

文章编号: 1001-3806(2011)03-0418-04

## 波前场曲对激光诱导液晶远场衍射环的影响

赵祥杰, 张大勇, 骆永全

(中国工程物理研究院 流体物理研究所, 绵阳 621900)

**摘要:** 为了明确入射激光参量对激光诱导衍射环的影响及其机理, 利用菲涅耳-基尔霍夫衍射积分公式, 数值模拟研究了高斯光束波前场曲对于高斯光束通过自散焦液晶介质后远场衍射图样的影响。结果表明, 当波前场曲为无穷大时, 随着光强的逐渐增大, 远场衍射光斑中心明暗交替变化; 当波前场曲为正时, 随着波前场曲的减小, 远场衍射光斑中心强度逐渐变暗并且平滑; 当波前场曲为负时, 随着波前场曲绝对值的减小, 远场衍射光斑中心光强逐渐变强, 且中心衍射亮斑较细锐。利用基尔霍夫衍射积分公式中的振幅因子和相位因子对这种现象进行了阐述, 这对理解波前场曲与非线性相位因子的相互作用机制是有帮助的。

**关键词:** 非线性光学; 激光诱导液晶衍射环; 基尔霍夫衍射积分; 波前场曲

**中图分类号:** O437 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1001-3806.2011.03.034

## Effect of wave-front field curvature on laser-induced liquid crystal far-feld diffraction ring

ZHAO Xiang-jie, ZHANG Da-yong, LUO Yong-quan

(Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

**Abstract:** To elucidate the effect of field curvature on laser-induced far-field diffraction and its mechanism, the effect of field curvature on the far-field diffraction ring pattern after Gaussian beam propagating through self-defocusing liquid crystal was simulated based on Kirchhoff diffraction integral. Without considering the field curvature effect, the central spot of the far-field diffraction ring will turn out to be bright and dark alternatively with the incident laser intensity increasing. With divergent beam traversing thin self-defocusing medium, the central spot will turn out to be darkened, while brightened with the convergent case. Finally the phenomena were explained based on the amplitude and phase factors in the integral expression of Kirchhoff diffraction. The phenomena are attributed to the interaction between the wave-curvature and the nonlinear phase factor.

**Key words:** nonlinear optics; laser-induced liquid crystal diffraction ring; Kirchhoff diffraction integral; wave-front field curvature

### 引言

液晶是一种良好的非线性介质, 广泛应用于各种非线性光学研究领域<sup>[1]</sup>。液晶介质通常具有较大的非线性系数, 激光在液晶介质中传播时, 容易在介质内诱导产生3阶非线性效应, 如自聚焦、自散焦和自相位调制等。对激光诱导液晶衍射环现象的最早研究始于20世纪80年代, ZOLOTT'KO等人首次观测到激光经液晶介质后在远场形成了衍射环图样<sup>[2]</sup>, DURBIN等人利用自相位调制理论定性解释了激光经液晶盒后, 在远场形成衍射环光斑的原因<sup>[3]</sup>。通过在液晶介质

内掺杂染料介质, 利用光致异构等作用, 即使在弱光情形下, 也可以观测到高斯光束通过液晶介质后产生的衍射环状光斑图样<sup>[4]</sup>。在这之后不断有人从不同的实验条件, 提出不同的物理机理对这种液晶中的衍射环现象从实验和理论上进行研究<sup>[5-7]</sup>。当入射高斯模式激光波前场曲较小时, 波前场曲对相因子的贡献较大, 会与激光诱导介质的自相位调制相互作用, 从而对远场衍射光斑图样产生影响。HARRISON等人观测到发散高斯光束经薄的自散焦液晶介质后, 在远场形成了中间恒为暗斑的衍射环图样<sup>[8]</sup>, 并利用波前场曲对非线性衍射光斑的作用进行了解释。SANTAMATO等人在激光诱导液晶指向矢转动的阈值附近, 观测到了高斯光束波前场曲对于远场衍射环的影响<sup>[9]</sup>。HE等人利用菲涅耳-基尔霍夫衍射积分公式, 对较小波前场曲高斯光束通过非线性介质后产生的远场衍射图样进行了分析<sup>[10]</sup>, 得到了初步结果, 但并没有对波前场曲影响衍射图样的机理进行分析。目前已有的工作缺

