

# 非线性光学试题

1. 简要说明线性光学与非线性光学的不同之处。

线性光学：①光的独立传播定理；②光的传播方向、空间分布在传播过程中可以发生变化，但光频率不发生变化；③介质的主要光学参数只是入射光频率与偏振方向的函数，与光的强度无关。  
④光在介质中传播时，不改变各自频率，不以任何能量交换。

非线性光学：①光的独立传播定理不成立；②光在传播过程中频率可能发生变化；③介质的光学参数与入射光的强度有关；④光在介质中传播时，可能产生新的频率，发生能量的相互转移。

2. 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。

证明：设 A 为某对称操作，对于二阶非线性极化率  $\chi^{(2)}$  有

$$\chi_{ijk}^{(2)'} = A_{ia} A_{jb} A_{kc} \chi_{ijk}^{(2)}$$

$$\chi_{ijk...l}^{(n)'} = A_{ia} A_{jb} A_{kc} \dots A_{lf} \chi_{ijk...l}^{(n)}$$

对于极化率张量  $\chi^{(2)}$ ，实施对称操作后应保持不变，即  $\chi_{ijk}^{(2)'} = \chi_{ijk}^{(2)}$

$$\text{所以 } \chi_{ijk}^{(2)} = (-1)^3 \chi_{ijk}^{(2)};$$

同理  $\chi_{ijk...l}^{(n)} = (-1)^{(n+1)} \chi_{ijk...l}^{(n)}$ ，当 n 为偶数时， $\chi_{ijk...l}^{(n)}$  为零

KDP 晶体是负单轴晶体，考虑 I 类位相匹配。

(1) 设光波矢均沿  $(\theta, \varphi)$  方向，求出此时有效非线性系数  $d_{eff}$  的表达式

注：已知 KDP 晶体的非线性系数矩阵为

$$\begin{Bmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{36} \end{Bmatrix}$$

(2) 若要得到最佳倍频输出，问光波矢的方向  $(\theta, \varphi)$  应取何值。

解：(1) 负单轴 I 类： $d_{eff} = (2 - \delta_{jk}) b_j d_{jk} a_j a_k$

其中， $a_j = \begin{pmatrix} \sin \varphi \\ -\cos \varphi \\ 0 \end{pmatrix}$ ， $b_j = \begin{pmatrix} -\cos \varphi \cos \theta \\ -\sin \varphi \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix}$

$$\text{所以， } d_{eff} = 2 \sin \theta \sin \varphi (-\cos \varphi) d_{36} = -d_{36} \sin \theta \sin 2\varphi$$

$$(d_{eff})_{II} = -d_{36} \sin \theta \sin 2\varphi$$

② 与 PM 有关，不可任意取。φ 可变使  $d_{eff}$  Maximum.  $\Rightarrow \varphi = 45^\circ$

$$\theta_m = \arccos \left( \frac{(n_o^{2\omega})^2 (n_o^\omega)^2 - (n_o^\omega)^2}{(n_o^{2\omega})^2 - (n_o^\omega)^2} \right)^{1/2} = 41^\circ$$



$$(2) \theta_m = \arcsin \left[ \left( \frac{n_e}{n_o} \right)^2 \frac{(n_o^{2\omega})^2 - (n_e^\omega)^2}{(n_o^{2\omega})^2 - (n_e^{2\omega})^2} \right]^{1/2}, \text{ 得到 } \theta_m = 41^\circ;$$

将  $\theta_m$  代入上面的  $d_{eff}$  表达式, 易得  $\varphi = 45^\circ$

因此, 要得到最佳倍频输出, 光波矢方向为  $(41^\circ, 45^\circ)$

**3 B、考虑 BBO 晶体中的 II 型** ( $\vec{o} + \vec{e} \rightarrow \vec{e}$ ) <sup>负</sup> 相位匹配下的共线传播倍频过程  $\omega + \omega \rightarrow 2\omega$ ;

