

宽频带激光频率转换中的色散补偿

丘志仁* 蔡希洁 王之江

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

提 要

本文对宽频带钕玻璃激光频率转换中波长相位失配的色散补偿进行研究, 包括晶体串接自补偿和色散元件棱镜与光栅的补偿。

关键词: 色散补偿。

一、引 言

由于宽带短波长的激光在激光核聚变中的优点, 人们对宽频带钕玻璃激光进行倍频、三倍频, 以获得宽带短波长激光。而其线宽通常比 LiIO_3 , 甚至 KDP 晶体的光谱接收线宽大得多^[1]。虽然采用会聚光束射入非线性晶体, 可增加晶体光谱接收半宽, 提高转换效率, 但其受晶体损伤阈值及光谱线相位失配的限制。我们曾对宽带钕玻璃激光的混频作过理论和实验研究, 包括晶体、匹配类型、光谱宽度等选择^[1, 2], 以充分发挥边带和频贡献的作用, 从而提高混频效率。这里从另一方面考虑提高宽带激光混频效率的方法——色散相位失配的补偿, 包括晶体串接自补偿和色散元件的补偿。

二、晶体串接自补偿

文献[3]曾介绍过二块薄晶体($L_1=L_2$)串接倍频方法, 其角度和光谱接收半宽则取决于单块薄晶体长度, 而效率则与 $2L_1$ 平方成正比(小信号近似下)。现设两块晶体匹配波长分别是距中心波长两侧等距离处($\lambda_0 \pm \Delta\lambda$), 也就是两块晶体波矢失配符号刚好相反 $\Delta k_1 = -\Delta k_2$ 。

小信号无吸收损耗下, 谐波振幅为^[3]

$$E_2 = K E_1^2 \left(\frac{1 - e^{i\Delta k_1 l_1}}{\Delta k_1} \right) (1 + e^{i\phi}),$$

当两块晶体间空气引起的相位差 $\phi = 2n\pi$ (调整晶体间距, n 为整数) 时

$$|E_2|^2 \propto (K |E_1|^2)^2 (2l_1)^2 \sin^2 c^2 \frac{1}{2} \Delta k_1 l_1.$$

同样对于串接三倍频, 由三波混频方程, 忽略吸收、损耗、小信号近似下

$$E_3 = -iK \int_0^{l_1+l_2} E_1 E_2 \exp\left(i \int_0^z \Delta k(z_1) dz_1\right) dz$$

$$= -3K E_1 E_2 \left\{ \frac{e^{i\Delta k_1 l_1} - 1}{\Delta k_1} + e^{i\phi} \frac{e^{i(\Delta k_1 l_1 + \Delta k_2 l_2)} - e^{i\Delta k_1 l_1}}{\Delta k_2} \right\}.$$

当 $\Delta k_1 = -\Delta k_2$, $l_1 = l_2$ 时, 使 $\phi = 2n\pi$ 得

$$|E_3|^2 = 9K^2 |E_1|^2 |E_2|^2 (2l_1)^2 \sin^2 c^2 \frac{1}{2} \Delta k_1 l_1.$$

由此可知, 串接方法可以使倍频、三倍频晶体光谱接收半宽提高一倍, 同时也展宽了角度调谐曲线。

以此类推, 可以考虑第三块 ($\Delta k_3 = \Delta k_1$), 第四块 ($\Delta k_4 = -\Delta k_3$), ... 第 N 块更薄晶体的串接, 前后两块晶体间引起的相位差 $\phi = 2n\pi$ (包括晶体盒窗玻璃引起的相位差)。但采用过多的晶体, 会增加调整困难, 并且增加了端面损耗, 故一般仅采用二块晶体。

在目前的基波光谱宽度 (60 Å 左右) 下, 我们采用色散较小的 KDP, ADP, BBO 晶体 I 类匹配串接倍频, 其效率将可以比单块厚晶体提高。对三倍频、四倍频, 上面几种小色散晶体单位长度的光谱接收半宽均比倍频情况小一到二个量级, 而串接方法一般只能增加一倍的光谱宽度, 其转换效率还是较低的, 要解决这个问题将有待于研制色散更小, 非线性系数更大的晶体, 或采取其他可能的补偿方法。

三、色散元件的补偿

1. 匹配角随波长变化的关系

由于非线性晶体色散, 晶体只能对单一波长的和(差)频产生满足相位匹配, 对于宽带激光, 除中心波长相位匹配外, 其边带混频一般都有较大的失配, 因而影响能量转换效率, 为了寻找其补偿方法, 下面先讨论匹配角与波长的关系。

