

文章编号: 1001-3806(2002)03-0192-02

双曲余弦平方 高斯光束的传输特性研究*

朱开成^{1,2,3,4} 朱正和² 唐慧琴^{1,4}

(¹中南大学应用物理与热能工程系,长沙,410083) (²四川大学原子与分子应用物理研究所,成都,610064)

(³株洲工学院计算机科学系,株洲,412001) (⁴湘潭师范学院物理系,湘潭,411201)

摘要: 考察了双曲余弦平方 高斯光场在一阶光学系统中的传播性质,发现在近场衍射区(Fresnel 衍射区),其光场强度分布几乎与输入平面上的场强分布结构没有差别,输入平顶场强分布仍呈平顶场强分布结构。

关键词: 双曲类高斯光束; 传输; 平顶光束

中图分类号: O435 文献标识码: A

Propagating behavior of cosh squared Gaussian beams

Zhu Kaicheng^{1,2,3,4}, Zhu Zhenghe², Tang Huiqin^{1,4}

(¹ Department of Applied Physics and Heat Engineering, Central South University, Changsha, 410083)

(² Institute for Applied Atomic and Molecular Physics, Sichuan University, Chengdu, 610064)

(³ Department of Computer Science and Technology, Zhuzhou Institute of Technology, Zhuzhou, 412008)

(⁴ Department of Physics, Xiangtan Normal University, Xiangtan, 411201)

Abstract: A new light beam, termed as cosh squared Gaussian beam, which can be used to solve the paraxial wave equation for propagation in complex optical systems, has been introduced. Then, the propagating features through the first order optical system are studied.

Key words: cosh Gaussian beam; propagation; flattened light beam

引 言

最近, Casperson 等^[1,2]引入了所谓的厄米-正弦类-高斯光束,同时他们也证明了这类光束仍是波动方程在傍轴近似下的解;当这类光束通过一阶 ABCD 光学系统传播时其复曲率半径及平均射线参数均满足 ABCD 定律,只是对场分布引入了一个额外的相移。之后,这类光束的各种特殊情形引起了广泛的研究兴趣,如双曲正(余)弦类-高斯光束、正(余)弦类-高斯光束等^[3]。在这些特殊情形中,双曲余弦-高斯光束因在适当选择参数后可在特定截面上获得具有平顶的场强分布而尤其引人注目^[4,5]。事实上,获得在某个特定截面上场强具有平顶分布的光束在激光的许多应用中,如激光加工和激光核聚中,常要用到空间分布的平顶光束,因而一直是引起研究兴趣的主题。近年来,已提出各种

描述平顶场强分布的函数形式,其中最著名的有所谓的超高斯光束。但是描述超高斯光束的特征参数及它的传播无法得到解析结果而不得不用数值方法,这样,无论从理论上还是从应用的角度,获得既具有平顶场强分布又能解析处理其传播与特征参数(至少在傍轴近似下)的光场是很有意义的。基于此,我们引入了一类新的光束,即双曲余弦平方-高斯光束。

1 双曲正弦平方-高斯光束及其传输

首先,我们定义双曲余弦平方-高斯光束在输入 $z = 0$ 平面的场分布为:

$$E_{chs}(x, 0) = A_{chs} \exp(-x^2/w_0^2) \cosh^2(\Omega x) \quad (1)$$

因此,在该平面上的光场面强度分布为:

$$I_{chs}(x) = |E_{chs}(x, 0)|^2 = A_{chs}^2 \exp(-2x^2/w_0^2) \cosh^4(\Omega x) \quad (2)$$

式中, w_0 是相关高斯分布的束腰宽度, Ω 是与双曲余弦平方 (\cosh^2) 因子相关的常参数, $A_{chs}^2 \left[\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-2x^2/w_0^2) \cosh^4(\Omega x) dx \right]^{-1}$ 是为描述场分布时方便而引入的归一化参数。

