

2. 负单轴晶体中的 II 类相位匹配

$$\begin{aligned} n_1(\omega_1, \theta) &= n_e(\omega_1, \theta), \quad n_2(\omega_2, \theta) = n_o(\omega_2) \\ n_3(\omega_3, \theta) &= n_e(\omega_3, \theta) \end{aligned} \quad (3.16)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta k}{d\theta} &= \frac{dK_3}{d\theta} - \frac{dK_2}{d\theta} - \frac{dK_1}{d\theta} = \frac{dK_3}{d\theta} - \frac{dK_1}{d\theta} \\ &= \frac{\omega_3}{c} \frac{dn_e(\omega_3, \theta)}{d\theta} - \frac{\omega_1}{c} \frac{dn_e(\omega_1, \theta)}{d\theta} \\ &= -\frac{1}{2} \frac{\omega_3}{c} n_e^3(\omega_3, \theta) [n_e^{-2}(\omega_3) - n_o^{-2}(\omega_3)] \sin 2\theta \\ &\quad + \frac{1}{2} \frac{\omega_1}{c} n_e^3(\omega_1, \theta) [n_e^{-2}(\omega_1) - n_o^{-2}(\omega_1)] \sin 2\theta \end{aligned} \quad (3.17)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \Delta k}{d\theta^2} &= \frac{d}{d\theta} \left[\frac{d\Delta k}{d\theta} \right] = \frac{d^2 K_3}{d\theta^2} - \frac{d^2 K_1}{d\theta^2} \\ &= -\frac{1}{2} \frac{\omega_3}{c} [n_e^{-2}(\omega_3) - n_o^{-2}(\omega_3)] \left[3n_e^2(\omega_3, \theta) \frac{dn_e(\omega_3, \theta)}{d\theta} \sin 2\theta + 2n_e^3(\omega_3, \theta) \cos 2\theta \right] \\ &\quad + \frac{1}{2} \frac{\omega_1}{c} [n_e^{-2}(\omega_1) - n_o^{-2}(\omega_1)] \left[3n_e^2(\omega_1, \theta) \frac{dn_e(\omega_1, \theta)}{d\theta} \sin 2\theta + 2n_e^3(\omega_1, \theta) \cos 2\theta \right] \end{aligned} \quad (3.18)$$

3. 正单轴晶体中的 I 类相位匹配

$$\begin{aligned} n_1(\omega_1, \theta) &= n_e(\omega_1, \theta), \quad n_2(\omega_2, \theta) = n_e(\omega_2, \theta) \\ n_3(\omega_3, \theta) &= n_o(\omega_3) \end{aligned} \quad (3.19)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta k}{d\theta} &= \frac{dK_3}{d\theta} - \frac{dK_2}{d\theta} - \frac{dK_1}{d\theta} = -\frac{dK_2}{d\theta} - \frac{dK_1}{d\theta} \\ &= -\frac{\omega_2}{c} \frac{dn_e(\omega_2, \theta)}{d\theta} - \frac{\omega_1}{c} \frac{dn_e(\omega_1, \theta)}{d\theta} \\ &= -\frac{1}{2} \frac{\omega_2}{c} n_e^3(\omega_2, \theta) [n_e^{-2}(\omega_2) - n_o^{-2}(\omega_2)] \sin 2\theta \\ &\quad + \frac{1}{2} \frac{\omega_1}{c} n_e^3(\omega_1, \theta) [n_e^{-2}(\omega_1) - n_o^{-2}(\omega_1)] \sin 2\theta \end{aligned} \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned}
\frac{d^2 \Delta k}{d\theta^2} &= \frac{d}{d\theta} \left[\frac{d\Delta k}{d\theta} \right] = -\frac{d^2 K_2}{d\theta^2} - \frac{d^2 K_1}{d\theta^2} \\
&= \frac{1}{2} \frac{\omega_2}{c} [n_e^{-2}(\omega_2) - n_o^{-2}(\omega_2)] \left[3n_e^2(\omega_2, \theta) \frac{dn_e(\omega_2, \theta)}{d\theta} \sin 2\theta + 2n_e^3(\omega_2, \theta) \cos 2\theta \right] \\
&\quad + \frac{1}{2} \frac{\omega_1}{c} [n_e^{-2}(\omega_1) - n_o^{-2}(\omega_1)] \left[3n_e^2(\omega_1, \theta) \frac{dn_e(\omega_1, \theta)}{d\theta} \sin 2\theta + 2n_e^3(\omega_1, \theta) \cos 2\theta \right]
\end{aligned} \quad (3.21)$$

4. 正单轴晶体中的 II 类相位匹配

$$\begin{aligned}
n_1(\omega_1, \theta) &= n_o(\omega_1), \quad n_2(\omega_2, \theta) = n_e(\omega_2, \theta), \\
n_3(\omega_3, \theta) &= n_o(\omega_3)
\end{aligned} \quad (3.22)$$

$$\begin{aligned}
\frac{d\Delta k}{d\theta} &= \frac{dK_3}{d\theta} - \frac{dK_2}{d\theta} - \frac{dK_1}{d\theta} = \frac{dK_2}{d\theta} = \frac{-\omega_2}{c} \frac{dn_e(\omega_2, \theta)}{d\theta} \\
&= \frac{1}{2} \frac{\omega_2}{c} n_e^3(\omega_2, \theta) [n_e^{-2}(\omega_2) - n_o^{-2}(\omega_2)] \sin 2\theta
\end{aligned} \quad (3.23)$$

$$\begin{aligned}
\frac{d^2 \Delta k}{d\theta^2} &= \frac{d^2 K_2}{d\theta^2} = \frac{1}{2} \frac{\omega_2}{c} [n_e^{-2}(\omega_2) - n_o^{-2}(\omega_2)] \\
&\quad \times \left[3n_e^2(\omega_2, \theta) \frac{dn_e(\omega_2, \theta)}{d\theta} \sin 2\theta + 2n_e^3(\omega_2, \theta) \cos 2\theta \right]
\end{aligned} \quad (3.24)$$

本论文以负单轴晶体 BBO 的 I 类相位匹配为例进行分析, BBO 晶体的色散方程^[10]为:

$$\begin{aligned}
n_o^2 &= 2.7359 + \frac{0.01878}{\lambda^2 - 0.01822} - 0.01354\lambda^2 \\
n_e^2 &= 2.3753 + \frac{0.01224}{\lambda^2 - 0.01667} - 0.01516\lambda^2
\end{aligned} \quad (3.25)$$

其中 λ 是以 μm 为单位的波长。将式(3.25)代入(3.13), 联立方程(3.12)-(3.15), 可以得到 I 类相位匹配 BBO 晶体的波矢失配 Δk 。

双轴晶体中, 相位匹配要求波面法线在与光轴 z 成 θ 角、在 x - y 面的投影与 x 轴成 φ 角的方向传播。双轴晶体中频率为 ω_1 , ω_2 , ω_3 的三个光波互作用的相位匹配方向为 (θ_m, φ_m) 。当波矢 $\vec{K}$ 偏离 (θ_m, φ_m) , 沿 $(\theta_m + \Delta\theta, \varphi_m + \Delta\varphi)$ 方向传播

时, 产生的相位失配 Δk 为

$$\Delta k = K(\omega_3) - K(\omega_2) - K(\omega_1) = \frac{\omega_3}{c} n_3(\omega_3) - \frac{\omega_2}{c} n_2(\omega_2) - \frac{\omega_1}{c} n_1(\omega_1) \quad (3.26)$$

对 I 类相位匹配, 式中 $n(\omega_1), n(\omega_2)$ 为偏振方向 e_1 的光波的折射率, $n(\omega_3)$ 为偏振方向 e_2 的光波的折射率; 对 II 类相位匹配, 式中 $n(\omega_2), n(\omega_3)$ 为偏振方向 e_2 的光波的折射率, $n(\omega_1)$ 为偏振方向 e_1 的光波的折射率。这里, e_1 为慢光, e_2 为快光。

考虑到 θ, φ 在 θ_m, φ_m 附近的变化, 可以将 Δk 在 (θ_m, φ_m) 处展为泰勒级数

$$\Delta k = \Delta k|_{(\theta=\theta_m, \varphi=\varphi_m)} + \frac{\partial(\Delta k)}{\partial \theta}|_{(\theta=\theta_m, \varphi=\varphi_m)} \Delta \theta + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \theta^2}|_{(\theta=\theta_m, \varphi=\varphi_m)} (\Delta \theta)^2 + \dots, \quad (3.27)$$

$$\Delta k = \Delta k|_{(\theta=\theta_m, \varphi=\varphi_m)} + \frac{\partial(\Delta k)}{\partial \varphi}|_{(\theta=\theta_m, \varphi=\varphi_m)} \Delta \varphi + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \varphi^2}|_{(\theta=\theta_m, \varphi=\varphi_m)} (\Delta \varphi)^2 + \dots \quad (3.28)$$

由式(3.26)得

$$\frac{\partial \Delta k}{\partial \theta} = \frac{\omega_3}{c} \frac{\partial n(\omega_3)}{\partial \theta} - \frac{\omega_2}{c} \frac{\partial n(\omega_2)}{\partial \theta} - \frac{\omega_1}{c} \frac{\partial n(\omega_1)}{\partial \theta}, \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \theta^2} = \frac{\omega_3}{c} \frac{\partial^2 n(\omega_3)}{\partial \theta^2} - \frac{\omega_2}{c} \frac{\partial^2 n(\omega_2)}{\partial \theta^2} - \frac{\omega_1}{c} \frac{\partial^2 n(\omega_1)}{\partial \theta^2}, \quad (3.30)$$

$$\frac{\partial \Delta k}{\partial \varphi} = \frac{\omega_3}{c} \frac{\partial n(\omega_3)}{\partial \varphi} - \frac{\omega_2}{c} \frac{\partial n(\omega_2)}{\partial \varphi} - \frac{\omega_1}{c} \frac{\partial n(\omega_1)}{\partial \varphi}, \quad (3.31)$$

$$\frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \varphi^2} = \frac{\omega_3}{c} \frac{\partial^2 n(\omega_3)}{\partial \varphi^2} - \frac{\omega_2}{c} \frac{\partial^2 n(\omega_2)}{\partial \varphi^2} - \frac{\omega_1}{c} \frac{\partial^2 n(\omega_1)}{\partial \varphi^2}. \quad (3.32)$$

双轴晶体中波矢方向为 (θ, φ) 的光波的折射率为

$$n(\omega_i) = \left(\frac{2}{-B_i \pm \sqrt{B_i^2 - 4C_i}} \right)^{1/2}, \quad (3.33)$$

