

自成像列阵共振腔的分析* I. Talbot 共振腔

潘春洪 刘立人

(中国科学院上海光机所, 201800)

提要: 利用自成像效应进行半导体列阵激光器锁相是一种重要的外腔锁相技术, 所构成的共振腔可分为 Talbot 腔和带相位补偿板的 Lau 腔。我们用 Fox-Li 方法计算了共振模式。本文给出了 Talbot 腔的计算结果和分析, 表明同相和反相模的损耗随腔长变化存在临界点。

关键词: 激光列阵, Talbot 效应, 共振腔模式

Resonant modes in self-imaging cavities for phase-locking of laser arrays I. Talbot cavity

Pan Chunhong, Liu Liren

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

Abstract: Self-imaging effects are an important mechanism for phase-locking of laser arrays. The self-imaging cavities include the one with phase corrector (Lau cavity) and the other one without phase corrector (Talbot cavity). In this paper, the Talbot cavity is analysed in terms of the Fox-Li treatment. It is shown that the diffractive losses of the in-phase mode and the out-of-phase mode have a cross over point with respect to the cavity interval.

Key words: laser array, Talbot effect, cavity modes

目前, 两维的面锁相激光列阵正在迅速发展之中。由于单元激光器之间的间隔较大, 使外腔锁相技术越来越受到人们的重视, 在这一方面, 利用 Talbot 自成像效应^[1], 提出了 Talbot 自成像腔^[2~5], 进一步也提出了能获得单一零级主瓣的带有相位补偿板的自成像腔^[6]。实验中论证了带有 30 个单元的激光列阵^[7], 或采用集成双值相位板反射镜^[8]。事实上利用自成像的相位补偿效应也可以对锁相激光列阵进行孔径装填, 以取得单一主瓣输出^[9,10]。带有相位补偿板的自成像腔类似于 Lau 装置^[11]。这样, 我们也首先把 Lau 效应应用到带有相位板的自成像腔中^[12], 在这种结构的共振腔中, 不仅考虑了相干受激辐射场的 Talbot 效应, 同时也考虑了非相干的自发发射时的 Lau 效应。在任何相干状态下都存在自成像可能性。

在本工作中, 基于对 Talbot 和 Lau 效应的一般分析^[13], 我们首先用 Fox-Li 的方法^[14], 不仅研究了自成像条件下的不带相位补偿板的自成像腔的谐振模式, 而且也研究了带有相位补偿板的自成像腔的谐振模式。表明在带有相位板的自成像中, 由于谐振基模具有最小的衍

射损耗,从而使得它的振荡主导于其它所有的高阶模式,高阶模存在条件是模阶数小于单元数除以4。在不带相位补偿板的自成像腔中,同相和反相模的损耗随腔长变化存在临界点。当小于临界腔长时,同相模损耗小,而大于临界腔长时,反相模损耗小。在这里为清楚起见,我们统称带有相位板的自成像腔为 Lau 腔,不带相位补偿板的腔称为 Talbot 腔。本文讨论 Talbot 腔。

一、原理简述

图 1(a)为 Talbot 腔的结构示意图,仅由列阵和反射镜构成,(b)为传输等价图。激光列阵可以看作周期性平面物体。在受激辐射时,从列阵起经反射镜回到列阵面有可能产生自成像效应^[2~5]。各种自成像中^[1,8],只有光强分布正确自成像才能产生有效的激光振荡,这限制了腔的超级模,即只存在同相模和反相模两种。

对于同相模,自成像条件为

$$2z = 2P_1(T^2/\lambda), \quad (1)$$

对于反相模,自成像条件为

$$2z = P_2(T^2/\lambda)。 \quad (2)$$

这里 T 为列阵单元的周期, λ 为波长, P_1 和 P_2 为正整数。可以看出,当 P_2 是奇数时, $2P_1$ 将不是偶数,从而仅存在反相模式;当 P_2 是偶数时, $2P_1$ 也是偶数,从而同时存在同相模式和反相模式。