* 中南大学科研基金和湖南省教委科研基金资助项目。

作者简介:朱开成,男,1958年4月出生。教授。主要从事激光基础理论、光场量子统计性质研究。

收稿日期:2001-03-30;收到修改稿日期:2001-05-28

显然, 方程(1) 还可写成:

$$E_{\text{chs}}(x, 0) = A_{\text{chs}} \exp(-x^2/w_0^2) / 2 \times [1 + \cosh(2\Omega x)] = \frac{1}{4} A_{\text{chs}} \left\{ 2 \exp\left[-\frac{x^2}{w_0^2}\right] + e^{\delta} \left[\exp\left[-\frac{(x - \Omega w_0^2)^2}{w_0^2}\right] + \exp\left[-\frac{(x + \Omega w_0^2)^2}{w_0^2}\right] \right] \right\} \quad (3)$$

式中, $\delta = \Omega^2 w_0^2$ 。这表明双曲余弦平方-高斯光束可通过高斯光束与双曲余弦高斯光束以等权重同位相相干叠加而得到, 或则通过高斯光束和中心分别位于 x - z 平面内 $(\pm \Omega w_0^2, 0)$ 点的两个偏心高斯光束以不等权重同位相相干叠加而得。实际上, 利用高斯光束叠加是目前获得具有新特性光束的有效方法^[6,7]之一。值得指出的是, 因傍轴传播波动方程是线性的, 因此, 上述光束也是满足傍轴传播波动方程的解, 故可望在实验上实现。

依据光束传输理论, 双曲余弦平方-高斯光束通

过由传输矩阵 $\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$ 表征的一阶光学系统传播时, 省去不重要的相因子后, 其衍射场分布由广义 Huygens-Fresnel 衍射积分给出:

$$E(x, z) = \sqrt{\frac{i}{\lambda B}} \int_{-b}^b E(x_0, z=0) \times \exp\left[-\frac{ik}{2B}(Ax_0^2 - 2x_0x + Dx^2)\right] dx_0 \quad (4)$$

式中, $k = 2\pi/\lambda$ 是波数, 而 λ 是光波波长, b 是狭缝宽度。在无光阑传播情况下, 将方程(1) 代入上式并取 $b \rightarrow \infty$, 我们得到:

$$E(x, z) = \frac{A_0}{2} \sqrt{\frac{q_0}{Aq_0 + B}} \exp\left[-\frac{q_0}{q} x'^2\right] \times \left\{ 1 + \exp\left[\frac{\delta^2}{1 + Aq_0/B}\right] \cosh\left[\frac{2q_0 \delta x'}{B + Aq_0}\right] \right\} \quad (5)$$

式中, $\delta = \Omega w_0$, $x' = x/w_0$, 而 q_0 与 q 分别是入射平面 $(z = 0)$ 及传输过程中任意 z 平面上的 q 参数, 它们的关系由 ABCD 定律给出为:

$$1/q = (C + D/q_0)/(A + B/q_0) \quad (6)$$

方程(5) 是双曲余弦平方-高斯光束在无光阑情形下的传播方程。对于自由传播, 我们有:

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (7)$$

这样方程(5) 成为:

$$E(x, z) = \frac{A_0}{2} \sqrt{\frac{i\pi N_w}{1 + i\pi N_w}} \exp\left[-\frac{i\pi N_w x'^2}{1 + i\pi N_w}\right] \times \left\{ 1 + \exp\left[\frac{\delta^2}{1 + i\pi N_w}\right] \cosh\left[\frac{2i\pi N_w \delta x'}{1 + i\pi N_w}\right] \right\} \quad (8)$$

式中, $N_w = w_0^2/\lambda z$ 是 Fresnel 数。显然, 在 $z \rightarrow \infty$ 的远场, 双曲余弦平方-高斯光束演变成:

$$E(x, z) = \frac{1}{2} A_0 \sqrt{i\pi N_w} \exp[-(\pi^2 N_w^2 + i\pi N_w) x'^2] \times \{1 + \exp(\delta^2) \cosh(2i\pi N_w \delta x')\} \quad (9)$$

这表明该类光束在传播过程中不能保持形状不变, 这是因为该类光束属于具有复宗量的光束类的缘故^[5]。在图 1~ 图 3 中, 我们分别给出了在输入截面 $(z = 0)$ 平面、在 Fresnel 衍射区(近场衍射情形, $N_w = 1.0$) 及 Fraunhofer 衍射区(远场衍射情形, $N_w = 0.001$) 的相应截面上当参数 β 取定值情况下的光场强度分布。