(1) 设光波矢均沿  $(\theta, \varphi)$  方向, 求出此时有效非线性系数  $d_{eff}$  的表达式。注: 已知 BBO 晶体 (负单轴晶体) 的非线性系数矩阵为

$$\begin{pmatrix} d_{11} & -d_{11} & 0 & 0 & d_{31} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{31} & 0 & -d_{11} \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$d_{eff} = (\vec{a}^o)^T \cdot d \cdot (\vec{a}^o \vec{a}^e)$$



(2) 用折射率曲面的方法画出相位匹配的示意图

(3) 若要得到最佳倍频输出, 问光波矢的方向  $(\theta, \varphi)$  应取何值。

负单轴 II 类:  $d_{eff} = b_i d_{ijk} a_j b_k$ , 其中,  $a_j = \begin{pmatrix} \sin \varphi \\ -\cos \varphi \\ 0 \end{pmatrix}$ ,  $b_j = \begin{pmatrix} -\cos \varphi \cos \theta \\ -\sin \varphi \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix}$

对其分类有:

1)  $d_{11} = -d_{12} = -d_{26}$ ; 2)  $d_{22} = -d_{21} = -d_{16}$ ; 3)  $d_{31} = d_{32} = d_{24} = d_{15}$ ; 4)  $d_{33}$

则 1)  $d_{xxx} = -d_{xyy} = -d_{yyx} = -d_{yxx}$ , 对应求和

$$d_{eff} = d_{11}(a_1 b_1^2 - a_2 b_1 b_2 - a_1 b_2^2 - a_2 b_1 b_2) = d_{11}(3 \sin \varphi \cos^2 \varphi \cos^2 \theta - \sin^3 \varphi \cos^2 \theta)$$

2)  $d_{yyy} = -d_{yxx} = -d_{xyy} = -d_{xyx}$ , 求和

$$d_{eff} = d_{22}(a_2 b_2^2 - a_1 b_1 b_2 - a_1 b_1 b_2 - a_2 b_1^2) = d_{22}(-3 \cos \varphi \sin^2 \varphi \cos^2 \theta + \cos^3 \varphi \cos^2 \theta)$$

3)  $d_{xxz} = d_{xyy} = d_{yyz} = d_{yyx} = d_{xzx} = d_{xxz}$ , 求和

$$d_{eff} = d_{31}(a_1 b_1 b_3 + a_2 b_2 b_3 + a_2 b_2 b_3 + a_3 b_2^2 + a_1 b_1 b_3 + a_3 b_1^2) = 0$$

4)  $d_{33}$

$$d_{eff} = 0$$



所以

$$d_{eff} = d_{11} (3 \sin \varphi \cos^2 \varphi \cos^2 \theta - \sin^3 \varphi \cos^2 \theta) + d_{22} (-3 \cos \varphi \sin^2 \varphi \cos^2 \theta + \cos^3 \varphi \cos^2 \theta)$$

$$(3) n_e(2\omega, \theta_m) = \frac{1}{2} [n_e(\omega, \theta_m) + n_o(\omega)]$$

请简要分析二次谐波相位匹配的物理图像，并写出相位匹配的条件。

基频光的相速度反映了在晶体中所产生的二阶非线性极化的相位，倍频光的相速度反映了在晶体中传播时所具有的相位。如果这两者能够一致，即在晶体中各处不断产生的倍频光能够以相同的相位进行叠加，则获得相长干涉。

相位匹配条件是  $\Delta k = 2k_1 - k_2 = 0$

(1) 简要说明准相位匹配和双折射匹配的不同及各自的优缺点。

(2) PPKTP 晶体是一种准相位匹配晶体，它的倍频系数矩阵为

$$\begin{Bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{Bmatrix}, \text{其中 } d_{33} \text{ 为最大。若要利用 } d_{33}, \text{ 分析基频光}$$