利用菲涅耳衍射定理可以给出传播场的相互之间关系。列阵激光场分布可写成

$$E_1(x, y) = E_s(x, y) ** \sum_M \sum_N \delta(x - mT_x) \delta(y - nT_y) \quad (3)$$

这里, ** 表示二维卷积, E_s 为单个发射单元的场分布函数,为简单起见可假设为矩形剖面,即

$$E_s(x, y) = \text{rect}\left(\frac{x}{h_x}\right) \text{rect}\left(\frac{y}{h_y}\right) \quad (4)$$

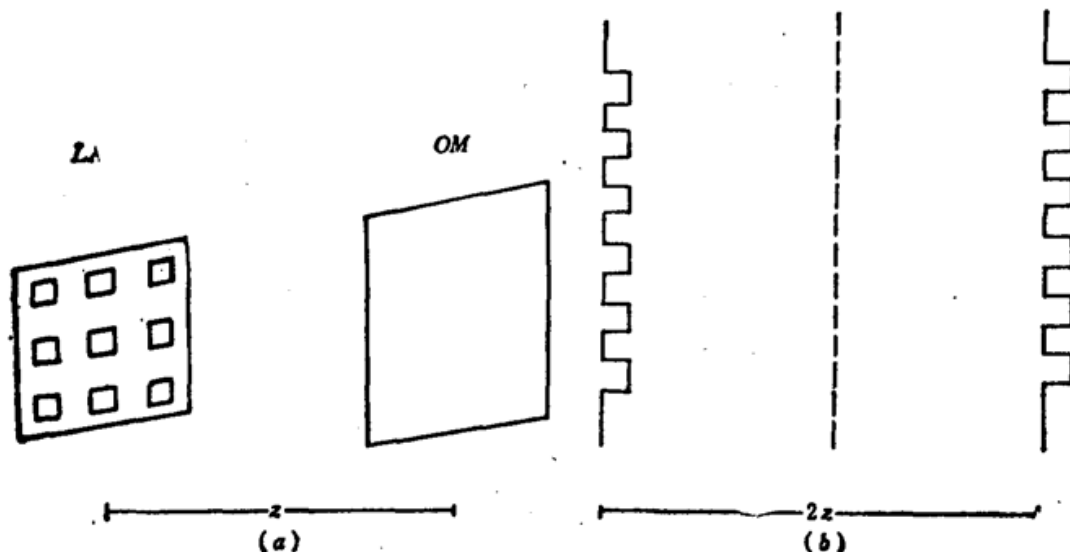


Fig. 1

- (a) Talbot cavity (LA—laser array, OM—output mirror);
 (b) Transmission medium analog (one transit)

其中, h_x 和 h_y 分别为单元器件的宽度。

经 $2z$ 距离的衍射传播, 返回的场分布为

$$E_2(x, y) = \frac{1}{2j\lambda z} E_1(x, y) ** \exp\left[\frac{j\pi}{2\lambda z} (x^2 + y^2)\right] \quad (5)$$

二、数值分析

我们利用 Fox-Li 的考虑方法: 设定一传输波面在输出镜和激光列阵之间反馈传输, 对此进行数字计算。我们假设最初的波场在激光列阵面上, 利用上述的衍射传播公式去计算反射回列阵的波场, 作为第一次传输结果, 然后再用反射回的波场乘上列阵孔径函数作为下次计算的初始量。计算得的反射波场作为第二次传输结果。这样不断迭代计算, 将可能得到一个稳定的波场分布。在我们的具体计算中, 设定激光列阵包含有 $N \times M$ 个单元, 另外假设反射镜是无限大。

本文假设列阵单元器件为二维矩孔函数。而二维矩孔函数由于它在两正交方向上的可分离性, 可分解成二个矩形函数之积。因此在实际的计算中只需考虑一维场的分布。对于圆孔函数的器件列阵正在进一步考虑中。在计算中, 所有变量均用周期 (T) 归一化。应用了 Burroughs 电子计算机。