对 I 类相位匹配的三波互作用, $i=1, 2$ 时, 式中的符号取 “-”, $i=3$ 时, 式

中的符号取“+”；对 II 类相位匹配的三波互作用， $i=2, 3$ 时，式中的符号取“+”， $i=1$ 时，式中的符号取“-”； B_i, C_i 为 θ, φ 的函数，其中

$$B_i = -\sin^2 \theta \cos^2 \varphi [n_y^{-2}(\omega_i) + n_z^{-2}(\omega_i)] - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi [n_x^{-2}(\omega_i) + n_z^{-2}(\omega_i)] - \cos^2 \theta [n_x^{-2}(\omega_i) + n_y^{-2}(\omega_i)], \quad (3.34)$$

$$C_i = \sin^2 \theta \cos^2 \varphi n_y^{-2}(\omega_i) n_z^{-2}(\omega_i) + \sin^2 \theta \sin^2 \varphi n_x^{-2}(\omega_i) n_z^{-2}(\omega_i) + \cos^2 \theta n_x^{-2}(\omega_i) n_y^{-2}(\omega_i) \quad (3.35)$$

分别将 B_i 和 C_i 对 θ, φ 求导，即

$$\frac{\partial B_i}{\partial \theta} = [n_x^{-2}(\omega_i) + n_y^{-2}(\omega_i) - n_z^{-2}(\omega_i) - n_x^{-2}(\omega_i) \sin^2 \varphi - n_y^{-2}(\omega_i) \cos^2 \varphi] \sin 2\theta, \quad (3.36)$$

$$\frac{\partial C_i}{\partial \theta} = [n_y^{-2}(\omega_i) n_z^{-2}(\omega_i) \cos^2 \varphi + n_x^{-2}(\omega_i) n_z^{-2}(\omega_i) \sin^2 \varphi - n_x^{-2}(\omega_i) n_y^{-2}(\omega_i)] \sin 2\theta, \quad (3.37)$$

$$\frac{\partial B_i}{\partial \varphi} = [n_y^{-2}(\omega_i) - n_x^{-2}(\omega_i)] \sin^2 \theta \sin 2\varphi, \quad (3.38)$$

$$\frac{\partial C_i}{\partial \varphi} = [n_x^{-2}(\omega_i) - n_y^{-2}(\omega_i)] n_z^{-2}(\omega_i) \sin^2 \theta \sin 2\varphi. \quad (3.39)$$

将式(3.33)分别对 θ 和 φ 求导，得

$$\frac{\partial n(\omega_i)}{\partial \theta} = -\frac{\sqrt{2}}{2} \left(-B_i \pm \sqrt{B_i^2 - 4C_i} \right)^{3/2} \left(-\frac{\partial B_i}{\partial \theta} \pm \frac{B_i \frac{\partial B_i}{\partial \theta} - 2 \frac{\partial C_i}{\partial \theta}}{\sqrt{B_i^2 - 4C_i}} \right), \quad (3.40)$$

$$\frac{\partial^2 n(\omega_i)}{\partial \theta^2} = \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{\partial n(\omega_i)}{\partial \theta} \right], \quad (3.41)$$

$$\frac{\partial n(\omega_i)}{\partial \varphi} = -\frac{\sqrt{2}}{2} \left(-B_i \pm \sqrt{B_i^2 - 4C_i} \right)^{3/2} \left(-\frac{\partial B_i}{\partial \varphi} \pm \frac{B_i \frac{\partial B_i}{\partial \varphi} - 2 \frac{\partial C_i}{\partial \varphi}}{\sqrt{B_i^2 - 4C_i}} \right), \quad (3.42)$$

$$\frac{\partial^2 n(\omega_i)}{\partial \varphi^2} = \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\frac{\partial n(\omega_i)}{\partial \varphi} \right]. \quad (3.43)$$

本论文以 I 类相位匹配的 LBO 晶体为例进行分析, LBO 晶体的色散方程^[11]为:

$$\begin{aligned} n_x^2 &= 2.4542 + \frac{0.01125}{\lambda^2 - 0.01135} - 0.01388\lambda^2 \\ n_y^2 &= 2.5390 + \frac{0.01277}{\lambda^2 - 0.01189} - 0.01849\lambda^2 + 4.3025 \times 10^{-5} \lambda^4 - 2.9131 \times 10^{-5} \lambda^6 \\ n_z^2 &= 2.5865 + \frac{0.01310}{\lambda^2 - 0.01223} - 0.01862\lambda^2 + 4.5778 \times 10^{-5} \lambda^4 - 3.2526 \times 10^{-5} \lambda^6 \end{aligned} \quad (3.44)$$

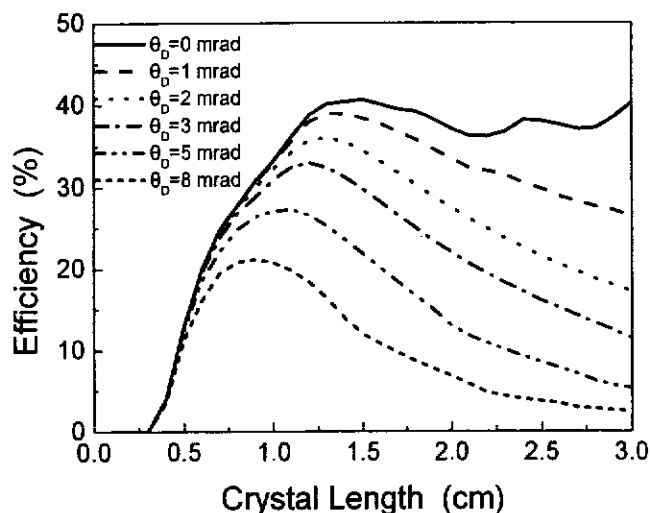
将式(3.44)代入式(3.34)-(3.39), 然后再将式(3.34)-(3.39)代入 (3.40) - (3.43), 就可由方程(3.27) - (3.32)得到 I 类相位匹配的 LBO 晶体的波矢失配 Δk 。

对于高转换效率的 OPO, 不能用解析表达式进行分析。本论文采用四阶龙格-库塔 (Runge-Kutta) 方法对 OPO 的耦合波微分方程 (3.1) 进行数值求解, 计算程序用 FORTRAN 语言编写。程序中光束半径的分段数以及运算中的循环次数通过结果的收敛性来确定; 脉冲时间的分段数由泵浦脉冲在 OPO 腔内的往返振荡次数来确定。由高斯光束的传播规律 (3.6) 式可知, 光束的光斑半径在传播方向上是一直变化的, 因而其强度也在不断变化, 因此程序中考虑了三波在传播方向上光束强度的变化。与光参量放大器 (OPA) 相区别, 计算中考虑了三波在谐振腔内的往返振荡效应, 具体程序编写是通过引入 OPO 的输入输出腔镜分别对泵浦光、信号光和闲频光的反射率来实现的。

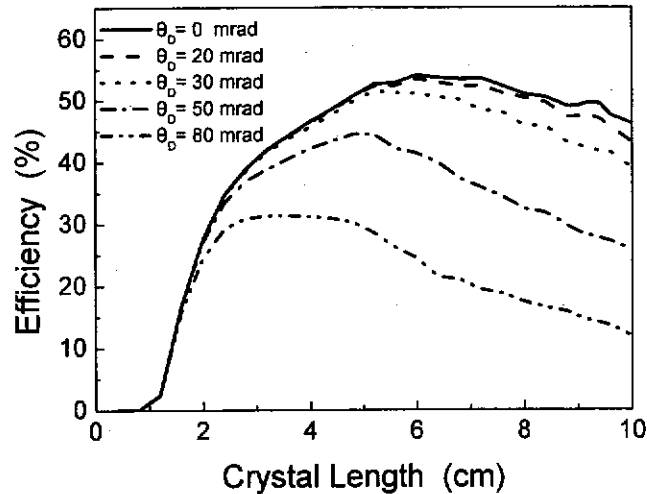
起始时刻信号光和闲频光相当于噪声信号, 它们的单脉冲能量取为 10^{-10} 焦耳, 随着光波在晶体中向前传播, 泵浦光慢慢被消耗, 信号光和闲频光同时增长, 当它们达到输出耦合镜时, 大部分信号光输出, 剩余的泵浦光, 信号光和大部分闲频光返回腔内, 在反向传播时继续产生参量过程。对于纳秒脉冲, 泵光脉宽远大于振荡光在腔内的往返时间, 则在脉冲持续时间内, 上述过程反复进行, 最后可获得较强的信号光输出。在计算过程中, 晶体被分成长度为 dz 的多个等份, dz 对应于 Runge-Kutta 法中的步长。

3.2 高功率纳秒 OPO 发散角效应研究

利用上面提出的高功率纳秒 OPO 理论模型, 我们数值模拟了光束发散的影响。数值模拟采用的 OPO 泵浦源为纳秒脉冲的 532 nm 激光, 脉宽为 50 ns, 重复频率为 10 kHz。所用的 OPO 频率变换过程为 $532 \text{ nm} (e) = 900 \text{ nm} (o) + 1301 \text{ nm} (o)$, 信号光波长为 900 nm。对于高功率 OPO, 这里考虑的是闲频光单共振谐振腔, 只有信号光输出。OPO 的输入腔镜对泵浦光为部分透射, 透射率为 65%, 对于信号光和闲频光是高度反射, 反射率分别为 99.9% 和 99.8%; 输出腔镜对信号光为高度透射, 透射率为 94.5%, 对泵浦光和闲频光为高度反射, 反射率分别为 99.7% 和 99.8%。在这种情况下, 需要考虑反射泵浦光后向传播和闲频光在腔内振荡的影响。下面以单轴晶体 BBO 和双轴晶体 LBO 为例进行计算和分析, BBO-OPO 为临界相位匹配 (CPM), LBO-OPO 为非临界相位匹配 (NCPM)。



(a)



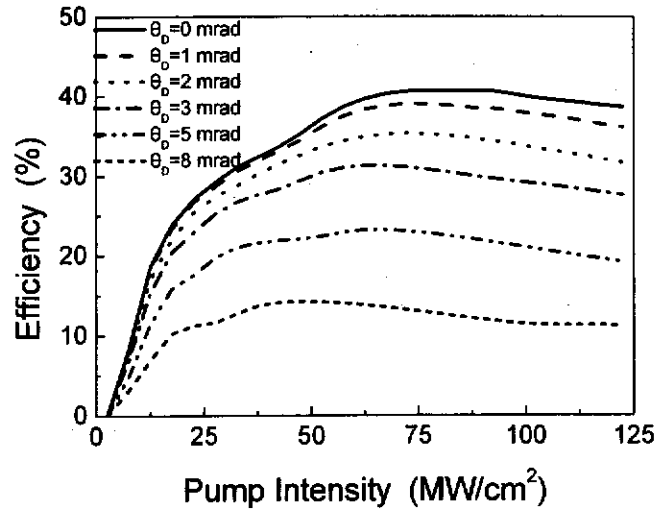
(b)