取波矢失配 Δk 的泰勒展式二级近似

$$\Delta k = \frac{\partial \Delta k}{\partial \theta} \Delta \theta + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \theta^2} \Delta \theta^2 + \frac{\partial \Delta k}{\partial \lambda_1} \Delta \lambda_1 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \lambda_1^2} \Delta \lambda_1^2 + \frac{\partial \Delta k}{\partial \lambda_2} \Delta \lambda_2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \lambda_2^2} \Delta \lambda_2^2$$

$$= \beta \Delta \theta + B \Delta \theta^2 + A_1 \Delta \lambda_1 + \alpha_1 \Delta \lambda_1^2 + A_2 \Delta \lambda_2 + \alpha_2 \Delta \lambda_2^2,$$

其中 $\Delta \lambda_1 = \lambda_1 - \lambda_{1c}$, $\Delta \lambda_2 = \lambda_2 - \lambda_{2c}$, $\Delta \theta = \theta_m - \theta_{mc}$, θ_{mc} 是中心波长 λ_{1c} 与 λ_{2c} 和频匹配角。

一般情况下: $\left| \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \lambda^2} \right| \ll \left| \frac{\partial \Delta k}{\partial \lambda} \right|$ (除 λ ——反射点附近外), 只需取 $\Delta \lambda$ 的一级项。在非 90° 匹配下, 只取 $\Delta \theta$ 一次项, 而在 90° 匹配时, $\Delta \theta$ 项为零, 而要取 $\Delta \theta^2$ 项。在 Δk 展式中, 令 $\Delta k \equiv 0$, 可推得匹配角随波长的变化关系式

$$(1) \text{ 倍频 } (\Delta \lambda_1 \equiv \Delta \lambda_2 \equiv \delta \lambda_1, \Delta \theta \equiv \delta \theta_m)$$

$$\text{非 } 90^\circ \text{ 匹配: } \delta \theta_m = -\frac{A_1 + A_2}{\beta} \delta \lambda_1 = D_1 \delta \lambda_1,$$

$$90^\circ \text{ 匹配: } |\delta \theta_m| = \sqrt{-\frac{A_1 + A_2}{\beta} \delta \lambda_1} = D_2 \delta \lambda_1^{\frac{1}{2}}.$$

$$(2) \text{ 三倍频 } (\Delta \lambda_1 \equiv \delta \lambda_1, \Delta \lambda_2 \equiv \delta \lambda_2, \Delta \lambda_3 \equiv \frac{1}{2} \Delta \lambda_1, \Delta \theta_m = \delta \theta_m)$$

$$\text{非 } 90^\circ \text{ 匹配: } \delta\theta_m = -\frac{A_1 + \frac{1}{2}A_2}{\beta} \delta\lambda_1 = -\frac{2A_1 + A_2}{\beta} \delta\lambda_2 = T_1 \delta\lambda_1,$$

$$90^\circ \text{ 匹配: } |\delta\theta_m| = \sqrt{-\frac{2A_1 + A_2}{\beta} \delta\lambda_2} = \sqrt{-\frac{A_1 + A_2/2}{\beta} \delta\lambda_1} = T_2 \delta\lambda_1^{\frac{1}{2}}.$$

根据以上各式,表1给出了 $1.064 \mu\text{m}$ 激光倍频、三倍频、四倍频下几种典型晶体的 D_1 , T_1 值(角度均指晶体内值)。

Table 1

	match type	KDP	ADP	BBO	LiIO ₃	LiNbO ₃
D_1 (cm^{-1})	I doubling	532.9	656.7	-2609	-5358 ^a	-151094 ^b
	II doubling	-1106	-650.7	-3269	---	---
	I quadrupling	-78531	-113789	-22697	---	---
T_1 (cm^{-1})	I tripling	-6353	-6504	-5518	802.1 ^c	---
	II tripling	-10530	-11160	-6882	---	---

Notes: a) $\theta_m=30^\circ$; b) $\theta_m=83.7^\circ$; c) $\theta_m=47.2^\circ$

2. 色散元件的特性

鉴于元件多损耗大的缘故,现只考虑单个元件。

(1) 闪耀光栅(反射光栅): 闪耀光栅除起色散作用外,还能将大部分能量集中在一个色散级上,是我们频率转换所期望的,其闪耀方程是 $d \sin(\theta_1 + \theta_2) = k\lambda$ 。其中 d 为光栅常数, k 为衍射级数, $\theta_1 \approx \theta_2 \approx \theta_B$, 如图1。因此该光栅对 λ_1 的第 k 级和 $\lambda_2 = \frac{\lambda_1}{2}$ 的 $2k$ 级在同一方向上闪耀,即有

$$\delta\theta = \frac{k}{d \cos(\theta_1 + \theta_2)} \delta\lambda_1 = \frac{2k}{d \cos(\theta_1 + \theta_2)} \delta\lambda_2.$$

