

染料激光腔内双扩束棱镜系统的特性

张 国 威
(北京工业学院)

提 要

本文推导了双扩束棱镜系统的角色散公式,从理论上证明了一个不带标准具的、由双棱镜扩束系统组成的调谐腔,能够达到 GHz 量级($\sim 10^{-2}\text{\AA}$)的窄带可调谐激光,且经实验验证获得了小于 4GHz 的激光输出,为采用多棱镜系统以获得小于 1GHz 的窄带激光提供了理论依据。此外,还分析了这种系统具有反射损耗小、偏振运转和调整容易等优点,表明双(多)棱镜扩束系统是一种比较理想的光扩束、滤波、调谐多功能的光学元件。

一、引 言

在脉冲染料激光调谐腔中为了提高光栅的分辨率、压窄激光谱线宽度,采用望远镜系统对腔内光束进行扩束与准直,但存在外形尺寸大、扩束率小、调整困难等许多缺点。近年来发展了一种掠入射的棱镜扩束技术^[1~3],这种特殊镜当出射角 $\theta_4 = \theta_3 = 0$ 时,有最大扩束率(如图 1 所示):

$$M = D/d = \cos \theta_2 / \cos \theta_1. \quad (1)$$

同时光束的发散角 $\Delta\theta_1$ 也获得了准直,并有下列关系:

$$\Delta\theta_4 = \Delta\theta_1 \cos \theta_1 / \cos \theta_2 = \Delta\theta_1 / M, \quad (2)$$

式中 θ_1 为掠入射角(一般 $\theta_1 > 88^\circ$)。当 $\theta_1 = 89^\circ$ 时 $M \approx 50$, 这比通常望远镜的扩束率大得多,且是一维扩束,也便于调整。

特别值得指出的是,这种在腔内特殊条件下工作的扩束棱镜比工作于最小偏向角的通常色散棱镜的角色散几乎大两个数量级,这是因为这种棱镜在激光腔中具有一种至今未被人们注意到的,独特的角色散放大作用。掠入射光的角色散为^[4]

$$d\theta_4/d\lambda = \text{tg } A \cdot dn/d\lambda, \quad (3)$$

式中 A 为棱镜的棱镜角, $dn/d\lambda$ 为棱镜材料的色散。而由光栅(或反射镜)反馈后垂直入射光的角色散却为^[5] $d\theta_1/d\lambda = M \text{tg } A \cdot dn/d\lambda$, 光在腔中振荡一次(两次通过棱镜)的角色散则为

$$d\theta_1/d\lambda = 2 M \text{tg } A \cdot dn/d\lambda. \quad (4)$$

比较(3)~(4)式可以看出,这种扩束棱镜在腔内的往返光路中具有角色散的放大作用,其放

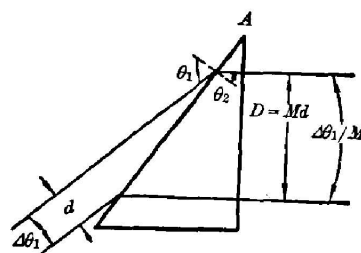


图 1 棱镜的扩束与准直

Fig. 1 Beam expansion and collimation of the prism-expander

大率即为 M 。由公式(4)计算表明,它几乎与光栅的角色散有同一数量级。

为了获得更大的扩束率同角色散,我们从理论上、实验上又研究了由双棱镜组成的扩束系统,这种双棱镜系统的最大扩束率为

$$M = D/d = (D/d')(d'/d) = M_1 M_2, \quad (5)$$

即 M_1 与 M_2 分别为两棱镜的最大扩束率。我们实验用的棱镜由 Schatt 公司的 SF-13 玻璃制成。设计的棱镜角 $A_1 = A_2 = 35^\circ$, 当入射角分别取 85° 及 87° 时, 则 $M \approx 150$, 若都取 87° , 可达 $M \approx 250$, 比望远镜扩束约大一个量级, 显然这对提高调谐光栅的分辨率有很大的作用。

二、双棱镜系统的角色散公式

Kasuya 曾经推导了双棱镜系统的角色散公式^[3](如图 2 所示):

$$\frac{d\beta_4}{d\lambda} = \left(-\operatorname{tg} A_1 \frac{\sqrt{1-n^2 \sin^2 A_2}}{\cos A_2} \pm \operatorname{tg} A_2 \right) \frac{dn}{d\lambda}, \quad (6)$$