和倍频光的偏振关系。

(3) PPKTP 波导比 PPKTP 晶体的非线性效率更高，为什么？

解：(1) 双折射匹配方式是利用双折射特性使得  $k_1 + k_2 - k_3 = 0$ ，即  $\Delta k = 0$ ；准相位匹配方式中  $\Delta k \neq 0$ ，它是对材料进行周期性调制，使之每隔  $L_c$  (相干长度) 反相一次，可以用增加晶体长度来增大谐波能量。

双折射匹配是广泛采用的匹配方式，但是可以实现匹配的波长范围有限；可以实现匹配的晶体种类有限；存在走离效应，使得晶体的长度受限；存在一个有效倍频系数，一般较小，不能使用非线性系数中的较大者。

准相位匹配可以其它不能实现的相位匹配方式成为可能；可使其它方式不能实现的波段实现匹配；可使实现同偏振相位匹配，利用最大非线性张量元

$$(2) \begin{pmatrix} P_x^{2\omega} \\ P_y^{2\omega} \\ P_z^{2\omega} \end{pmatrix} = 2\epsilon_0 \begin{Bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_y E_z \\ 2E_x E_z \\ 2E_x E_y \end{pmatrix}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} P_x^{2\omega} = 4\epsilon_0 d_{15} E_y E_z \\ P_y^{2\omega} = 4\epsilon_0 d_{24} E_y E_z \\ P_z^{2\omega} = 2\epsilon_0 (d_{31} E_x^2 + d_{32} E_y^2 + d_{33} E_z^2) \end{cases}$$



$$\text{所以} \begin{cases} P_x = 4\varepsilon_0 d_{15} E_x E_z \\ P_y = 4\varepsilon_0 d_{24} E_y E_z \\ P_z = 2\varepsilon_0 (d_{31} E_x^2 + d_{32} E_y^2 + d_{33} E_z^2) \end{cases}$$

由于要利用  $d_{33}$ ，即要使用  $z$  方向的极化强度，故  $P_z \neq 0$ ，而  $P_x = P_y = 0$ ，从而  $E_x = E_y = 0$

所以基频光  $\vec{E}(0, 0, E_z)$ ，倍频光  $\vec{P}(0, 0, P_z)$ ，即两者同偏振。

光波导特点 (3) 光波导中的光电场在一维或二维方向上被限制在一个光波长量级的范围内，因而导致很大的功率密度，产生很强的非线性效应。光波导中的光波密度能无衍射地传输很长距离，为实现有效的非线性相互作用提供足够长度。利用模式色散补偿材料色散，实现相位匹配。小型、紧凑的非线性光波导结构易于集成化。

6、参量振荡器可以看做一种新型的激光器，利用它可以实现频率的调谐输出，以负单轴晶体 I 类相位匹配为例，分析如何实现频率的调谐输出。

参量振荡器的输出频率由能量守恒和动量守恒所确定，即  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$  和  $k_3 = k_1 + k_2$  确定，它们一起联立给出  $\omega_3(n_3 - n_2) = \omega_1(n_1 - n_2)$ 。

以负单轴 I 类相位匹配的参量振荡器为例，讨论晶体的角度转动实现输出频率的调谐。设晶体的光轴与谐振腔轴线有一相位匹配夹角  $\theta_0$ ，其输出频率为  $\omega_1$  和  $\omega_2$ ，有  $\omega_3 n_{3e}(\theta_0) = \omega_1 n_{1o} + \omega_2 n_{2o}$

如果把晶体转到  $\theta_0 + \Delta\theta$ ，由于各向异性，输出频率相应地变为  $\omega_1 + \Delta\omega$  和  $\omega_2 - \Delta\omega$ ，则上式变成

$$\omega_3 [n_{3e}(\theta_0) + \frac{\partial n_{3e}}{\partial \theta} \Delta\theta] = (\omega_1 + \Delta\omega) [n_{1o} + \frac{\partial n_{1o}}{\partial \omega} \Delta\omega + O(\Delta\omega)^2] + (\omega_2 - \Delta\omega) [n_{2o} - \frac{\partial n_{2o}}{\partial \omega} \Delta\omega + O(\Delta\omega)^2]$$