2 数值结果与讨论

图 1 显示了输入截面上几个特定 β 值情况下的光场强度分布。显然, 随着 β 值的增大, 场强分布

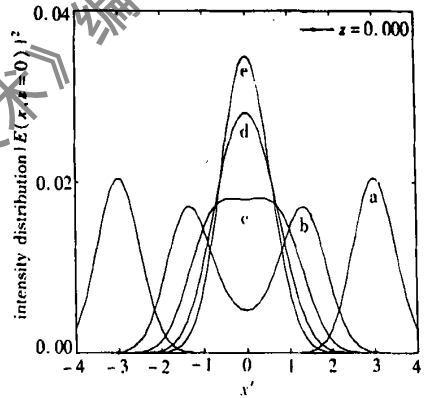


Fig. 1 Normalized intensity distributions of a cosh squared Gaussian beam at the input plane $(z = 0)$ for fixed values of β : a- 3; b- 1.4; c- 1.02; d- 0.75; e- 0.5, respectively

从单峰、平顶到双峰(暗中心)变化。特别地, 平顶分布结构在约 $\beta = 1.02$ 处达到, 仔细分析表明, 这时的平顶结构比双曲余弦-高斯光场在最佳参数条件下实现的平顶结构要宽。这表明可通过本文中给出的方法实现平顶更宽的平顶光束。

图 2 和图 3 分别给出了与图 1 相同 β 定值情况下 Fresnel 衍射区 ($N_w = 1.0$) 与 Fraunhofer 衍射区 ($N_w = 0.001$) 两个截面上的光场强度分布。从图 2 可看出, Fresnel 衍射区的光场强度分布与输入平面上的场强分布几乎没有区别, 而且 $\beta = 1.02$ 时的平顶分布结构也基本保持未变。这与双曲余弦-高斯光场在此区域失去平顶结构的情况明显不同^[5]。但在 Fraunhofer 衍射区, 场强失去输入截面上的位形结构的程度与 β 参数有关, β 小时, 仍能近以保持输入截面上的分布结构(呈单峰), 但对足够大 β 值,

加模式, 叠加模式在频率谐振区域内产生很大色散

值(如图 7 所示)。从图中我们可以看到, 色散数值

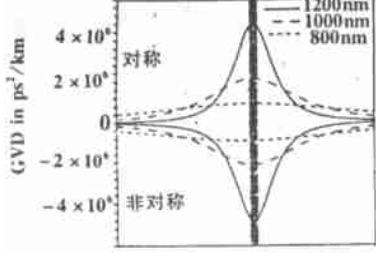


图 7 双波导耦合中叠加模式的色散曲线(间隔为 1200nm, 1000nm, 800nm)

的大小与平面波导之间的距离有关, 平面波导间距 1200nm 时, 色散数值越大, 随着间距减小, 色散数值也相应减小, 而且光信号频率偏离平面

波导共振频率失谐时, 色散数值快速下降, 也存在最大色散量和可使用带宽之间的矛盾关系。通过调节平面波导之间距离, 就可选择所需色散补偿量的大小。这种技术易于集成, 在输出、输入端口同时集成模式转换器, 能更好选择波

导中叠加模式和提高色散补偿效率(如图 8)。

(上接第 193 页)

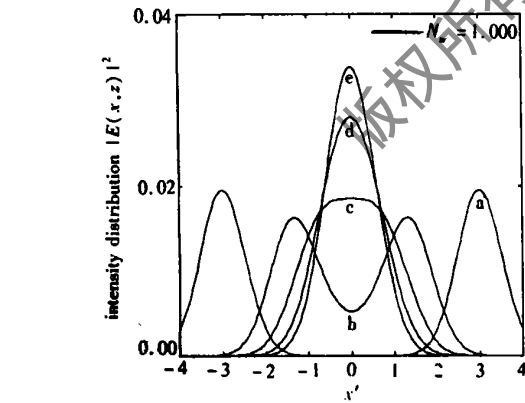


Fig. 2 Same as Fig. 1 but in Fresnel diffraction region ($N_w = 1.0$)

场强演变出了多峰结构值。因此, 虽然从数学结构上看, 双曲余弦平方-高斯光束仍属复宗量光束类, 在衍射过程中其数学形式也发生改变, 但在近场衍射区及在 β 参数较小的远场衍射区仍能保持场的分布结构不变。

参 考 文 献

[1] Casperson L W, Hall D G, Tovar A A. J O S A, 1997, A12: 3341~ 3348.