式中的正负号是由于两棱镜之间相对配置方位不同, 对最大扩束情况有

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\beta_4}{d\lambda} \right)_{\max} &= \left(-\frac{1}{M_2} \operatorname{tg} A_1 \pm \operatorname{tg} A_2 \right) \frac{dn}{d\lambda} \\ &\approx \pm \operatorname{tg} A_2 \frac{dn}{d\lambda}, \end{aligned} \quad (7)$$

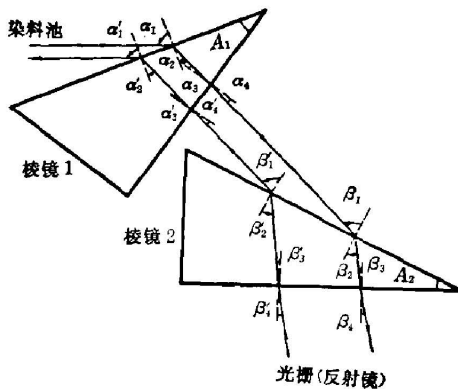


图 2 双棱镜扩束系统在腔内的光路

Fig. 2 The light path of the two-prism expander in the resonator

即基本上与文献[4]的单棱镜角色散相当(见本文的公式 2), 由此计算的值与光栅角色散相比, 当然也是可以忽略的。至今该公式被国内外许多文献所引用^[6], 并把这种棱镜系统仅看作扩束部件而使用。事实上, 这种双棱镜系统比单棱镜有大得多的角色散, 应予以充分的重视, 并加以很好的利用。现在我们先导出它的角色散理论公式。

对于由染料池以入射角 α_1 入射到棱镜系统的光, 有关系式(见图 2):

$$\sin \alpha_4 = \sin A_1 (n^2 - \sin^2 \alpha_1)^{1/2} - \sin \alpha_1 \cos A_1 = f_1(\alpha_1, A_1, n), \quad (8)$$

$$\sin \beta_4 = \sin A_2 (n^2 - \sin^2 \beta_1)^{1/2} - \sin \beta_1 \cos A_2 = f_2(\beta_1, A_2, n), \quad (9)$$

对(8)式和(9)式求波长的微分, 并设 α_1 为常数, 考虑到两棱镜间有关系 $d\beta_1/d\lambda = \mp d\alpha_4/d\lambda$ (相互同方位时取负号, 异方位则取正号), 并代入有关偏微分, 经变换整理后, 在最大扩束情况下有

$$\left(\frac{d\beta_4}{d\lambda} \right)_{\max} = [(\pm \operatorname{tg} A_1 / M_2) + \operatorname{tg} A_2] (dn/d\lambda). \quad (10)$$

此即为由染料池通过棱镜系统射向调谐光栅(或反射镜)的光产生的色散。现在再来分析由光栅(反射镜)反馈后再次通过棱镜系统返回染料池的光, 这时以 β'_4 角入射到棱镜系统上, 类似地有

$$\sin \beta'_1 = \sin A_2 (n^2 - \sin^2 \beta'_4)^{1/2} - \sin \beta'_4 \cos A_2 = f_3(\beta'_4, A_2, n), \quad (11)$$

$$\sin \alpha'_1 = \sin A_1 (n^2 - \sin^2 \alpha'_4)^{1/2} - \sin \alpha'_4 \cos A_1 = f_4(\alpha'_4, A_1, n), \quad (12)$$

对波长求微分, 并注意到这时反馈光 $d\beta'_4/d\lambda \neq 0$, 且有关系 $d\beta'_4/d\lambda = -d\beta_4/d\lambda$ 及 $d\alpha'_4/d\lambda = \mp d\beta'_4/d\lambda$ 。由于谐振腔振荡的条件为 $\alpha_i = \alpha'_i$, $\beta_i = \beta'_i$ ($i=1, 2, 3, 4$), 经相似的运算及变换整理后, 在最大扩束条件下有

$$(d\alpha_1/d\lambda)_{\max} = 2(M_1 \operatorname{tg} A_1 \pm M_1 M_2 \operatorname{tg} A_2) (dn/d\lambda), \quad (13)$$