忽略  $O(\Delta\omega)^2$  项，就可求得

$$\Delta\omega \approx \omega_3 \frac{\partial n_{3e}}{\partial \theta} \Delta\theta / [\omega_1 \frac{\partial n_{1o}}{\partial \omega} - \omega_2 \frac{\partial n_{2o}}{\partial \omega} + n_{1o} - n_{2o}]$$

在简并工作点， $\omega_1 = \omega_2 = \frac{1}{2}\omega_3$ ，于是  $\Delta\omega = \left\{ \omega_3 \frac{\partial n_{3e}}{\partial \theta} / \left( 2 \frac{\partial n_{1o}}{\partial \omega} + \frac{\omega_3}{2} \frac{\partial^2 n_{1o}}{\partial \omega^2} \right) \right\}^{\frac{1}{2}} (\Delta\theta)^{\frac{1}{2}}$

参量转换作用：NLE 中介质本身不参与能量净交换，光波频率可以发生转换的作用。  
 PUC: 低频的信号辐射转换为高频的辐射。  
 PDC: 高频的信号辐射转换为低频的辐射。

7.  $\text{LiNbO}_3$  是一种常用的电光晶体，其线性电光系数矩阵如下所示：

$$\begin{pmatrix} 0 & -\gamma_{22} & \gamma_{13} \\ 0 & \gamma_{22} & \gamma_{13} \\ 0 & 0 & \gamma_{13} \\ 0 & \gamma_{51} & 0 \\ \gamma_{51} & 0 & 0 \\ -\gamma_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

设外加电场沿 Z 方向，试求 Y 方向的双折射率

$\text{LiNbO}_3$  是单轴晶体，在没有外加电场时，标准的折射率椭球方程为  $\frac{X^2}{n_o^2} + \frac{Y^2}{n_o^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} = 1$

外加电场时，折射率椭球发生变化，方程为

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 X^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 Y^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 Z^2 + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 YZ + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 ZX + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 XY = 1$$

比较上面两式，可知没有外电场时，有如下关系

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 = \frac{1}{n_o^2}, \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 = \frac{1}{n_o^2}, \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 = \frac{1}{n_e^2}, \left(\frac{1}{n^2}\right)_4 = \left(\frac{1}{n^2}\right)_5 = \left(\frac{1}{n^2}\right)_6 = 0$$

由于外加电场沿 Z 方向，有：

$$\begin{bmatrix} \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_2 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_3 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -\gamma_{22} & \gamma_{13} \\ 0 & \gamma_{22} & \gamma_{13} \\ 0 & 0 & \gamma_{13} \\ 0 & \gamma_{51} & 0 \\ \gamma_{51} & 0 & 0 \\ -\gamma_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ E_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma_{13}E_z \\ \gamma_{13}E_z \\ \gamma_{13}E_z \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

由于  $\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_2 = \gamma_{13}E_z$ ，所以  $\left(\frac{1}{n^2}\right)_2 = \frac{1}{n_o^2} + \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_2 = \frac{1}{n_o^2} + \gamma_{13}E_z = \frac{1 + n_o^2 \gamma_{13} E_z}{n_o^2}$

因此 Y 方向的折射率为  $n_y = \frac{n_o}{\sqrt{1 + n_o^2 \gamma_{13} E_z}}$   $\Rightarrow \left(\frac{1}{n_y^2}\right) = \frac{1 + n_o^2 \gamma_{13} E_z}{n_o^2}$



7 B.

KDP 的电光系数矩阵为

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r & 0 & 0 \\ 0 & r & 0 \\ 0 & 0 & r \end{pmatrix}$$