图 3.1 不同光束发散角下信号光转换效率随晶体长度的变化关系

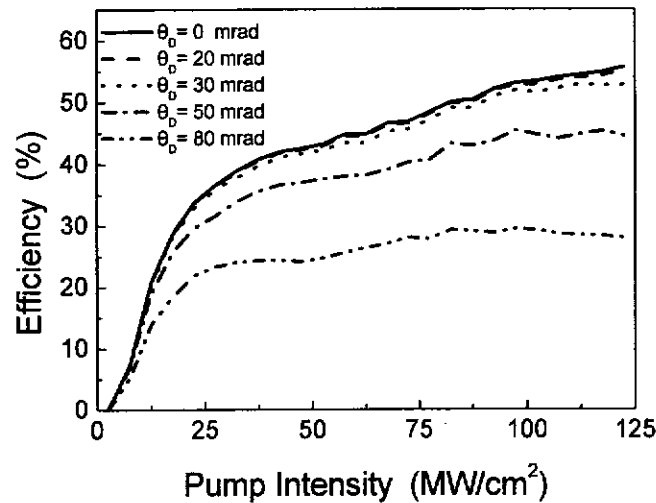
(a) BBO, (b) LBO. 泵浦强度: $I_p=90 \text{ MW/cm}^2$

图 3.1(a)和 3.1(b)分别对于 CPM 的 BBO 晶体和 NCPM 的 LBO 晶体给出了不同光束发散角情况下信号光转换效率随晶体长度的变化关系。从图中可以得出以下几个结论: OPO 信号光的转换效率随发散角增大而下降, 发散角越小转换效率越高; 对于确定的泵浦强度和发散角, 存在一个最佳晶体长度, 对应着最大转换效率; 由于晶体较长和效率较高时会出现信号光和闲频光进行和频而产生泵浦光的逆过程, 因而转换效率在随晶体长度变化过程中有下降现象出现; 随着光束发散角的增加, 最大转换效率对应的晶体长度逐渐变短, 即最佳晶体长度变短。可以看出, 对于光束发散角的影响, CPM 的 BBO-OPO 和 NCPM 的 LBO-OPO 表现出了相同的规律, 但是 LBO 对发散角的容许度要比 BBO 高一个量级, 即接收角大的多。这是因为 LBO 的非临界相位匹配使其具有大的接收角。对于相同的光束发散度, 采用 NCPM 的 LBO 晶体要比采用 CPM 的 BBO 晶体得到更高的效率, 尤其是对于发散角较大的情况。因而, 可以采用长的 LBO 晶体来增大相互作用长度, 从而进一步提高转换效率。

从图 3.1(b)中可以看到, 对于 NCPM 的 LBO-OPO, 当光束发散角小于 20 mrad 时由发散角引起的转换效率的下降可以被忽略。



(a)

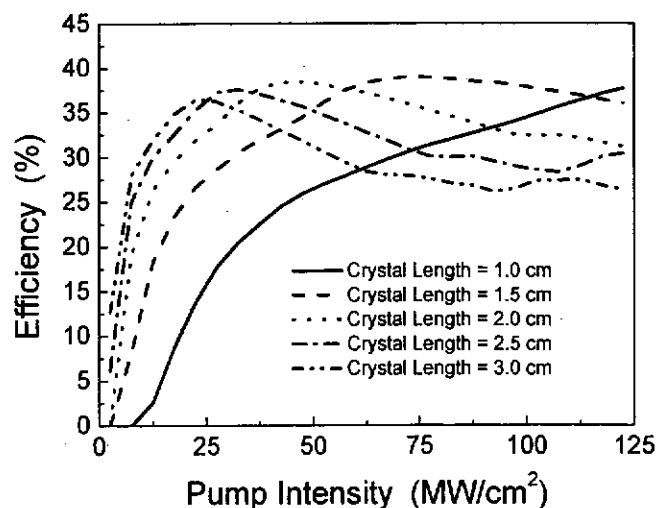


(b)

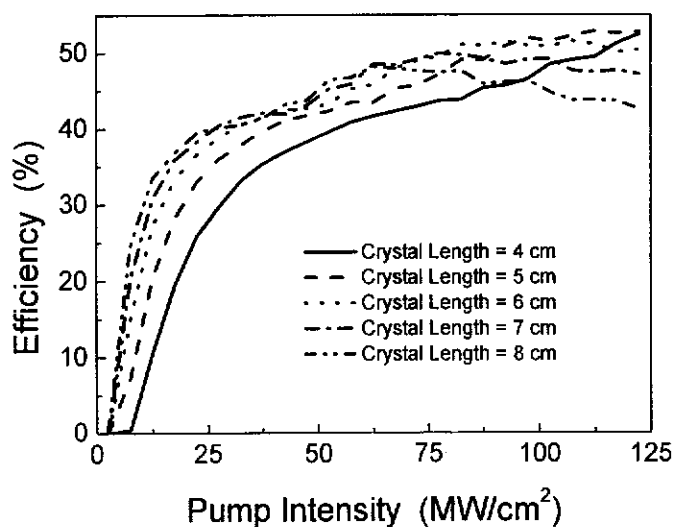
图 3.2 不同光束发散角下信号光转换效率随泵浦强度的变化关系

(a) BBO, 晶体长度为 1.5 cm, (b) LBO, 晶体长度为 5.0 cm

图 3.2(a)和 3.2(b)是在不同光束发散角下计算得到的信号光转换效率与泵浦强度之间的关系。对于 BBO 和 LBO, 在给定的晶体长度下, 信号光转换效率随发散角增大而减小, 但对 LBO 其效率下降较 BBO 缓慢。对比图 3.2(a)和 3.2(b)可以看出, 在高泵浦强度(通常对应高泵浦功率)处, LBO-OPO 的转换效率高与 BBO-OPO。因而, 选用 LBO 晶体比 BBO 晶体能得到更高的输出功率。对于高功率泵浦源泵浦的高转换效率 OPO, LBO 晶体相对于 BBO 是更好的选择。



(a)



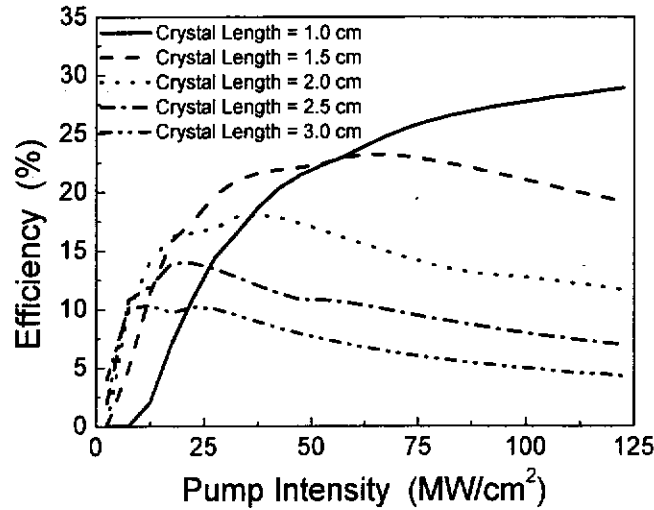
(b)

图 3.3 不同晶体长度下信号光效率与泵浦强度的关系

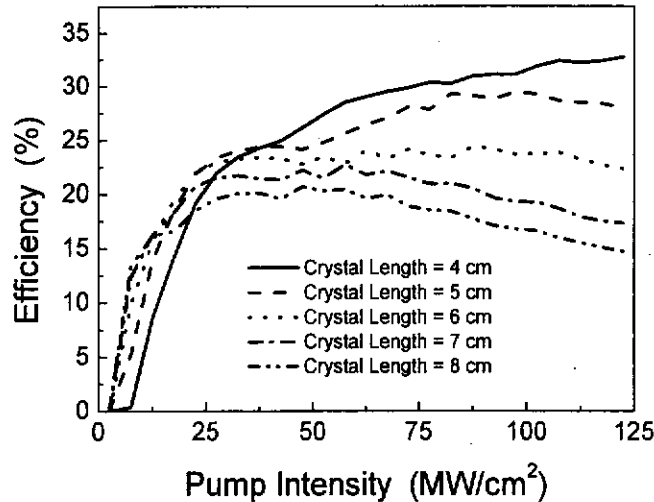
(a) BBO, $\theta_D = 1.0 \text{ mrad}$, (b) LBO, $\theta_D = 30 \text{ mrad}$.

本论文还在确定发散角条件下数值模拟了不同晶体长度下 OPO 信号光效率与泵浦强度的关系。图 3.3(a)和 3.3(b)分别为 BBO 晶体在发散角 $\theta_D = 1.0 \text{ mrad}$ 和 LBO 晶体在发散角 $\theta_D = 30 \text{ mrad}$ 条件下取不同晶体长度时得到的信号光转换效率。同样地, 图 3.4(a)和 3.4(b)分别为 BBO 晶体在发散角 $\theta_D = 5.0 \text{ mrad}$ 和 LBO 晶体在发散角 $\theta_D = 80 \text{ mrad}$ 条件下的结果。从图 3.3 (a), 3.3 (b), 3.4 (a)和 3.4 (b)

中可知,随着光束发散角的增大,最佳晶体长度趋向于变短,最大转换效率降低。光束发散性对转换效率的影响在长晶体时要比短晶体时大的多。这是由于随着光束传播,同一发散光束在长晶体边缘处会引起更大的相位失配并导致泵浦强度变小,这对于晶体长度超出瑞利范围的情况就更为明显。相同趋势在图 3.1(a)和 3.1(b)中也可看到。



(a)



(b)

图 3.4 不同晶体长度下信号光效率与泵浦强度的关系

(a) BBO, $\theta_D = 5.0 \text{ mrad}$, (b) LBO, $\theta_D = 80 \text{ mrad}$.