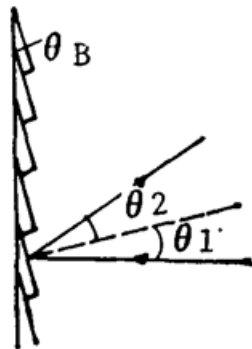


Fig. 1 A grating

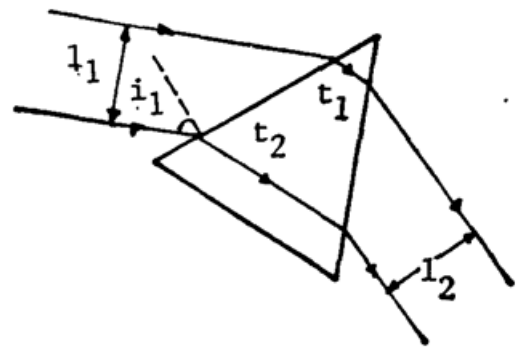


Fig. 2 A prism

(2) 棱镜: 如图2, 平面光束以角度 i , 入射棱镜, 则波长从 λ 变到 $\lambda + \delta\lambda$ 时, 出射波面转过的角度为

$$\delta\theta = [(t_2 - t_1)/l_2] (dn/d\lambda) \delta\lambda.$$

该色散角与棱镜的顶角 α 大小、材料色散 ($dn/d\lambda$)、入射角 i_1 有关。在最小偏向角时, 有对称性 $l_2 = l_1$ 。棱镜的 α 、($dn/d\lambda$) 一定时, 改变 i_1 可以得到变化的角色散 $\delta\theta/\delta\lambda$ 值。

3. 补偿可能性的分析

显然采用 90° 匹配时, 是不可能用光栅、棱镜来补偿相位失配的, 而且棱镜也只能用于倍频情况。对非 90° 匹配, 只要光栅、棱镜参数选择好, 使它们的角色散等于晶体相位匹配的色散 $n_c D_1$ 或 $n_c T_1$ (n_c 为晶体折射率), 便能补偿相位失配:

$$\frac{k}{d \cos(\theta_1 + \theta_2)} = n_c D_1 \quad \text{或} \quad n_c T_1, \quad \frac{t_2 - t_1}{b_1} \frac{dn_p}{d\lambda} = n_c D_1.$$

式中 n_p 为棱镜的折射率。光栅和棱镜的角色散可通过改变 θ_1 或 i_1 来获得。但设计时棱镜按最小偏向角来设计, 对光栅要求 $d \geq k/(n_c |Q|) \geq (1/N_0)(N_0 = n_c |Q|)$, Q 为 D_1 或 T_1 。

值得指出的是以上判断是采用 Δk 展式一级近似的结果, 在混频光线宽 $\Delta\lambda_{1F}$, $\Delta\lambda_{2F}$ 较宽情况下, 是否满足线性关系呢? 计算了 KDP、BBO 晶体在 $1.064 \mu\text{m}$ 附近的激光倍频、三倍频匹配角随波长的变化。当光谱范围大于 100 \AA 时, BBO 各种过程及 KDP 三倍频过程均近似有 $\delta\theta_m \propto \delta\lambda_1$, 而 KDP 倍频, 只在较小光谱范围内 (约 30 \AA) 才有 $\delta\theta_m \propto \delta\lambda_1$ 关系, 对于更宽光谱的激光, 采用元件去补偿 KDP 倍频, 其效果是极差的, 事实上, KDP 晶体 I 类匹配倍频已有较宽匹配光谱宽度, 宜采用串接自补偿。因为色散元件补偿有一最大弱点: 尽管倍频效应增强, 但不可忽视的边带混频效应减弱, 甚至消失掉。因此, 色散元件的补偿宜用于光谱接收半宽极小的过程, 如三倍频、四倍频过程以及色散较大的晶体的倍频过程。关于宽频带倍频相位匹配色散补偿的实验研究将另文发表。

参 考 文 献

- [1] 丘志仁, 蔡希洁等;《光学学报》, 1987, 7, No. 12 (Dec), 1063.
- [2] 覃文骅, 蔡希洁等;《光学学报》, 1987, 7, No. 2 (Feb), 151.
- [3] 蔡希洁等;《光学学报》, 1986, 6, No. 12 (Dec), 1098.

Dispersion compensation in frequency-conversion of wide-band laser

QIU ZHIREN*, CAI XIJIE AND WANG ZIJIANG

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

(Received 19 April 1989; revised 9 October 1990)

Abstract

This paper discusses the dispersion compensation of wavelength phase mismatch in frequency-conversion of wide-band Nd^{3+} : glass laser, including self-compensation of tandem crystals and compensation of dispersion components (a prism or grating).

Key words: dispersion compensation.

* Ultrafast Laser Spectroscopy Laboratory, Zhongshan University, Guangzhou.