, 计算横向电光效应的半波电压; 简述与纵向电光效应的不同之处

向电光效应的不同之处

KDP 晶体是一单轴晶体, 在没有外加电场时, 标准的折射率椭球方程为

$$\frac{X^2}{n_o^2} + \frac{Y^2}{n_o^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} = 1$$

外加电场时, 由于电光效应折射率椭球发生变化, 假设外加电场只有 Z 分量, 折射率

椭球方程变为  $\frac{X^2}{n_o^2} + \frac{Y^2}{n_o^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} + 2rE_zXY = 1$

做坐标变换  $X = \frac{x-y}{\sqrt{2}}, Y = \frac{x+y}{\sqrt{2}}, Z = z$ , 则上式化为

$$(\frac{1}{n_o^2} + rE_z)x^2 + (\frac{1}{n_o^2} - rE_z)y^2 + \frac{z^2}{n_e^2} = 1$$

所以  $\frac{1}{n_x^2} = \frac{1}{n_o^2} + rE_z, \frac{1}{n_y^2} = \frac{1}{n_o^2} - rE_z, \frac{1}{n_z^2} = \frac{1}{n_e^2}$ , 一般地  $rE_z \ll 1$ , 可简化为

$$n_x = n_o - \frac{1}{2}n_o^3rE_z, n_y = n_o + \frac{1}{2}n_o^3rE_z, n_z = n_e$$

横向:  $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} |n_y - n_z|$

纵向:  $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} |n_y - n_x|$

对于横向电光效应, 通过长度为 d 的晶体后产生的相位差:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} |n_y - n_z| d = \frac{2\pi}{\lambda} |n_e - n_o| d + \frac{\pi}{\lambda} n_o^3 r E_z d, (1)$$

对温度稳定, 双折射到 0, 令  $\delta = \pi$ , 可解出横向半波电压为  $V = \frac{\lambda h}{n_o^3 r d} - \frac{2|n_e - n_o|h}{n_o^3 r}$ , 其中 h 为晶体厚度;

$E_z = \frac{V}{h} \rightarrow \delta \rightarrow \pi$

$\frac{d}{h} \gg 1$  时, V 很小

对于纵向电光效应, 通过长度为 d 的晶体后产生的相位差:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} |n_y - n_x| d = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r E_z d, (2)$$

$E_z = \frac{V}{d}$

令  $\delta = \pi$ , 可解出纵向半波电压为  $V = \frac{\lambda}{2n_o^3 r}$



横向电光效应是外加电场与光的传播方向垂直，纵向电光效应是外加电场与光的传播方向平行；(1)式中产生的相位差的第一项是由自然双折射引起的，第二项是由电光效应引起的，自然双折射依赖于温度，因此横向运用的电光调制器对温度的要求很严格，纵向运用的电光调制器对温度要求不必那么严格；横向电光调制器将外加电压的方向与光的传播方向分开，对于一定的波长，由电场引起的电光延迟除与外加电压成正比外，还与晶体的长度  $d$  和厚度  $h$  有关，因此，如果将晶体加工成扁平形，使  $d/h \gg 1$ ，可以大大降低半波电压。

8. 某人利用超短激光倍频 I 类 BBO 晶体，利用光谱分析仪测量倍频光的光谱结构时发现倍频光的谱宽比基频光的窄，分析原因。如何才能使二者接近？利用连续光倍频有无此现象？若泵浦光的脉宽为  $100\text{fs}$ ，晶体的长度为  $1\text{mm}$ ，估算二次谐波的脉宽是多少（已知基频光与谐波的群速倒数之差为  $193\text{fs/mm}$ ）

在相位匹配过程中，e 光快，o 光慢，只有两者中间重合的地方才会有非线性效应，因此倍频光谱宽比基频光窄；e 光相对于 o 光延迟入射到倍频晶体上，使二者在非线性晶体中得到最大重叠；连续光倍频无此现象；