3.3 小结

我们发展了模拟高功率纳秒 OPO 特性的理论模型, 此模型以分解高斯光束为基础, 不同组分具有不同偏离角, 引起不同相位失配量, 计算程序中考虑了光束在空间和时间上的强度分布以及三波在谐振腔内的往返振荡。与以往此类工作相比, 此模型对泵浦光束的描述更接近实际, 所得结果更准确。

以临界相位匹配 BBO 晶体和非临界相位匹配 LBO 晶体为例, 我们分析了发散角对 OPO 转换效率的影响。数值模拟结果表明光束发散度强烈影响 OPO 转换效率、最佳泵浦强度及最佳晶体长度。光束发散的影响在 CPM BBO-OPO 情况下比在 NCPM LBO-OPO 情况下要大的多。对高功率 OPO, LBO 较 BBO 更合适。以上结论为我们提供了高功率 OPO 实验中优化设计参数的准则, 比如选择最佳的晶体长度和泵浦强度等, 并且对于高功率 OPO 中选择合适的非线性晶体和相位匹配方式十分有益。

利用这个模型, 除了可以对 OPO 的转换效率进行分析以外, 还可以数值模拟 OPO 输出能量(功率)、亏损泵光脉冲的强度及信号光和闲频光的强度、脉冲分布以及光束的空间分布等。

本章小结:

在本章里, 我们发展了模拟高功率纳秒 OPO 特性的理论模型, 利用此模型着重研究了光束发散角对 OPO 转换效率的影响。数值模拟结果对于高功率纳秒 OPO 实验中参数优化设计有重要意义, 如选择合适的非线性晶体, 选取最佳泵浦强度和最佳晶体长度, 设计腔镜的最佳透过率等。

参考文献

- [1] Mark S. Webb, Peter F. Moulton, Jeffrey J. Kasinski, Ralph L. Burnham, Gabe Loiacono and Richard Stolzenberger, *Opt. Lett.*, 1998(23): 1161
- [2] H. Q. Li, H. B. Zhang, Z. Bao, J. Zhang, Z. P. Sun, Y. P. Kong, Y. Bi, X. C. Lin, A. Y. Yao, G. L. Wang, W. Hou, R. N. Li, D. F. Cui, and Z. Y. Xu, *Opt. Commun.*, 2004(232): 411

- [3] J. E. Bjorkholm, *IEEE J.Q.E.*, 1971(QE-7): 109
- [4] S. J. Brosnan and R. L. Byer, *IEEE J.Q.E.*, 1979(QE-15): 415
- [5] J. A. C. Terry, Y. Cui, Y. Yang, W. Sibbett, and M. H. Dunn, *J. Opt. Soc. Am. B*, 1994(11): 758
- [6] T Debuisschert, *Quantum Semiclass. Opt. J. Apl. Phys.*, 1997(9): 209
- [7] A. Fix and R. Wallenstein, *J. Opt. Soc. Am. B*, 1996(13): 2484
- [8] G. Arisholm, *J. Opt. Soc. Am. B*, 1999(16): 117
- [9] R. Urschel, A. Borsutzky, and R. Wallenstein, *Appl. Phys. B*, 2000(70): 203
- [10] K. Kato, *IEEE J.Quantum Electron*, 1986(QE-22): 1013
- [11] K. Kato, *IEEE J.Quantum Electron*, 1994(30): 2950

第四章 高功率全固态光参量振荡器实验研究

高功率全固态光参量振荡器 (OP0) 是产生大功率可调谐光源的有力手段, 它具有高平均功率和宽调谐等优点^[1]。红外波段的可调谐激光脉冲在光谱学、自由空间通讯、医学、生物学和科学研究等方面有广阔的应用, 因此成为全固态激光研究中的重要内容^[2]。优质的非线性光学晶体 BBO, LBO 和 KTP 的发展, 使光参量激光器进入了实用阶段^[3], 其中, LBO 晶体最具吸引力。对于高功率高转换效率的非线性频率变换, LBO 晶体具有高损伤阈值、宽的透光范围、中等的非线性系数以及足够的双折射来实现从紫外 (UA) 到红外 (IR) 波段的相位匹配等优点。LBO 晶体的另一个优点是可以实现非临界相位匹配 (NCPM), 无走离效应, 具有大的接收角和接收带宽, 因而可用相对差的泵光光束质量以及强聚焦光束实现高转换效率 OP0, 并可用长晶体来进一步提高转换效率。另外, 由于它的温度带宽比较小^[4, 5], 所以可用改变晶体温度来实现信号光和闲频光的宽调谐。本章分别用全固态 Nd: YAG 激光的腔外倍频 30 W 绿光及腔内倍频的 70 W 绿光做泵源, 实现纳秒 (ns) LBO-OP0 信号光最高转换效率 52% 及最高输出功率 18 W, 得到了高平均功率、高转换效率和宽调谐的 OP0 信号光输出, 并研究了信号光的光束质量。

4.1 LBO-OP0 理论计算和优化设计

我们首先在理论上仔细研究了纳秒 LBO-OP0 的相位匹配、阈值特性、转换效率、谐振腔及模式匹配等问题, 进行了优化设计, 用一台半导体激光器 (LD) 泵浦的绿光激光器作为泵源, 中科院福建物质结构研究所福晶公司提供的 50 mm 及 60 mm 长 I 类非临界相位匹配 (NCPM) LBO 为非线性晶体, 采用共焦腔结构和闲频光单共振设计, 精确设计实现模式匹配。

一. LBO 晶体的基本特性

LBO 晶体是中科院福建物质结构研究所发明的可用于紫外到红外波段的优良的非线性光学晶体, 目前它已广泛应用于二倍频、三倍频、OP0 及 OPA 等各类频率变换方式中。LBO 是正交 mm2 点群, 属双轴晶体, 熔点约为 834°C, 莫氏硬度为 6, 密度为 2.47 g/cm³, 微潮解, 它的透光波段为 160—2600 nm, 光学

均匀性 $\delta n \approx 10^{-6}/\text{cm}$ 。在 532 nm 泵浦的非临界相位匹配 OPO 中, 它的有效非线性系数为 0.85 pm/V, 接收带宽为 $353.19 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{cm}$, 接收角大, 无走离。LBO 晶体具有宽的 I 类及 II 类非临界相位匹配范围。其色散方程为^[4] (波长单位为 μm):

$$\begin{aligned} n_x(T) &= n_x(T_0) + (-3.76 \cdot \lambda + 2.30) \times 10^{-6} \times [\Delta T + 29.13 \times 10^{-3} \cdot (\Delta T)^2] \\ n_y(T) &= n_y(T_0) + (6.01 \cdot \lambda - 19.40) \times 10^{-6} \times [\Delta T - 32.89 \times 10^{-4} \cdot (\Delta T)^2] \\ n_z(T) &= n_z(T_0) + (1.50 \cdot \lambda - 9.70) \times 10^{-6} \times [\Delta T - 74.49 \times 10^{-4} \cdot (\Delta T)^2] \end{aligned} \quad (4.1)$$

其中:

$$\begin{aligned} n_x^2(T_0) &= 2.4542 + \frac{0.01125}{\lambda^2 - 0.01135} - 0.01388\lambda^2 \\ n_y^2(T_0) &= 2.5390 + \frac{0.01277}{\lambda^2 - 0.01189} - 0.01849\lambda^2 + 4.3025 \times 10^{-5} \lambda^4 - 2.9131 \times 10^{-5} \lambda^6 \\ n_z^2(T_0) &= 2.5865 + \frac{0.01310}{\lambda^2 - 0.01223} - 0.01862\lambda^2 + 4.5778 \times 10^{-5} \lambda^4 - 3.2526 \times 10^{-5} \lambda^6 \end{aligned} \quad (4.2)$$

$$\Delta T = T - T_0 \quad (T_0 = 20^\circ\text{C})$$

LBO 晶体几乎是目前全固态大功率激光器件中使用最为广泛的非线性光学晶体。其突出的优点就是损伤阈值高, 达 18.9 GW/cm^2 ($\lambda=1.05 \mu\text{m}$, 脉宽 $\tau=1.3 \text{ ns}$)。LBO 与几种主要非线性晶体损伤阈值的比较, 见表 4.1^[6], 条件为 $\lambda=1.05 \mu\text{m}$, $\tau=1.3 \text{ ns}$ 。

表 4.1 几种主要晶体损伤阈值的比较

晶体种类	能量密度 (J/cm^2)	功率密度 (GW/cm^2)	比率
KTP*	6.0	4.6	1
KDP	10.9	8.4	1.83
BBO	12.9	9.9	2.15
LBO	24.6	18.9	4.10

二. 相位匹配

532 nm 激光泵浦 OPO 过程, 采用 I 类($e \rightarrow o + o$)非临界相位匹配的 LBO 非

线性晶体。I 类非临界相位匹配无双折射走离, 有利于选用长的非线性晶体, 增加相互作用长度, 提高 OPO 的转换效率。为了满足 I 类非临界相位匹配的要求, 设计的 LBO 非线性晶体的匹配角是 $\theta = 90^\circ$ 和 $\phi = 0^\circ$ 。I 类相位匹配的温度调谐 LBO-OPO^[4], 应满足相位匹配条件:

$$\frac{n_{ep}^T}{\lambda_p} = \frac{n_{os}^T}{\lambda_s} + \frac{n_{oi}^T}{\lambda_i} \quad (4.3)$$

OPO 过程产生的信号光和闲频光波长可由控制 LBO 晶体的温度进行调谐。由含有温度的 Sellmeier 方程计算, LBO 晶体的温度调谐曲线如图 4.1 所示。当 LBO 晶体的温度为 135° 时, 信号光波长 $\lambda_s = 900$ nm, 闲频光波长 $\lambda_i = 1300$ nm; 当 LBO 晶体的温度为 126.3° 时, 信号光波长 $\lambda_s = 860$ nm, 闲频光波长 $\lambda_i = 1395$ nm。

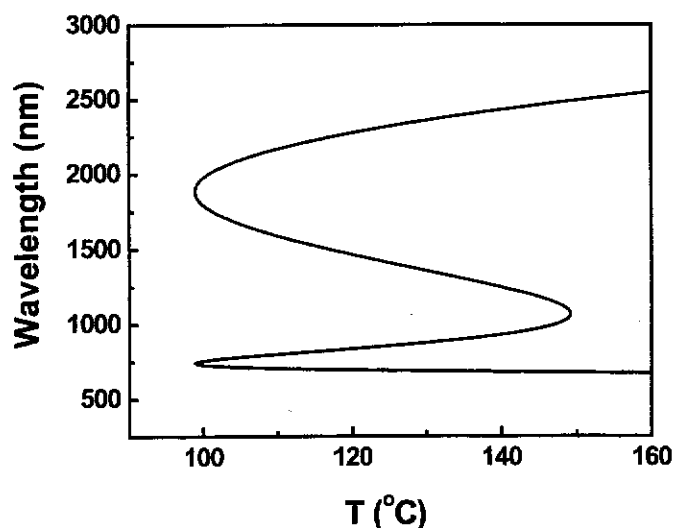


图 4.1 532 nm 泵浦的 LBO-OPO 温度调谐的理论曲线

三. OPO 的阈值

纳秒激光脉冲泵浦的单共振 OPO, 泵浦功率密度阈值 I_{th} 的计算公式为:

$$I_{th} = \frac{2.25}{kg_s l_c^2 (1 + \gamma)^2} \left[\frac{33L}{2\tau_p c} + 2\alpha l_c + \ln \frac{1}{\sqrt{R}} + \ln 4 \right]^2 \quad (4.4)$$