此即为光在双棱镜系统腔中往返一次的角色散公式(或称单程角色散), 式中符号取法为两棱镜方位相同时为正, 相反时为负*。

分析比较公式(7)、(10)与(13)可以看出, 光在腔内振荡一次而往返两次通过双棱镜系统时, 其角色散也具有放大作用, 这时的放大率为 $M_1 M_2$ 。众所周知, 一般情况下, $M_1 M_2 > 10^2$, 因此, 其角色散值远比文献[3]的值要大得多。它对提高激光谱线的分辨率有很大贡献。例如当 $\alpha_1 = \beta_1 = 87^\circ$ 时, 对 $A_1 = A_2 = 35^\circ$ 、 $dn/d\lambda = -1.3 \times 10^{-4} \text{ rad/nm}$ ($\lambda = 590 \text{ nm}$, SF-13) 的双棱镜系统的单程角色散为 $(d\alpha_1/d\lambda)_P = -4.76 \times 10^{-2} \text{ rad/nm}$, 而对一个 1200 line/mm 的光栅, 即使当有 25 倍望远镜扩束后, 其有效角色散也仅为

$$(d\varphi'/d\lambda)_G = 2M \operatorname{tg} \varphi / \lambda = 3.20 \times 10^{-2} \text{ rad/nm}.$$

三、实验结果

1. 激光谱线带宽的变窄

为了验证上述角色散理论公式, 证明双棱镜角色散对激光带宽变窄的贡献, 我们用一个由双扩束棱镜同调谐反射镜组成的脉冲染料(若丹明 B)激光器进行了实验(如图 3 所示)。泵浦光为 100 kW 的氮分子激光器的装置中仅棱镜为色散元件, 因此激光的单程理论带宽应为

$$\delta\lambda = \Delta\alpha_1 / (d\alpha_1/d\lambda)_P. \quad (14)$$

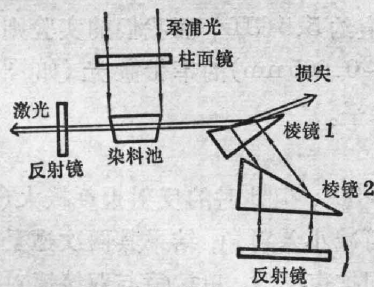


图 3 双棱镜同反射镜组成的调谐腔

Fig. 3 Tuning resonator of the two-prism and mirror combination

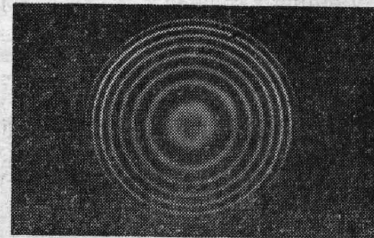


图 4 “双棱镜-反射镜”腔输出激光的 F-P 干涉环 ($\alpha_1 = 85^\circ$, $\beta_1 = 87^\circ$, 分析标准具 $\Delta\nu_F = 340 \text{ GHz}$)

Fig. 4 Fabry-Perot pattern of the laser output of “two-prism-mirror” tuning resonator ($\alpha_1 = 85^\circ$, $\beta_1 = 87^\circ$, for the analyzing etalon $\Delta\nu_F = 340 \text{ GHz}$)

本装置色散角 $\Delta\alpha_1 \approx 3 \times 10^{-3} \text{ rad}$, 对不同的入射角 α_1 和 β_1 所对应的激光单程带宽计算值列在表 1 中。图 4 则为 $\alpha_1 = 85^\circ$ 、 $\beta_1 = 87^\circ$ 时激光的 F-P 干涉环, 标准具的自由光谱区为

* 许多文献中采用异方位的配置, 从而造成色散的部分相消

表 1 双棱镜腔单程带宽的计算值

Table 1 Calculated single-pass bandwidth of the double prisms resonator

$\delta\lambda$ (nm) / α_1	β_1	87°	86°	85°	84°
87°		0.06	0.08	0.10	0.12
86°		0.09	0.12	0.15	0.18
85°		0.11	0.15	0.19	0.22
84°		0.13	0.18	0.22	0.27

