_2 \ll \omega_3$, 可知: 若为正常色散, 则 $n_3 < n_2 < n_1$

则有 $n_2 \cos \theta_2 \omega_2 + n_3 \cos \theta_3 \omega_3 < n_2 \omega_2 + n_3 \omega_3 < n_1 \omega_1$

因此要实现相位匹配应有 $n_1 < n_2 < n_3$, 即反常色散.

4. 极化强度 $P_i(t) = \epsilon_0 \chi_{ijk}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) E_j(\omega_2) E_k(\omega_3) e^{-i(\omega_2 + \omega_3)t}$

令 $E_j'(\omega_1) = -E_j(\omega_1)$, $E_k'(\omega_1) = -E_k(\omega_1)$

可得 $P_i(t) = \epsilon_0 \chi_{ijk}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) E_j(\omega_2) E_k'(\omega_1) e^{-i(\omega_2 + \omega_3)t}$

由于晶体具有反演对称性, 显然有 $P_i(t) = -P_i(t)$, 因此 $\chi_{ijk} = -\chi_{ijk}$

即 $\chi_{ijk} = 0$

5. 3 倍频的相位匹配条件为 $\Delta k = \frac{3\omega}{c} (n_1 - n_3) = 0$.

其中 n_1, n_3 为 $\omega, 3\omega$ 的折射率. 考虑到 3 阶非线性效应转化率较小, 因此 $E(\omega)$ 自身感应产生的克尔效应所带来的折射率变化较小.

而 $E(3\omega)$ 所引起的克尔效应, 所带来的折射率变化为:

$$\Delta n_{11}(\omega) = \frac{3\omega}{4\pi c} E_0^2(\omega) \chi_{yyy}^{(3)}(\omega, \omega, -\omega)$$

已假定 $E(\omega)$ 沿 y 轴振动.

对于 $E(3\omega)$ 和 $E(\omega)$, 各自折射率变化为 $\Delta n_{11}(3\omega)$ 与 $\Delta n_{11}(\omega)$

因此当 $E(3\omega)$ 变得足够大时, $\Delta n_{11}(3\omega) - \Delta n_{11}(\omega)$ 也随之增大.

进而 $\Delta k = \frac{\omega}{c} (n_1 - n_3) \neq 0$.

6. 参量过程: 介质只起媒介作用, 由于不存在共振效应, 可得极化率取为实数。

激励场和辐射场处于不同的辐射模

非参量过程: 有共振吸收, 极化率含有虚部, 虚部表示介质对光场的吸收实部

引入相移, 非参量过程可能为受激发射过程

7. $D + D \rightarrow e$ 的相位匹配条件为 $\Delta k = \frac{2\omega}{c} (n_o^\omega - n_e^{2\omega}(\theta))$

$$n_e^{2\omega}(\theta) = \left[\frac{\cos^2 \theta}{(n_o^{2\omega})^2} + \frac{\sin^2 \theta}{(n_e^{2\omega})^2} \right]^{-\frac{1}{2}}, \text{ 展开后: } n_e^{2\omega}(\theta) \approx n_e^{2\omega}(\theta_m) + \frac{\partial n_e^{2\omega}}{\partial \theta} \cdot \Delta \theta$$

并且已知 $n_e^{2\omega}(\theta_m) = n_o^\omega$

$$\left. \frac{\partial n_e^{2\omega}}{\partial \theta} \right|_{\theta_m} = -\frac{1}{2} (n_o^\omega)^3 \cdot \left(\frac{-2 \cos \theta \sin \theta}{(n_o^{2\omega})^2} + \frac{2 \sin \theta \cos \theta}{(n_e^{2\omega})^2} \right)$$

$$= -\frac{1}{2} (n_o^\omega)^3 \cdot \sin 2\theta_m \cdot \left[\frac{1}{(n_o^{2\omega})^2} - \frac{1}{(n_e^{2\omega})^2} \right]$$

$$\text{则 } \Delta k \cdot L \big|_{\theta_m} = \frac{2\omega}{c} L \left(n_o^\omega - n_o^\omega - \frac{\partial n_e^{2\omega}}{\partial \theta} \cdot \Delta \theta \right) = \frac{\omega L}{c} \cdot (n_o^\omega)^3 \sin 2\theta_m \left[\frac{1}{(n_o^{2\omega})^2} - \frac{1}{(n_e^{2\omega})^2} \right] (\theta - \theta_m)$$