其中,

$$k = \frac{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2}{\lambda_s \lambda_i n_s n_i n_p \epsilon_0 c} \quad (4.5)$$

g_s 代表模式耦合系数, 表示为

$$g_s = \frac{1}{1 + \left(\frac{w_s}{w_p} \right)^2} \quad (4.6)$$

l_c 代表 LBO 晶体长度; γ 代表晶体中向后与向前泵浦场振幅之比(在计算中取为 $\gamma = 0.99$); L 代表 OPO 的光学腔长; τ_p 代表泵浦光脉冲宽度; α 代表单程损耗(在计算中取为 $\alpha = 0$); R 代表 OPO 输出镜对闲频光的反射率; $d_{\text{eff}} = 0.85 \text{ pm/V}$ 代表二阶有效非线性系数; n_s, n_i 和 n_p 分别代表信号光, 闲频光和泵浦光的折射率; λ_s 代表信号光波长, λ_i 代表闲频光波长; c 代表光速; ϵ_0 代表自由空间的介电常数; w_s 和 w_p 分别代表信号光及泵浦光的高斯光束半径。我们将 30 W 绿光做泵源的实验中相应的参数值代入公式(4.4), 理论计算得到的阈值峰功率密度为 20.5 MW/cm^2 。

四. OPO 谐振腔设计

对于高平均功率的纳秒脉冲, 其峰值功率通常要比皮秒脉冲低得多, 要达到 OPO 过程所需的峰值功率密度, 需要对泵浦光聚焦来实现。而且, LBO 晶体的损伤阈值很高, 但是其有效非线性系数较小 ($d_{\text{eff}} = 0.85 \text{ pm/V}$), 在相同的晶体长度, 相同的泵浦平均功率条件下, 必须通过强聚焦提高泵浦功率密度, 进而提高参量增益。为了增加谐振腔的腔内功率密度, 从而增大信号光输出, 我们的 OPO 谐振腔采用了闲频光单共振(闲频光振荡、信号光输出)的共焦腔结构, 如图 4.2 所示。

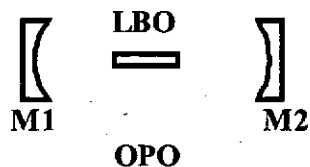


图 4.2 OPO 共焦腔示意图

谐振腔参数利用 ABCD 定律^[7]进行计算。OPO 共焦腔由一对曲率半径 R 相同的平凹输入、输出镜组成。考虑到对称稳定腔的光腰处于谐振腔中心的特点, 我们将参考面选在晶体中心 (晶体处于谐振腔中间), 光束在腔内往返一周的总变换矩阵 M 为:

$$M = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & l_c/2n \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & l_c/2n \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & l_c/2n \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.7)$$

其中, l_c 为 LBO 晶体长度, l_1 为 M_1 到 LBO 晶体左端面的距离, l_2 为 M_2 到 LBO 晶体右端面的距离。

由高斯光束在腔内自再现条件 $q_1 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D}$ 可求出:

$$\frac{1}{q_1} = \frac{D-A}{2B} - i \frac{\sqrt{1 - ((A+D)/2)^2}}{B} = \frac{1}{R} - i \frac{\lambda M^2}{\pi \omega_0^2} \quad (4.8)$$

谐振腔的稳定性条件为 $\left| \frac{(A+D)}{2} \right| < 1$ 。 M^2 表征高斯光束的光束质量。在光腰

处, 应满足条件 $D-A=0$, 即光腰处高斯光束的等相位面的曲率半径为无穷大。

高斯光束的腰斑半径为:

$$\omega_0^2 = \frac{-\lambda B M^2}{\pi \sqrt{1 - ((A+D)/2)^2}} \quad (4.9)$$

图 4.3、图 4.4 和图 4.5 分别给出了 $M^2=1$ 、 $M^2=3.9$ 和 $M^2=9.5$ 时, OPO 腔中心腰斑半径随腔镜曲率半径的变化曲线。

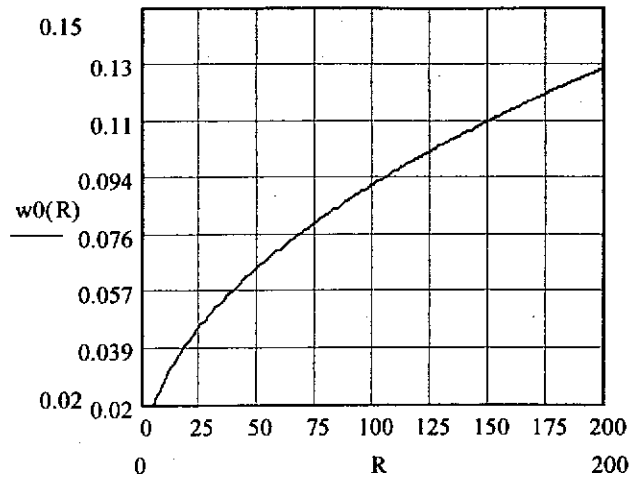


图 4.3 $M^2=1$ 的情况下, 腰斑随腔镜曲率半径的变化曲线

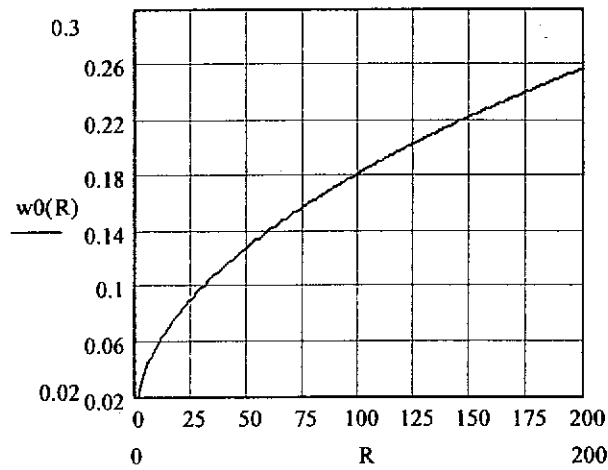


图 4.4 $M^2=3.9$ 的情况下, 腰斑随腔镜曲率半径的变化曲线

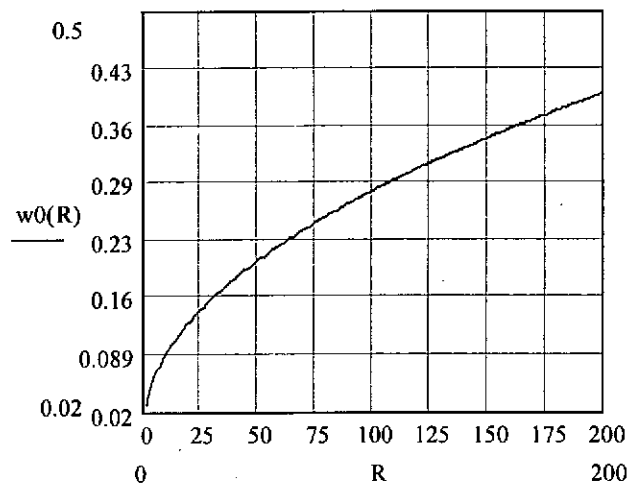


图 4.5 $M^2=9.5$ 的情况下, 腰斑随腔镜曲率半径的变化曲线

随着腔镜曲率半径的增大, 共焦腔中心的腰斑半径逐渐增大; M^2 越大, 相同曲率的谐振腔中心的腰斑越大。为了使非线性晶体内达到足够大的功率密度, 需要谐振腔中心的腰斑足够小, 则不能采用曲率半径太大的腔镜, 尤其是对于 M^2 大的泵浦光。

针对实验中泵浦光的参数 (平均功率 30 W, $M^2=3.9$ 或平均功率 70 W, $M^2=9.5$), 为使共焦腔中心的腰斑足够小来达到所需泵浦功率密度, 而且不损伤 LBO 端面的光学膜, 综合考虑各因素, 我们选取曲率半径为 75 mm 的平凹镜构成共焦腔。当曲率半径 $R=75$ mm, OPO 腔内不含 LBO 晶体时, 共焦腔物理腔长 $l=R=75$ mm。考虑到 LBO 晶体引起的增长量 $l_c(1-\frac{1}{n})$ 后, OPO 物理腔长为 $L=l+l_c(1-\frac{1}{n})$ 。ABCD 变换矩阵 M 里的 $l_1=l_2=(L-l_c)/2$, n 是 LBO 晶体的折射率。

为了实现闲频光单共振, OPO 腔的输入镜对波长 532 nm 泵浦光镀增透膜, 信号光和闲频光镀高反膜; 输出镜对波长 532 nm 和闲频光镀高反膜, 而对信号光镀增透膜。LBO 晶体两端面对泵浦光, 信号光和闲频光均镀增透膜, 晶体处于谐振腔中心位置。532 nm 泵浦光的偏振方向平行于 LBO 晶体的 y 轴, 信号光和闲频光的偏振方向平行于 LBO 的 z 轴。

五. 转换效率和输出功率

我们从描述 OPO 过程的三波耦合方程出发, 采用龙格-库塔方法^[8]进行数值计算, 研究了 LBO-OPO 输出信号光转换效率与泵浦光功率和晶体长度的关系。OPO 三波耦合方程表示为:

$$\begin{aligned}\frac{dE_p}{dz} &= i \frac{\omega_p d_{eff}}{n_p c} E_s E_i \exp(i\Delta kz) \\ \frac{dE_s}{dz} &= i \frac{\omega_s d_{eff}}{n_s c} E_p E_i^* \exp(i\Delta kz) \\ \frac{dE_i}{dz} &= i \frac{\omega_i d_{eff}}{n_i c} E_p E_s^* \exp(i\Delta kz)\end{aligned}\quad (4.10)$$

其中 E_p, E_s, E_i 分别为泵浦光, 信号光和闲频光场的振幅, $\omega_p, \omega_s, \omega_i$ 是泵浦光, 信号光和闲频光的圆频率, n_p, n_s, n_i 是泵浦光, 信号光和闲频光在晶体中的折射率, d_{eff} 是 LBO 晶体的二阶非线性系数, Δk 是波矢失谐量。从第三章图 3.1(b) 中可知, 对于 NCPM 的 LBO-OPO, 当光束发散角小于 20 mrad 时由发散角引起的转换效率的下降可以被忽略。我们的实验中泵光的发散角为 12.5 mrad, 对应于图 3.1(b) 中 $\theta_D = 0\text{mrad}$ 到 $\theta_D = 20\text{mrad}$ 的情况, 所以在本章理论计算中忽略了发散角的影响。在晶体长度小于其瑞利长度的条件下, 可以采用相位匹配条件 $\Delta k = 0$ 。

我们在考虑了高斯光束和 ns 光脉冲线型的情况下, 采用龙格-库塔方法, 数值求解三波耦合偏微分方程, 得到了 LBO-OPO 输出信号光功率与泵浦光输入功率的关系, 转换效率与晶体长度的关系、信号光空间分布与脉冲线型等。采用 30 W 绿光做泵源的实验中相应的参数值, 即 532 nm 泵光的脉宽为 50 ns, 重复频率为 10 kHz; OPO 输入腔镜对 532 nm 泵光的透射率为 65%, 对 900 nm 信号光和 1300 nm 闲频光的反射率分别为 99.9% 和 99.8%; 输出腔镜对信号光的透过率为 94.5%, 对泵浦光和闲频光的反射率分别为 99.7% 和 99.8%, 图 4.6 和图 4.7 分别给出了理论计算的信号光转换效率与晶体长度的关系及信号光输出功率和效率与泵浦光功率的关系。