$\Delta\nu_F = 340 \text{ GHz}$ ($\Delta\lambda_F \approx 0.41 \text{ nm}$), 其激光带宽约为 $\delta\nu = 70 \text{ GHz}$ ($\delta\lambda \sim 0.08 \text{ nm}$), 它比表 1 中的计算值还窄, 其它实验结果也如此, 这显然是多次振荡引起的谱线变窄。而一个由 25 倍

望远镜和 1200 line/mm 光栅 (一级衍射) 组成的汉斯 (Hänsch) 腔的单程理论带宽也仅为

$$\delta\lambda = \Delta\alpha\lambda / 2M \operatorname{tg} \varphi = 0.10 \text{ nm} (\delta\nu = 80 \text{ GHz}).$$

若我们在图 4 的腔中用一光栅代替反射镜, 这时腔组合系统总的角色散为

$$(d\alpha_1/d\lambda)_T = M(d\varphi/d\lambda)_G + (d\alpha_1/d\lambda)_P. \quad (15)$$

由于双棱镜系统对光束有很大的扩束与准直, 这也大大地提高光栅的分辨率 (或有效角色散), 从而可能获得极窄带宽的激光, 并有

$$\delta\lambda = \frac{\Delta\alpha_1}{M(d\varphi/d\lambda)_G + (d\alpha_1/d\lambda)_P}. \quad (16)$$

例如当 $\alpha_1 = 85^\circ$ 、 $\beta_1 = 87^\circ$ 、光栅为 1200 line/mm 的二级衍射, 其带宽的计算值约 5.5 GHz, 而我们的实验则获得了带宽小于 4 GHz ($\sim 0.005 \text{ nm}$) 的窄带激光 (如图 5 所

示), 它相当于在汉斯腔内插入一标准具后才能达到的水平。

2. 反射损耗小, 能自动全偏振运转

对于单棱镜, 为了得到大扩束率, 入射角往往取 $\sim 90^\circ$, 但此时的反射损耗极大 (见表 2)。而对于双棱镜系统, 为了获得同样大小的扩束率, 可减小入射角, 结果其两次遭受的反射损失比单棱镜一次反射的损失还小。表 2 给出了相同扩束率时, 单棱镜与双棱镜对光的两个偏振分量的反射损失值。从表 2 中可以看出, 对 s 偏振分量的反射损失改善不明显, 但对 p 偏振分量却减小了 20~30% 左右。此外, 这种双棱镜系统由于存在光的两个偏振分量的损耗差, 因此在激光振荡放大过程中, 不必在腔内应用起偏器, 即可能实现激光器的自动全偏振运转^[7], 从而获得线偏振的激光。

还必须指出, 由于双棱镜系统得到的激光带宽比单棱镜要窄 3~6 倍, 光能集中在窄得多的谱区内。因此在相同的总能量输出时, 单位波长间隔的光强 (光谱强度) 则将高 3~6 倍。我们并把双棱镜组合腔同汉斯腔进行了实验比较, 虽然其输出的总能量稍低 (两个偏振分量

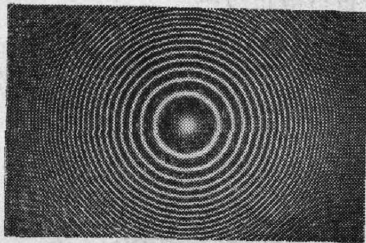


图 5 “双棱镜-光栅”腔输出激光的 F-P 干涉环
($\alpha_1 = 85^\circ$, $\beta_1 = 87^\circ$, 分析标准具 $\Delta\nu_F = 30 \text{ GHz}$)

Fig. 5 Fabry-Perot pattern of the laser output of “two-prism-grating” tuning resonator
($\alpha_1 = 85^\circ$, $\beta_1 = 87^\circ$, for the analyzing etalon $\Delta\nu_F = 30 \text{ GHz}$)

表 2 单棱镜、双棱镜的反射损耗
Table 2 Reflection loss of the single and two-prism

扩束率 M		9.4	40	50	60	80
单棱镜	ϵ_1	85°	88.83°	89.06°	89.22°	89.42°
	R_s	78.13%	94.38%	95.46%	96.22%	97.17%
	R_p	47.42%	84.09%	87.01%	89.09%	91.77%
双棱镜	R_p	14.94%	54.52%	60.09%	64.40%	70.46%
	R_s	71.51%	90.59%	92.19%	93.22%	94.79%
	$\alpha_2 = \beta_1$	74.28°	82.56°	83.35°	83.94°	84.75°