1. 试解释 II 类相位匹配产生二次谐波过程对光脉冲会产生压缩作用的机理。
2. 考虑在光纤中输入一列幅度恒定为 $A_0 = \sqrt{P_0}$ 的连续波，若光纤在入射光波长上的色散为 β_2 ，并忽略光纤损耗，则光波在光纤中的传输方程为

$$\frac{\partial \bar{A}}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial T^2} = i\gamma |\bar{A}|^2 \bar{A}$$

其中， $T = t - \beta_1 z$ 。证明 $\bar{A} = \sqrt{P_0} \exp(i\gamma P_0 z)$ 是上述方程满足初始条件 $\bar{A}_0 = \sqrt{P_0}$ 的解。

3. 分析材料中的色散与光纤中的色散有何共同点和不同点。多模光纤和单模光纤中色散的主要来源是什么？
4. 目前光通信为什么采用以下三个波长： $\lambda_1 = 0.85 \mu m$ ， $\lambda_2 = 1.31 \mu m$ ， $\lambda_3 = 1.55 \mu m$ ？光纤通信为什么向长波长、单模光纤方向发展？
5. 试分析比较体介质和光纤中非线性光学效应之差别。
6. 试由光波的传播效应证明产生光子回波的（波矢）相位匹配条件为 $k_3 = 2k_2 - k_1$ 。
7. 当一束超快激光入射到玻璃时会发生什么现象？请解释之。

1. 因为时间走离效应, 基波中的0光C光与沿波群速不同, 可先令慢光射, 沿波群在两基波的重叠区域产生, 可产生脉宽J于基波的二阶谐波

2. 由无损耗可知, $|A|$ 为常数, 即 $\frac{\partial |A|}{\partial z} = \frac{\partial |A|}{\partial T} = 0$,

$$\text{设 } \bar{A} = \sqrt{P_0} \exp[iu(z) + iv(T)]$$

$$\text{则根据初始条件有: } \bar{A}(0, T) = \sqrt{P_0} \Rightarrow e^{i[u(0) + v(T)]} = 1$$

此式应对任意 T 成立, 所以 $v(T)$ 为常数, 且有 $u(0) + v(T) = 0$, 可取 $v(T) = 0 = u(0)$

代回原方程, 可得:

$$\frac{\partial u(z)}{\partial z} \cdot e^{iu(z)} = i\gamma P_0 e^{iu(z)} \Rightarrow u(z) = e^{-i\gamma P_0 z}, \text{ 已使用条件 } u(0) = 0$$

$$\text{因此 } \bar{A} = \sqrt{P_0} e^{i\gamma P_0 z}$$

3. 材料色散与材料本身的极化响应性质有关, 材料色散是指不同频率的光波在介质中具有不同的群速。光纤色散包含材料色散和波导色散, 以及不同模式间的模间色散。

多模光纤起主导的是模间色散, 单模光纤则以材料色散和波导色散为主

4. 因为 850nm, 1310nm 和 1550nm 分别是光纤的 -、二、三传输窗口, 即损耗最低的3个波段。

因为多模光纤的模间色散会影响传输带宽和传输长度, 而长波长可以带来更低的损耗

5. 光纤比体介质更容易实现非线性效应。光纤中的光波均在二维上局限在较小的范围内, 只

要有较小的功率就可以实现较大的功率密度, 从而实现非线性作用; 光波在光纤中可以传播很长距离, 从而保证非线性相互作用所需的相干传输距离; 光纤可以利用模间色散来抵消材料色散, 这对于那些各向同性体介质而又难以实现相位匹配的情况, 在光纤中可以实现。

, $t_0 \sim t_1$ 时段, 第一束脉冲作用, $t_2 \sim t_3$ 第二束光脉冲作用于介质, 然后在 t_4 时刻发出回波。

应有 $t_4 - t_1 = t_4 - t_3$, 考虑到波的传播效应, 在 t_4 时刻检测到一个脉冲, 该脉冲与相距 l 处原子的实际作用时刻为 $(t_4 - \vec{p}_4 \cdot \vec{l} / \omega) - (t_3 - \vec{p}_2 \cdot \vec{l} / \omega) = (t_2 - \vec{p}_2 \cdot \vec{l} / \omega) - (t_1 - \vec{p}_1 \cdot \vec{l} / \omega)$

整理得: $t_4 - t_3 = t_2 - t_1$, $\vec{p}_4 = 2\vec{p}_2 - \vec{p}_1$, 即光子因波的相位匹配条件

7. 超快激光入射玻璃时将产生相位调制作用的折射率与光子强有关, 即折射率随空间和时间发生变化, 而随时间的变化导致相位随空间的变化引起自聚焦效应。