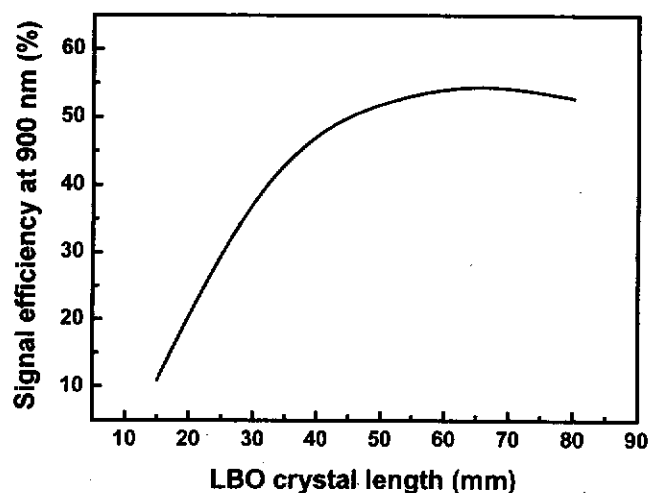


图 4.6 信号光效率与晶体长度的理论关系曲线

从图 4.6 可知, 信号光效率最初随晶体长度增加而增长, 在晶体长度为 65 mm 时达到最大值, 然后开始降低。我们在实验中采用的是 50 mm 和 60 mm 的 LBO 晶体。对于曲率半径为 75 mm 的共焦腔, 在腔内放入 50 mm 和 60 mm LBO 晶体后, 谐振腔的物理腔长分别为 93.8 mm 和 97.6 mm, 对应于瑞利范围, 因而在计算中可以近似认为 $\Delta k = 0$ 。

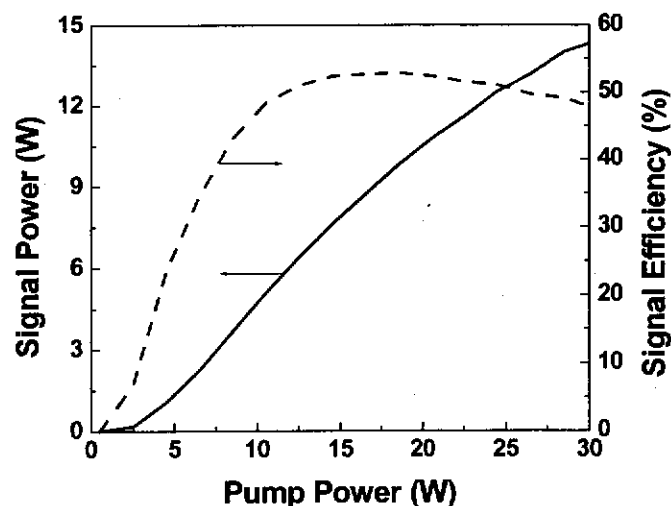


图 4.7 30W 腔外倍频绿光泵浦 OPO 信号光输出功率和效率与泵浦光功率理论关系曲线

从图 4.7 可以看出, 随着泵浦功率增加, 信号光效率起初增长, 到一定泵浦功率时开始下降。这是因为在高转换效率情况下信号光和闲频光在晶体内和频而产生了泵浦光。

采用 70 W 腔外倍频绿光做泵源的实验中相应的参数值, 即 532 nm 泵光的脉宽为 120 ns, 重复频率为 8 kHz。OPO 输入腔镜对 532 nm 泵光的透射率为 92.65%, 对 860 nm 信号光和 1395 nm 闲频光的反射率分别为 99.5% 和 99.9%; 输出腔镜对信号光的透过率为 99%, 对泵浦光和闲频光的反射率分别为 99.5% 和 99.8%。图 4.8 为计算得到的信号光功率和效率随泵浦光功率的变化关系。

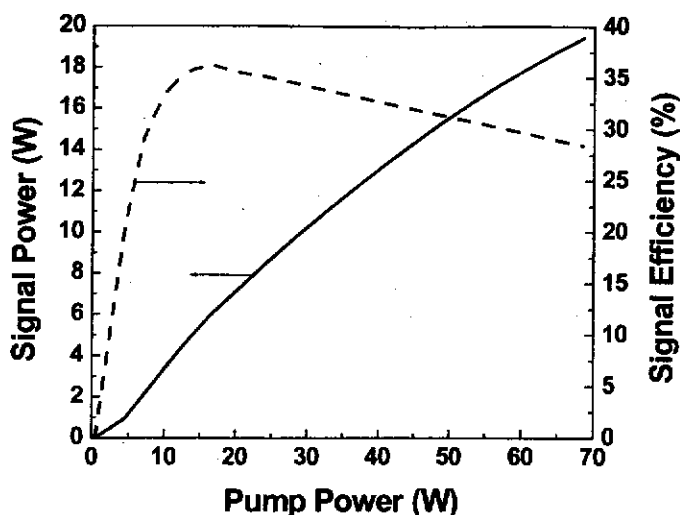


图 4.8 70W 腔内倍频绿光泵浦 OPO 信号光输出功率和效率与泵浦光功率理论关系曲线

六. 模式匹配

根据模式匹配概念, 当一个稳定腔发出的单模高斯光束注入另一个稳定腔时 (激光波长一样), 如果两个腔的模式是匹配的, 则它在第二个腔中只激发同样的模式。如果两个腔模不匹配, 则第一个腔发出的单模光束将与第二个腔中的各个不同模式相耦合, 从而发生模的交叉激发, 降低 OPO 转换效率。设计 OPO 腔时, 必须考虑泵浦光的模式匹配。简单的说, 模式匹配即泵浦光束入射到 OPO 腔内, 其波前与腔的自再现模的波前一致, 达到模式匹配时, 入射光束与腔的自再现模束腰大小以及瑞利长度相等。实现模式匹配有利于实现相位匹配, 降低阈值, 提高转换效率, 得到窄的线宽。

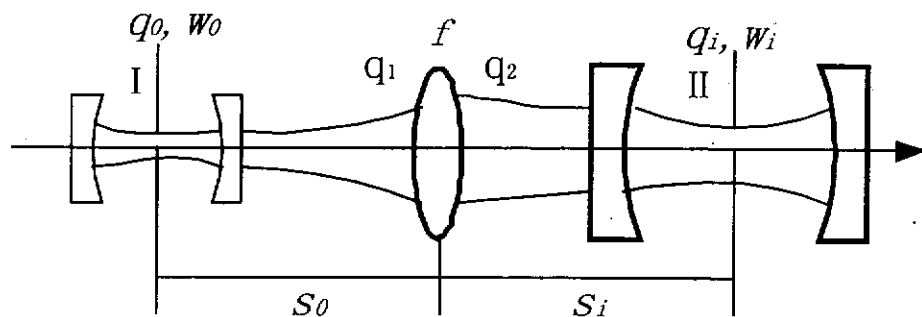


图 4.9 高斯光束模式匹配示意图

图 4.9 为高斯光束模式匹配示意图^[9], 设在 I 腔中产生腰斑 w_0 的基模高斯光束, II 腔中产生腰斑 w_i 的基模高斯光束。如果在其间适当位置 (物距 s_0 , 像距 s_i) 插入一个适当焦距 f 的薄透镜后, 使由 I 腔发出光束与由 II 腔发出光束互为物像。

共轭, 则该透镜称为二腔的模匹配透镜。因事先给定的量和参数可以变化, 因而这一问题的提法可以是多种方式的, 只需这些参数满足一定关系即可。比较一般的提法是, 已知物方高斯光束的腰斑 w_0 , 要求在像方得到腰斑为 w_i 的高斯光束, 求物距 s_0 、像距 s_i 和模匹配透镜的焦距 f 应满足的关系。求解可直接利用高斯光束通过薄透镜变换的成像公式和物像比例公式稍加变化得出, 也可利用高斯光束的复参数表示和 ABCD 定律直接推导。

设在透镜处物方和像方复参数分别为 q_1 和 q_2 , 物方腰斑和像方腰斑处复参数分别为 q_0 和 q_i , 由 ABCD 定律得到

$$q_0 \rightarrow q_1: \quad q_1 = q_0 + s_0 \quad (4.11)$$

$$q_1 \rightarrow q_2: \quad \frac{1}{q_2} = \frac{1}{q_1} - \frac{1}{f} \quad (4.12)$$

$$q_2 \rightarrow q_i: \quad q_i = q_2 + s_i \quad (4.13)$$

将式 (4.11)、(4.12) 代入式 (4.13), 得

$$(q_i - s_i) \left(\frac{1}{q_0 + s_0} - \frac{1}{f} \right) = 1 \quad (4.14)$$

展开上式左方, 分离实、虚部, 并利用

$$\frac{1}{q_0} = -i \frac{\lambda}{\pi w_0^2} \quad (4.15)$$

$$\frac{1}{q_i} = -i \frac{\lambda}{\pi w_i^2} \quad (4.16)$$

均为纯虚数, 得到

$$(s_0 - f)(s_i - f) = q_0 q_i + f^2 \quad (4.17)$$

$$q_i(s_0 - f) = q_0(s_i - f) \quad (4.18)$$

把式 (4.15)、(4.16) 代入式 (4.17)、(4.18), 对 s_0 、 s_i 求解得

$$\begin{aligned} s_0 &= f \pm \frac{w_0}{w_i} \sqrt{f^2 - f_0^2} \\ s_i &= f \pm \frac{w_i}{w_0} \sqrt{f^2 - f_0^2} \end{aligned} \quad (4.19)$$

其中 $f_0 = \frac{\pi w_0 w_i}{\lambda}$

(4.19) 式即为高斯光束的模匹配公式。下面分两种情况讨论。

- (1) 当 w_0 、 w_i 给定时, 模匹配公式中仍包含三个未知量 s_0 、 s_i 和 f , 因而在物理上允许范围内独立选择其中一个量, 求解其余二个量。
- (2) 当 w_0 、 w_i 和二腔相对位置 $s = s_0 + s_i$ 给定时, 数学上可由三个联立方程式解出 s_0 、 s_i 和 f 。但在模匹配的实际问题中必须注意求出结果在物理上是否合理。

对 OPO 来说, 模式匹配是由已知的泵光激光器腔参数和所需要的 OPO 腔参数, 解得满足模式匹配的模匹配透镜焦距 f 及其与二腔的相对位置。在实际中, 有时为了实现合适距离最佳模式匹配, 需要采用组合透镜的方法, 先将泵浦光聚焦到合适物方腰斑半径, 然后用另一个透镜进行模匹配。

我们以共焦腔的腔镜曲率半径 $R=75$ mm, LBO 晶体长度为 50 mm, 泵光的 M^2 因子为 3.9 为依据, 用 ABCD 矩阵方法计算得到腔模的束腰半径应为 157 μm 。通过选取适当的匹配透镜焦距和位置, 实验中测得的腔内泵浦光束腰半径为 160 μm , 达到了很好的模式匹配。泵光的 M^2 因子为 9.5 的情况下, 用 ABCD 矩阵方法计算得到腔模的束腰半径应为 246 μm 。