进行了各种参数情况下的模式结构计算。这里给出几种典型的例子。

在 $N=10$, $T/h=3$ 和 $P_2=2P_1=2$ 的情况下, 我们分别求出了相应稳态的近场和远场振

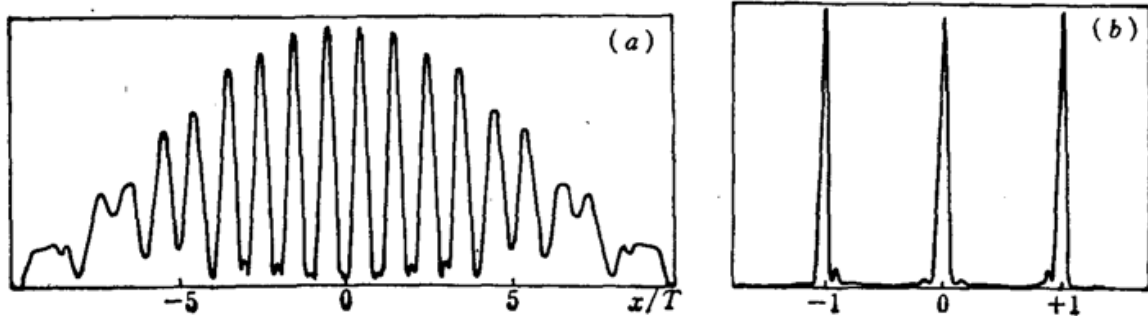


Fig. 2

(a) Relative near-field amplitude distribution of the in-phase mode as $N=10$, $T/h=3$ and $P_2=2P_1=2$. (b) Relative far-field distribution

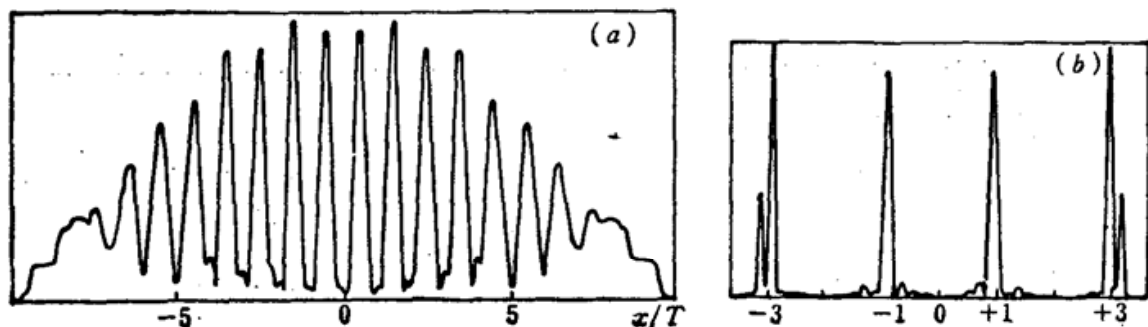


Fig. 3

(a) Relative near-field amplitude distribution of the out-of-phase mode as $N=10$, $T/h=3$ and $P_2=2P_1=2$; (b) Relative far-field distribution

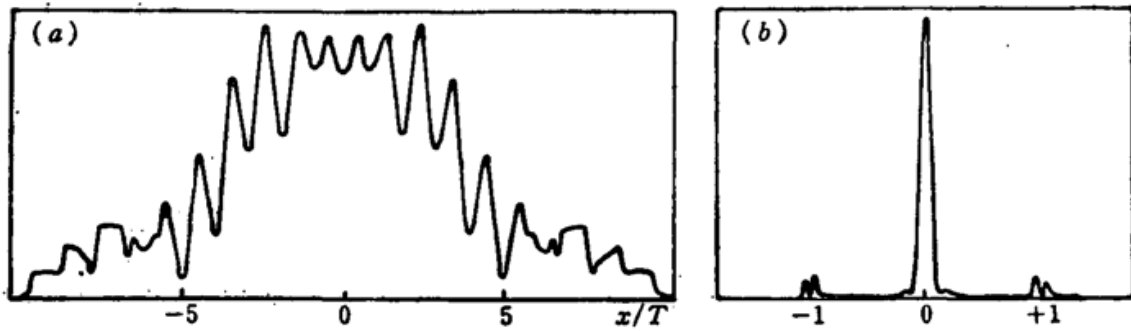


Fig. 4

(a) Relative near-field amplitude distribution of the in-phase mode as $N=10, T/h=3$ and $P_2=2P_1=6$; (b) Relative far-field distribution