2 结束语

概述了光通信网络中几种主要动态色散补偿技术, 并分析各种技术的特点及应用局限。这些动态色散补偿技术满足了光通信网络多节点灵活组网发展趋势的需求, 为光网络向大容量、高速率和复杂结构发展提供保障。但也注意到, 这些动态色散补偿技术的响应时间一般在毫秒级, 对于在不同用户间建立通路来说稍微长了。因而色散补偿技术研究的热点将聚焦在如何实现自动、快速进行色散补偿。

参 考 文 献

[1] Eggleton B J, Rogers J A, Westbrook P S *et al.* IEEE Photon Technol Lett, 1999, 11 (7): 854~ 856.
 [2] Rogers J A, Eggleton B J, Pedrazzani J R *et al.* A P L, 1999, 74 (21): 3131~ 3133.
 [3] Komukai T, Miyajima Y, Nakazawa M. J A P, 1995, 34: L306~ L308.
 [4] Garthe D, Epworth R L, Lee W S *et al.* Electron Lett, 1994, 30 (25): 2159~ 2160.
 [5] Cai J X, Feng K M, Willner A E *et al.* IEEE Photon Technol Lett, 1999, 11 (11): 1455~ 1457.
 [6] Shirasaki M. Opt Lett, 1996, 21(5): 366~ 368.
 [7] Shirasaki M. IEEE Photon Technol Lett, 1997, 9(12): 1598~ 1600.
 [8] Lenz G, Madsen C K. J Lightwave Technology, 1999, 17(7): 1248~ 1254.
 [9] Peschel U, Peschel T, Lederer F. A P L, 1995, 67(15): 2111~ 2113.

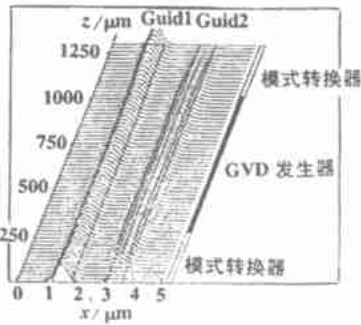


图 8 由波导耦合式 GVD 发生器和两个模式转换器组成的色散补偿器的场传输示意图

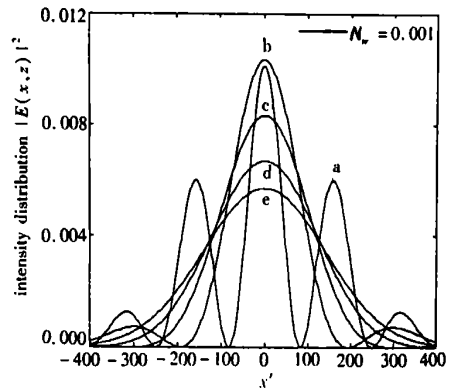


Fig. 3 Same as Fig. 1 but in Fraunhofer diffraction region ($N_w = 0.001$)

[2] Casperson L W, Tovar A A. J O S A, 1998, A15: 954.
 [3] Lü B D, Ma H. J Mod Opt, 1999, 46: 719~ 723.
 [4] Lü B D, Zhang B, Ma H. Opt Lett, 1999, 24: 640~ 643.
 [5] Lü B D, Ma H, Zhang B. Opt Commun, 1999, 164: 165~ 170.
 [6] Strohscchein J D, Sequin H J J, Capjack C E. Appl Opt, 1998, 37: 1045~ 1048.
 [7] Lü B D, Ma H. J O S A, 2000, A17: 2005~ 2009.
 [8] Sheppard C J R, Saghaei S. Opt Commun, 1996, 132: 144~ 152.