4.2 高转换效率 LBO-OPO

目前报道的大部分 LBO-OPO 输出功率小于 1W, 所使用的 LBO 晶体长度为 10~30 mm^[10-14]。Ruffing 等^[15]在采用 18 mm LBO 晶体的皮秒 OPO 中得到 5 W 信号光平均功率输出。我们的纳秒 LBO-OPO 实验在腔内泵浦功率为 18 W 时得到 900 nm 输出 9.4 W, 对应信号光效率 52%, 为信号光最高转换效率, 最高信号光功率达到 13.5 W, 所用 LBO 晶体为 50 mm。

一. 实验装置

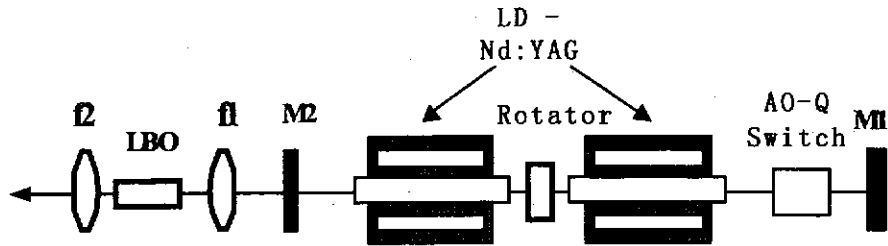


图 4.10 30W 腔外倍频绿光实验装置图

利用全固态调 Q Nd:YAG 产生的纳秒 1064 nm 基频光，经 LBO 晶体进行腔外倍频，产生 532 nm 绿光^[16]，作为 OPO 泵源，其实验装置如图 4.10 所示。图中 M1、M2 为平面镜，f1 为聚焦透镜，f2 为准直透镜。532 nm 绿光的脉宽为 50 ns，重复频率为 10 kHz，最大输出功率约为 30 W，光束质量因子 $M^2=3.9$ 。

OPO 实验装置如图 4.11 所示，泵光经过镀有对 532 nm 高透介质膜的准直透镜 L1 准直，再通过光隔离器，用匹配透镜 L2 将泵光耦合到 OPO 的共焦腔中。腔镜 M3 和 M4 是曲率半径为 $r = 75 \text{ mm}$ 的平凹镜，输入镜 M3 对于 532 nm 泵光有部分透射率 65%，对信号光和闲频光具有高反射率，对带宽为 200 nm、中心波长在 900 nm 和 1300 nm 的信号光和闲频光的反射率分别为 99.9% 和 99.8%。输出腔镜 M4 对于信号光为高透，而对泵光及闲频光为高反。它对信号光的透射率在 900 nm 处为 94.5%，在 750-1040 nm 范围内 >83%；对泵光的反射率为 99.7%；对带宽为 200 nm，中心波长在 1300 nm 的闲频光的反射率为 99.8%。此 OPO 谐振腔为闲频光单共振腔，腔长约为 93.8 mm。

OPO 两腔镜中心的非线性晶体为 50 mm 长的 LBO 晶体，I 类 ($e \rightarrow o+o$) 非临界相位匹配 ($\Theta=90^\circ, \Phi=0^\circ$)，镀有对泵光及参量光高透膜。532 nm 泵浦光的偏振方向平行于 LBO 晶体的 y 轴，信号光和闲频光的偏振方向平行于 LBO 的 z 轴。LBO 晶体放置于控温精度为 0.1°C 的控温炉中。信号光经 M4 输出后，再经棱镜把信号光、泵光及闲频光分开后进行测量。

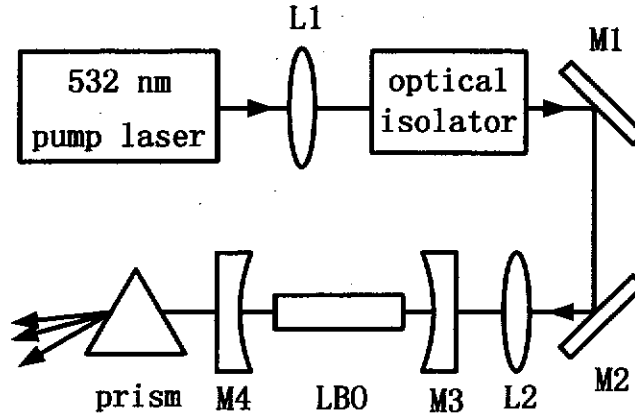


图 4.11 OPO 实验装置示意图

二. 实验结果

OPO 的输出主要为信号光, 包含大约 1% 的剩余泵浦光及闲频光。图 4.12 给出了信号光为 900 nm 时信号光输出功率及转换效率随泵浦光功率变化的曲线。从图中可以看出, 信号光输出功率和转换效率随泵浦光功率增加而增长。由于所用的 OPO 输入腔镜对泵光的透过率仅为 65%, 进入腔内的泵光功率为 18 W, 此时得到信号光输出功率 9.4 W, 对应的腔内信号光转换效率为 52 %, 为国际最高信号光转换效率。此值与图 4.6 所示的理论曲线中晶体长度取 50 mm 时的计算值符合很好。从图中还可看出, 实验中的泵浦阈值平均功率为 5.8 W, 对应的阈值峰功率密度为 29 MW/cm^2 , 前面理论计算得到的阈值峰功率密度为 20.5 MW/cm^2 , 理论计算与实验结果基本符合。

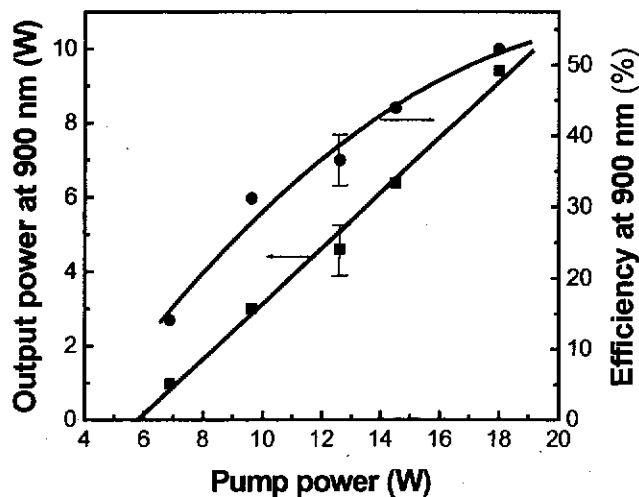


图 4.12 900 nm 信号光输出特性曲线

通过改进 OPO 输入腔镜的膜系设计, 增大其对 532 nm 泵浦光的透过率, 从而增大腔内的泵浦功率, 我们得到 900 nm 信号光输出功率 13.5 W, 对应的信号光转换效率为 50%, 其输入输出关系示于图 4.13。

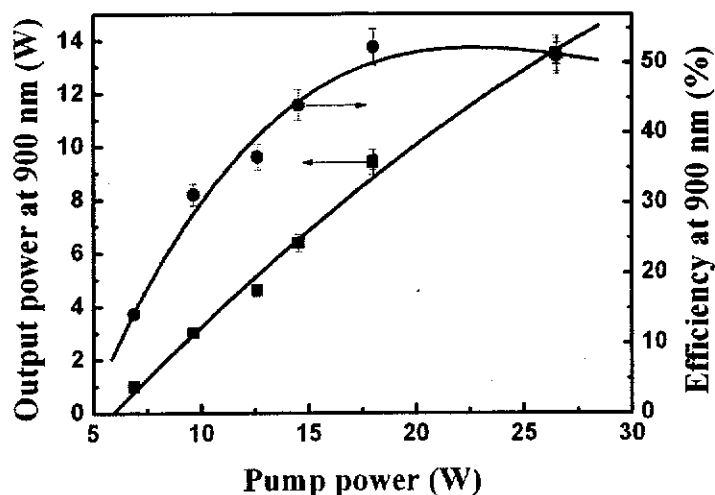


图 4.13 信号光功率和效率与泵光功率的关系

4.3 宽调谐 LBO-OPO

一. LBO-OPO 调谐特性

采用 4.2 节的实验光路, 通过改变 LBO 晶体的温度, 可以对 OPO 的输出波长进行调谐。对于非临界相位匹配, 存在一个很宽的信号光调谐范围。图 4.14 为信号光输出功率随晶体温度变化的关系, 图中的点为实验测量值, 在晶体温度从 106°C 到 149°C 的变化范围内, 测得信号光波长从 778 nm 到 1036 nm 之间连续可调谐, 对应的闲频光波长范围为 1094-1683 nm。图中的实线为从 LBO 的色散方程^[4]出发在理论上得到的调谐曲线。我们用型号 MS9710B、分辨率为 0.1 nm 的光谱分析仪测得输出信号光在 778 - 1036 nm 范围内的光谱线宽为 4.8 - 9.6 nm。如要得到窄的光谱线宽, 可采用在腔内插入标准具、棱镜或光栅等光学元件^[17]来实现。

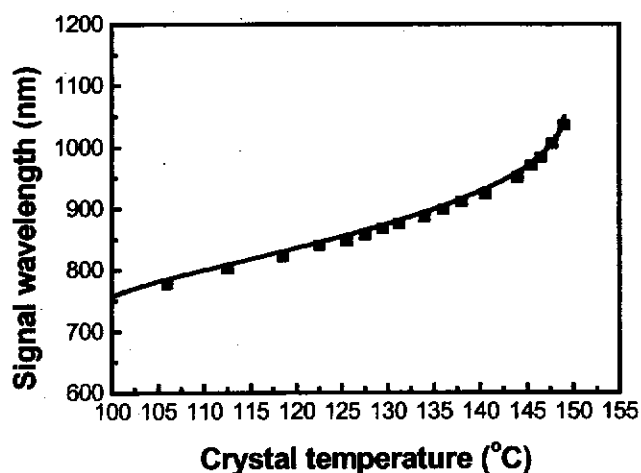


图 4.14 532nm 泵浦的 LBO-OPO 温度调谐曲线

通过改变晶体温度，我们测得腔内泵光功率为 18 W 时不同信号光波长对应的信号光功率，如图 4.15 所示。由于 OPO 腔镜和 LBO 晶体镀膜带宽的关系，不同波长对应的输出功率有所差别，在信号光波长为 860 nm 到 1020 nm 范围内，输出功率大于 8 W，最大值达到 9.4 W。