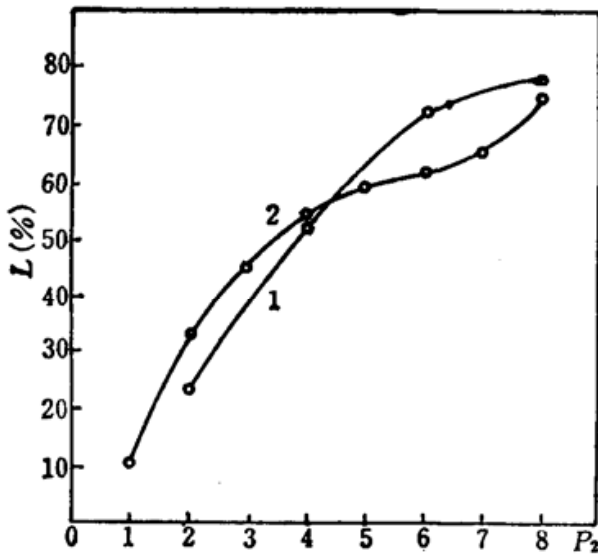


Fig. 5 Power loss per transit vs the distance Z as $N=10$ and $T/h=2$. Curve 1 for in-phase mode and curve 2 for out-of-phase mode

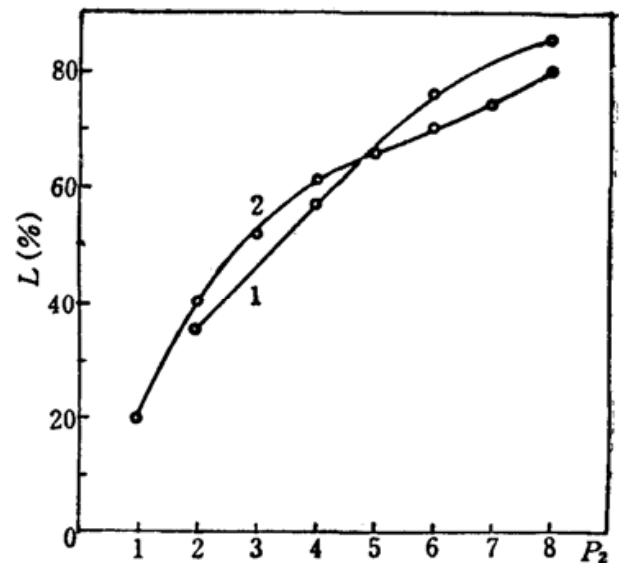


Fig. 6 Power loss per transit vs the distance Z as $N=10$ and $T/h=3$. Curve 1 for in-phase mode and curve 2 for out-of-phase mode

幅分布,分别显示在图 2(a)和(b)中,同样情况下,反相模式表示在图 3(a)和(b)。图 4(a)和(b)表示了同相模式在 $N=10, T/h=3$ 和 $P_2=2P_1=6$ 情况下的近场和远场振幅分布。同相模式和反相模式($N=10, T/h=2$)的衍射损耗随距离 $z(P)$ 的变化情况表示在图 5 中,相似的但 $T/h=3$ 的情况表示在图 6。