由于  $\Delta u^{-1} = u_{\omega}^{-1} - u_{2\omega}^{-1} = 193(\text{fs/mm})$ ，

并且晶体长度  $L_b = \tau_{\omega} |\Delta u| = 100 * \frac{1}{193} = \frac{100}{193} \text{mm} < 1\text{mm}$

所以  $\tau_{2\omega} = \tau_{\omega} (1 + \frac{L}{L_b}) = 100(1 + \frac{1}{100/193}) = 293(\text{fs})$ ，即二次谐波脉宽约为  $293\text{fs}$

9. 一束线偏振光脉冲经过一段单模光纤后偏振变成了椭圆偏振，分析其中的原因，并给出可能的解决方法。同时这束激光的脉宽变宽了，为什么？如何消除此效应？单模光纤在实验中经常采用来做空间滤波器，一个波长  $\lambda$  的单模光纤可否用作  $\lambda/2$  波长的单模光纤？为什么？

实际中，光纤不具有严格的轴对称，其内部可能存在的应力以及材料的不均匀性都会使得在传播时，x 和 y 方向偏振的光场间产生耦合，这就会在两个正交偏振的光场间发生能量转移；可采用保偏光纤解决；GVD 的存在使得光脉冲在光纤中传播时会因不同波长成分的传播速度不同而产生脉冲展宽；交替使用正负色散光纤使  $D_1 l_1 + D_2 l_2 = 0$ ；不能，单模光纤的传输条件是归一化频率满足  $V = \frac{2\pi}{\lambda} a(n_a^2 - n_b^2)^{\frac{1}{2}} < 2.405$ ，针对  $\lambda$  波长的单模光纤，满足上式，但  $\lambda/2$  波长不一定满足上式，此外对于单模光纤，V 的取值范围约为  $1.5 \sim 2.4$ ，即  $1.5 < V_{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} a(n_a^2 - n_b^2)^{\frac{1}{2}} < 2.4$ ，但是对于  $\lambda/2$  波长来说，则



有  $3.0 < V_{\lambda/2} = \frac{2\pi}{\lambda/2} a(n_o^2 - n_e^2)^{1/2} < 4.8$ , 不满足归一化频率小于 2.405 的条件, 波长  $\lambda$  的单模光纤不能用作  $\lambda/2$  波长的单模光纤。

# 10、三阶非线性过程中有参量过程和非参量过程的分类, 简述二者异同。

参量过程: 非线性介质的末态和初态相同, 在非线性相互作用中, 介质好似一种催化剂, 它不参与过程中的能量交换, 而只是加速或促进能量的交换, 介质内部不存任何实在的激发; 非参量过程: 介质在过程中前后状态不同, 在非线性状态中, 介质直接参与相互作用, 能量不仅在光场之间交换, 而且与介质内部激发能进行交换, 将光电场的能量转换成介质的激发能 (或相反)

NLE

# 11、光致折射率改变和光折变效应都是由于光的作用使得介质的折射率发生改变, 简要说明两者的异同之处。

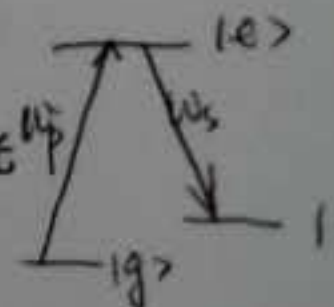
光致折射率改变起因于瞬态的非线性电极化; 光折变效应是电光材料在光场照射下, 折射率随光强的空间分布而变化的效应, 是发生在电光材料中的一种自电光效应, 是非局域效应