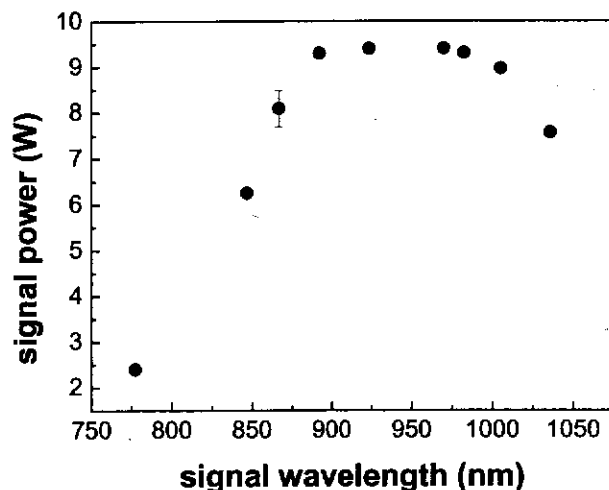


图 4.15 信号光功率随波长变化关系

二. LBO-OPO 调谐扩展

高平均功率宽调谐 OPO 的其中一个重要应用是可以作为有效的可调谐泵浦光源，通过其它非线性频率变换过程来扩展调谐波段。用此 OPO 输出的信号光做泵源，采用新型非线性光学晶体 BiB_3O_6 (BiBO) 补偿走离倍频，可得到可调

谐蓝光波段输出。用 532 nm 绿光泵浦 OPO，再用 OPO 的信号光泵浦走离补偿的 BiBO 晶体，总的实验装置如图 4.16 所示。实验装置实物图见图 4.17。

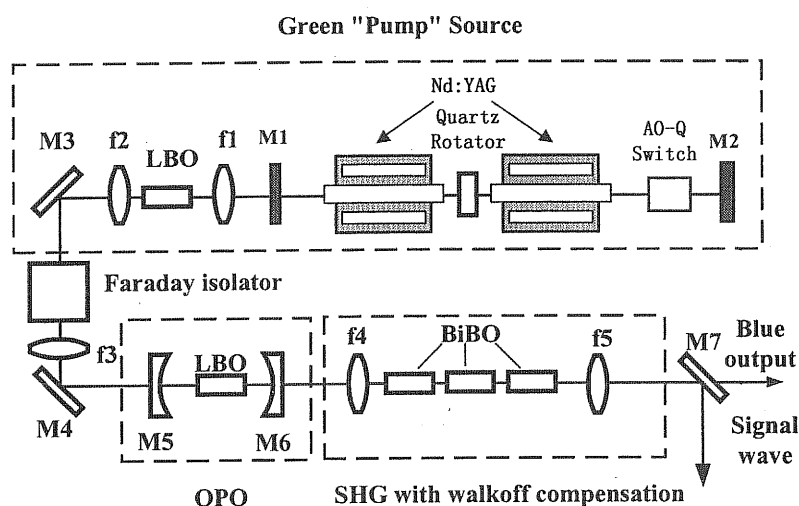


图 4.16 OPO 蓝光激光系统示意图：M1 和 M2 是 1064nm 输出耦合镜和全反镜；f1 和 f4 为聚焦透镜；f2 和 f5 为准直透镜；f3 是模匹配透镜；M3 和 M4 为双色片，532nm 高反，1064nm 高透；M5 和 M6 构成 OPO 谐振腔；M7 为双色片，用来将蓝光与信号光分离。

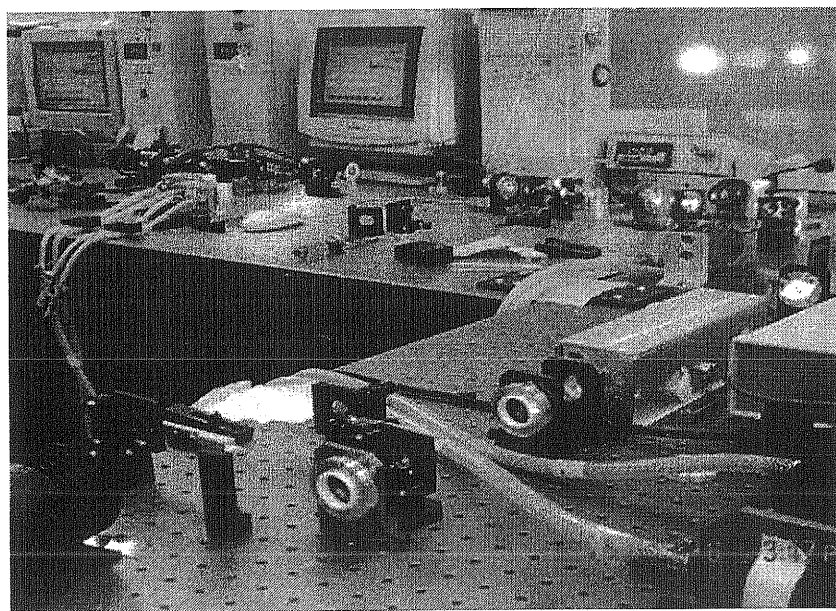


图 4.17 OPO 实验装置图

新型非线性晶体 BiBO 被用作光参量信号光倍频产生蓝光的倍频晶体，它具有非线性系数 (3.34 pm/V) 大和损伤阈值高的优点，但是，它在倍频波段走离角较大，从而影响倍频效率。采用三块 BiBO 晶体，进行走离补偿，可以增加接

收带宽, 提高倍频效率, 得到高功率蓝光输出。

在 OPO 信号光为 6.2 W 时, 其光束质量因子 M^2 在水平方向小于 3.2, 在垂直方向小于 2。我们在参量信号光波长为 940 nm 的条件下, 测量了倍频蓝光的输出功率与信号光(基频光)功率的关系, 如图 4.18 所示, 图中点为实验值, 实线为理论值, 理论值与实验值符合较好。当参量信号光功率为 6.2 W 时, 470 nm 蓝光输出功率为 1.3 W。

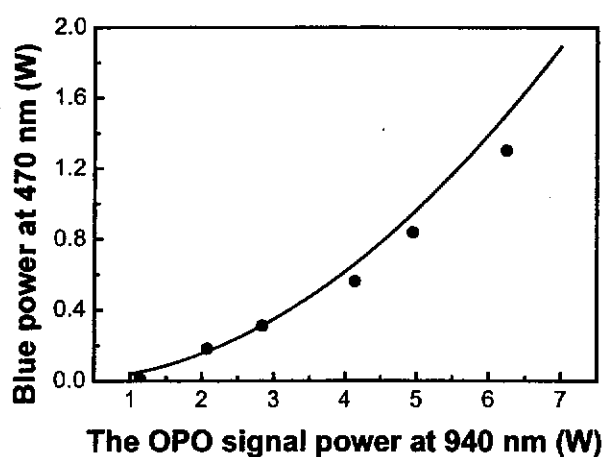


图 4.18 蓝光输出功率与参量信号光功率的关系

在参量信号光功率为 6.2 W 的条件下, 也测量了蓝光输出功率与波长的关系, 如图 4.19 所示。在 450—495 nm 波段范围均有强的蓝光输出, 其中从 460—495 nm 波段的输出功率达到瓦级水平。

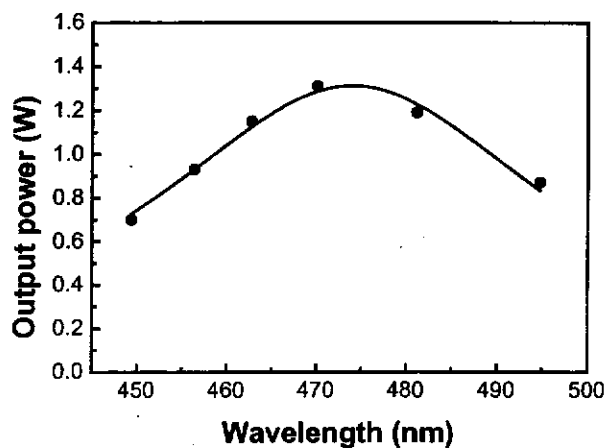


图 4.19 蓝光输出功率与波长的关系

我们在以上研究基础上, 将 OPO 和其信号光倍频蓝光集成在一起, 研制成

DPL-B.OPO 型高功率全固态光参量振荡器及蓝光激光器样机, 图 4.20 为该实用化样机的实物照片。由于 LBO 晶体温度带宽比较窄, 而我们采用了温度调谐来实现光参量振荡及倍频的调谐, 这就必然要求 LBO 晶体的控温炉具有很高的控温精度和稳定性, 为此我们专门研制了小型的高精度温度控制装置, 可直接放在激光器内部, 控温精度优于 $\pm 0.1^{\circ}\text{C}$ 。研制成功的激光器具有结构紧凑、稳定性高等优点。

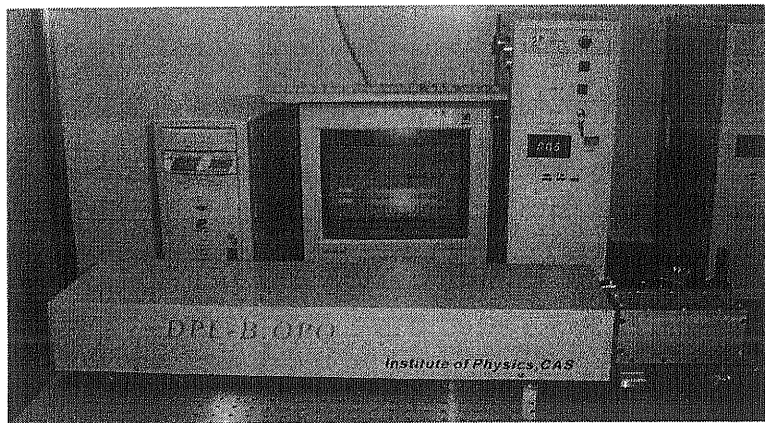


图 4.20 DPL-B.OPO 型高功率全固态光参量振荡器及蓝光激光器样机照片

4.4 高平均功率 LBO-OPO

前面我们得到了 ns OPO 信号光平均输出功率 13.5 W, 进一步提高输出功率受到泵源和 OPO 腔镜镀膜易损伤的限制。通常情况下, 得到高功率激光都要以光束质量变差为代价, 我们采用热近非稳平行平面腔得到平均功率达 70 W、 M^2 因子小于 10 的 532nm 绿光, 用作 OPO 的泵浦源。大功率晶体抗损伤技术和多色宽带介质膜抗损伤技术是获得高平均功率 OPO 的关键。我们通过优化设计谐振腔腔型和膜系, 并采用中科院光电研究所镀制的高损伤阈值多色光学膜腔镜, 突破产生高功率 OPO 的瓶颈, 得到 18 W 信号光平均功率输出。

一. 实验装置

采用平行平面腔设计的热近非稳腔, 获得全固态调 Q Nd:YAG 产生的 ns 1064 nm 基频光, 并经 LBO 晶体进行腔内倍频, 产生 532 nm 绿光, 作为 OPO 泵源。实验装置如图 4.21 所示, 图中 M1、M2、M3 为平面镜。532 nm 绿光的脉宽为 120 ns, 重复频率为 8 kHz, 最大输出功率约为 70 W, 光束质量因子 $M^2=9.5$ 。