三、讨 论

从上述计算结果中,我们可以综合得出以下一些结论:(1)反相模式和同相模式可以通过自成像距离的差别而区分开来,即在 T^2/λ 奇数倍的距离上,同相模式将不存在;(2)当自成像距离增加时,其衍射损耗明显增加,周期与宽度比(T/h)越大,损耗也越大;(3)当自成像距离 z 较小时,同相模式的损耗较反相模为小,但当距离大时,同相模式的损耗却较反相模为大,存在两种模式损耗相同的临界点。这将有利于激光列阵中的模式选择;(4)当自成像距离增加时,同相模式会近似地变成一平面波形,从而能在远场得到单一主瓣,这是一个有意义的现象。

作者感谢黄宏欣在计算上的有益讨论,周晓萍和赵丽英给予的支持。

(下转第 838 页)

当保持各原子间的平均距离大致不变,降低对称性仅仅使得能级分裂,基态组态基本不受影响。当 $R=R(2)$ 时,络离子 $(\text{CrO}_4)^{4-}$ 在 O_{3v} 群下的基态为 $(6e\uparrow)(6a_1\uparrow)$ 和 T_d 群下的结果相同。

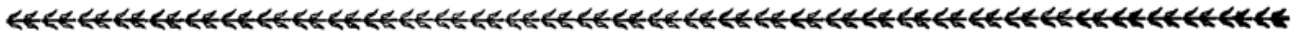
虽然对称性的降低会造成部分能级发生较小的分裂,并使原来比较靠近的能级略有支叉,但分裂后能级群的重心与原来的还很接近。由表 6 和表 7 可知,在氧四配位的情形中,络离子 $(\text{CrO}_4)^{4-}$ 分别在紫光区和近红外区(700~1000 nm)有特征吸收带。这与 Cr^{3+} 在六配位的情形类似。

五、结 束 语

在研究掺杂晶体的发光中心时,在一定条件下才能按晶体场理论将配位体对中心离子的影响作为微扰处理。我们的研究表明,仅当配位体距离较远时($R \geq 0.2 \text{ nm}$),晶体场理论的结果才是正确的。当配位体距离逐渐逼近中心离子时($R < 0.2 \text{ nm}$),就不能将其影响作为微扰处理。MS-X_a 方法将配位体的轨道一起参与自洽场运算,弥补了晶体场理论的不足,计算结果更能反映掺杂晶体的光谱特性。

参 考 文 献

- 1 S. Sugano *et al.*, *Multiplets of Transition-Metal Ions in Crystals* (New York Academic 1970)
- 2 V. Petricevic *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 1040(1988)
- 3 R. Verdun *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **53**, 2593(1988)
- 4 K. Schwarz, *Phys. Rev.*, **B5**, (7) 2466(1972)
- 5 D. A. Case and M. Karplus, *Chem. Phys. Lett.*, **39**, 33(1976)



(上接第 822 页)

参 考 文 献

- 1 J. T. Winthrop, C. R. Worthington; *J. Opt. Soc. Am.*, **55**, 373~381(1965)
- 2 J. R. Leger *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 1771~1773(1988)
- 3 J. Z. Wilcox *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, **54**, 1848~1850(1989)
- 4 F. X. D'Amato *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 816~818(1989)
- 5 L. J. Mawst *et al.*; *Electr. Lett.*, **25**, 365~368(1989)
- 6 A. A. Golubentsev *et al.*; *Sov. Phys. JETP*, **66**, 676~682(1987)
- 7 F. X. D'Amato *et al.*; CLEO'89/QELS'89, FL3
- 8 J. R. Leger, G. J. Swanson; OLEO/IQEC'90, OFQ1
- 9 L. Liu, L. Zhao, *Chin. Phys.*, **9**, 810~814(1989)
- 10 C. Pan, L. Liu, *Opt. Commun.*, **77**, 210~214(1990)
- 11 J. Jahns, A. W. Lohmann; *Opt. Commun.*, **28**, 263~267(1979)
- 12 L. Liu, *Opt. Lett.*, **14**, 1312~1314(1989)
- 13 L. Liu, *Appl. Opt.*, **28**, 4668~4678(1989)
- 14 A. G. Fox, T. Li, *Bell. Syst. Tech. J.*, **40**, 453~488(1961)