的总功率约为汉斯腔的 0.56, 若仅比较 p 偏振分量则为 0.8), 但由于其带宽比汉斯腔约窄 20 倍, 因此其光谱强度仍将分别高 10 倍和 15 倍。这对采用窄带被动滤波的激光系统有更大的意义, 将使被选波长处的光谱强度得到极大的提高。

四、讨 论

上述理论分析与实验结果表明, 这种双棱镜扩束系统除具有扩束倍率大、角色散大、反射损失小(相对单棱镜)、能自动得到偏振输出等外, 还有调整容易、价格便宜与便于维护等优点, 可以说它是染料激光调谐腔中一种比较理想的、具有扩束、准直、滤波同调谐等多功能的光学元件。

若为了得到更大的扩束率及角色散, 以获得更窄带宽的调谐激光, 本文的理论实验表明, 我们可考虑采用多扩束棱镜组成的扩束系统, 系统的总扩束率为

$$M = M_1 \cdot M_2 \cdots M_i \cdots M_N,$$

其中 N 为棱镜的数目。相应的角色散为

$$\frac{d\alpha_1}{d\lambda} = 2 \sum_{i=1}^N (-1)^{m_i} \operatorname{tg} \Delta_i \cdot \frac{dn_i}{d\lambda} \prod_{j=1}^i M_j, \quad (17)$$

式中 m_i 的取法, 当第 i 棱镜相对于棱镜 1, 若同方位取偶数, 异方位则取奇数。用这种扩束系统与光栅组成的调谐腔具有极高的分辨率, 即使在腔内外不用标准具选频和滤波, 也有可能得到 $\ll 1 \text{ GHz}$ ($\sim 1.2 \times 10^{-4} \text{ nm}$) 带宽的窄带激光。而对于只要求达到 $1 \sim 10 \text{ GHz}$ 的带宽时, 甚至不必用光栅, 而把最后一块棱镜做成立特洛夫(Littrow)棱镜进行调谐即可。

这项工作是作者在柏林技术大学光学研究所研究工作的一部分, 对工学博士 R. Winkler 教授的多方面支持特表示感谢。

参 考 文 献

- [1] D. C. Hanna *et al.*; *Opt. & Quant. Electron.*, 1975, **7**, No. 2 (Mar), 115.
- [2] L. G. Nair; *Opt. Commun.*; 1977, **23**, No. 2 (Nov), 273.
- [3] T. Kasuya *et al.*; *Appl. Phys.*, 1978, **17**, No. 2 (Oct), 131.
- [4] R. Wyatt; *Opt. Commun.*, 1978, **26**, No. 1 (Jul), 9.

- [5] G. W. Zhang (张国威), R. Winkler *et al.*; *Opt. Commun.*, 1981, **40**, No. 1 (Dec), 49.
[6] F. J. Duarte, J. A. Piper; *Opt. Commun.*, 1980, **35**, No. 1 (Oct), 100.

Performances of the two-prism beam expanding system in dye laser resonator

ZHANG GUOWEI

(Beijing Institute of Technology)

(Received 5 July 1982)

Abstract

Various performances of the two-prism beam expanding system in dye laser resonator are studied. The system possesses not only good beam expansion and collimation for the laser beam, but also good filtering and tuning functions. The angular dispersion formula of the two-prism beam expanding is derived and proved in theory, by using a tuning resonator composed of such a system without etalon, the narrowband tuning laser output with bandwidth \sim GHz ($\sim 10^{-2}\text{\AA}$) can be achieved. The laser output bandwidth < 4 GHz is experimentally obtained. The theoretical basis (angular dispersion formula of a multiprisms system) for getting < 1 GHz narrowband laser is given too. In addition, advantages of the double(multi)prisms system—small reflection loss, polarization operation, easy adjust are analyzed. It indicates that two(multi)prisms beam expanding system is on ideal optic component with multifunctions (expanding, filtering and tuning).