①起因于入射光强的空间调制, 而不是对光的吸收  
②光折变材料响应是非局域  
③光折变可擦除

# 12、简述受激 Raman 散射的物理图像, 简要说明与自发 Raman 散射的区别。若采用连续激光照射光纤, 受激 Raman 散射是否发生, 为什么?

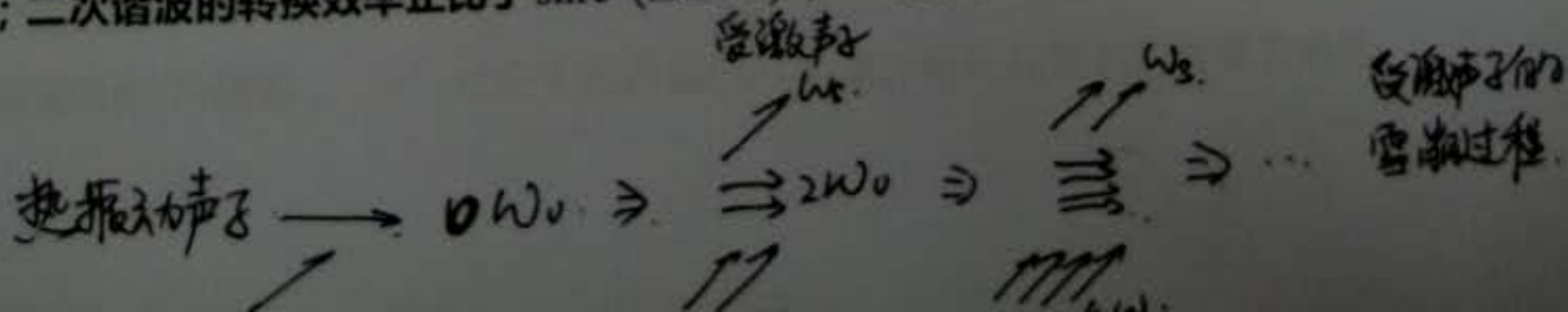
受激 Raman 散射中, 一个入射光子与一个 热振动声子 相碰, 结果产生一个斯托克斯光子, 并增添一个受激声子, 当入射光子再与这个增添的受激声子相碰时, 在再产生一个斯托克斯光子的同时, 又增添一个受激声子。如此下去, 便形成一个产生受激声子的雪崩过程。产生受激声子过程的关键在于要有足够多的入射光子。由于受激声子所形成的声波是相干的, 入射激光是相干的, 所以所产生的斯托克斯光也是相干的。

自发 Raman 散射为当一束频率为  $\omega_p$  的光波通过介质时, 其散射谱中存在相对入射光有一定频移的成分, 且频移量  $\omega_s = \omega_p - \omega$ , 相应于介质内部某些确定能级跃迁的频率。



与自发 Raman 散射过程相比, 受激 Raman 散射明显的阈值; 受激 Raman 散射具有明显的定向性; 受激 Raman 散射光具有高强度性; 受激 Raman 散射光随时间的变化特性与入射光类似; SRS 光具有窄带性; 也可以使能量远大于入射光。

# 13、在很多激光器中倍频系统经常采用 90° 位相匹配的方式, 简要说明其优点和实现的方法; 二次谐波的转换效率正比于 $\sin^2(\Delta k L / 2)$ , $\Delta k$ 是相位失谐量, L 是晶体的





长度，简单分析晶体的长度对倍频谱的影响；扼要说明晶体的长短，泵浦光束的横截面积及光束的聚焦情况对转换效率的影响  $L^2$   $\frac{1}{A}$

90°位相匹配的优点：克服离散效应；允许的入射光发散角大  $\frac{1}{A}$  取决于介质中基频光强度，  
聚焦

实现方法：利用某些晶体的折射率和色散是温度敏感函数的特点，适当调节晶体的温度，可实现 90°位相匹配。

$I_3 = \frac{8\omega_1^2 d^2 I_1^2 L^2}{n_1^2 n_3 c^3 \epsilon_0} \sin^2(\Delta k L / 2)$ ，在非相位匹配情况下 ( $\Delta k \neq 0$ )，倍频光强成周期性的变化，当满足  $L_c \Delta k = \pi$  时有极大值，当相互作用长度超过一个相干长度时，倍频光强下降，这种情况下使用更长的介质时徒劳的；只有当  $\Delta k = 0$ ，即满足相位匹配条件时，函数  $\sin^2(\Delta k L / 2) = 1$ ，取最大值，倍频光强随介质的长度成平方关系

$\eta = \frac{P_3}{P_1} = \frac{8\omega_1^2 d^2 L^2}{n_1^2 n_3 c^3 \epsilon_0} \cdot \frac{P_1}{A} \cdot \sin^2(\Delta k L / 2)$ ，倍频转换效率正比于晶体长度的平方；转换效率与横截面积成反比；倍频转换效率不仅取决于基频光的功率，更重要的是取决于介质中基频光的强度，为了提高转换效率有必要采用聚焦提高基频光的强度。

14、连续激光的倍频效率一般很低，给出提高转换效率的可能方法，并扼要说明理由

可采用腔内倍频的方法来提高连续激光的倍频效率。①倍频效率与基频光强成正比，激光器腔内的光强比腔外输出光束的光强大②倍频效率与晶体长度的平方成正比，腔内来回振荡，等效于增加晶体长度③腔内多光束干涉，光强增大  $N^2$  倍。

15、一块镀增透膜的 BBO 晶体被激光经过一段时间的泵浦使用后发现表面有斑点，同时经过晶体的激光束发生畸变，晶体侧面有较强散射光，非线性效率明显下降，分析产生这些现象的可能原因

表面的斑点是因为增透膜被激光照射损伤造成的，

$$\frac{8\omega_1^2 d^2 L^2}{n_1^2 n_3 c^3 \epsilon_0} \cdot \frac{P_1}{A} \sin^2 C^2$$

16、相位复共轭现象可以用来矫正光束传播中的畸变现象，说明理由

设沿 Z 方向传播的光电场为  $\vec{E}(r, t) = \frac{1}{2} \vec{E}(\vec{r}) e^{-i(\omega t - kz)} + c.c$ ，其中  $\vec{E}(\vec{r})$  为光波电场的复振幅；其相位共轭波为  $\vec{E}_{pc}(r, t) = \frac{1}{2} \vec{E}^*(\vec{r}) e^{-i(\omega t + kz)} + c.c$ ，其中，光波矢 k 前面的“+”对应于背向相位共轭波，“-”对应于前向相位共轭波。前向共轭波的传播方向与



$\bar{E}(r, t)$  相同, 复振幅为  $\bar{E}(r, t)$  的复共轭 ( 它的相位空间分布与  $\bar{E}(r, t)$  呈镜像对称 ); 背向相位共轭波的传播方向与  $\bar{E}(r, t)$  相反, 复振幅也为  $\bar{E}(r, t)$  的复共轭 ( 它的相位空间分布与  $\bar{E}(r, t)$  相同 )。把原始光的光电场与背向相位共轭光的光电场的表达式做一比较:

$$\bar{E}(r, t) = \frac{1}{2} \bar{E}(\bar{r}) e^{i(\omega t - kz)} + \frac{1}{2} \bar{E}^*(\bar{r}) e^{i(\omega t - kz)} \quad \text{原始光的光电场}$$

$$\bar{E}_{pc}(r, t) = \frac{1}{2} \bar{E}(\bar{r}) e^{i(\omega t + kz)} + \frac{1}{2} \bar{E}^*(\bar{r}) e^{i(\omega t + kz)} \quad \text{背向相位共轭光的光电场}$$

发现  $\bar{E}_{pc}(r, t) = \bar{E}(r, -t)$ , 即背向相位共轭波可视为原始光波的时间反演波。背向相位共轭波与原始波的区别仅仅是各自的传播方向相反, 而两者波阵面形状在空间的分布不变。利用光学相位共轭波的这一特性, 原则上可解决光束经过无规则扰动介质后薄面畸变的自动补偿问题。