基金项目: 中国工程物理研究院科学技术发展基金资助项目(2007A01003; 2010B0401049)

作者简介: 赵祥杰(1984-), 男, 硕士, 研究实习员, 主要从事液晶光学与物理方面的研究。

E-mail: zxjdouble@163.com

收稿日期: 2010-06-07; 收到修改稿日期: 2010-08-06

乏对于类似现象的解释,作者尝试利用菲涅耳-基尔霍夫衍射积分公式,通过数值模拟,分析高斯光束波前场曲与非线性介质中,激光诱导自相位调制效应相互作用的物理机制,给出了一定的理论解释。

### 1 理论分析

激光经过液晶介质传播后,由于热效应,激光相位被调制,相位调制幅度与激光光强成正比。非线性相位因子可以表达为:

$$\phi_{nl}(r) = k_0 d \Delta n(r) \quad (1)$$

式中,  $k_0$  为入射光波波数,  $d$  为液晶介质厚度,  $\Delta n(r)$  为液晶光致折射率变化。可以看到,激光诱导液晶介质产生非线性表现为对液晶折射率以及激光相位的调制,激光在远场的分布可以通过衍射积分公式来研究。

对于基模高斯光束,其光强分布  $I(r)$  随径向坐标  $r$  的分布为:

$$I(r) = I_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right) \exp\left[ik\left(z + \frac{r^2}{2R(z)}\right)\right] \quad (2)$$

式中,  $I_0$  为激光束腰处中心光强,  $w$  为  $z$  处高斯光束半径,  $R$  为  $z$  处的高斯光束曲率半径。

利用一般的菲涅耳-基尔霍夫衍射积分公式, KHOO 得到了高斯光束经薄的非线性介质后,在远场接收屏上的衍射图样,可以用如下基尔霍夫衍射积分公式表达<sup>[7]</sup>:

$$\begin{cases} I(r_1, z) = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 I_0 \left| \int_0^\infty r dr J_0\left(\frac{k_0 r r_1}{2z}\right) \exp\left[-2\frac{r^2}{w^2} - i\phi(r)\right] \right|^2 \\ \phi(r) = \phi_1(r) = \phi_{nl}(r) \end{cases} \quad (3)$$

式中,  $r_1 = (x^2 + y^2)^{1/2}$  为远场接收面上场点到光轴的距离,  $z$  为非线性介质中激光出射面到远场接收面的距离,  $r$  为激光出射面上场点到光轴的距离,  $\lambda$  为激光波长,  $w$  为高斯光束束腰半径,  $\phi_1(r)$  和  $\phi_{nl}(r)$  分别代表高斯光束的衍射相位因子和与光强相关的非线性相位因子,  $J_0$  代表零阶贝塞尔函数:

$$\phi_1(r) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{r^2}{2z} + \frac{r^2}{2R}\right) \quad (4)$$

在自散焦介质中,非线性相位因子与光强成正比。对于薄的液晶盒介质,其厚度很小,可以近似认为高斯光束通过液晶介质时高斯光束的波前场曲、光强分布和衍射相位因子项的相位分布没有发生变化。

在远场条件下, (3) 式中的  $\frac{2\pi}{\lambda} \frac{r^2}{2z} \leq \pi$ , 可以忽略相位因子中  $\frac{2\pi}{\lambda} \frac{r^2}{2z}$  的影响。令激光入射面上非线性相位因子中心处的相位延迟与无穷远处相位延迟的相位差值为峰值相移:  $\Delta\phi_{nl} = \phi(0) - \phi(\infty)$ , 入射光强不同

时,  $\Delta\phi_{nl}$  不同。因此,可以通过选取不同强度的入射激光光强,即  $\Delta\phi$  来讨论入射光强对远场衍射环图样的影响。当高斯光束的波前曲率较小,使得与波前曲率相关的  $\frac{2\pi}{\lambda} \frac{r^2}{2R}$  相位项与非线性相位因子对相位的贡献可比拟时,远场衍射图样将会受到影响。

### 2 数值模拟结果

取非线性介质中激光出射面到远场接收屏上的距离  $z = 410\text{mm}$ , 入射激光波长  $\lambda = 532\text{nm}$ , 高斯光束半径  $w = 100\mu\text{m}$ , 并假定入射激光的光强分布遵从基模高斯分布。下面分别对不同情形下激光经非线性液晶介质传播后,在远场形成的衍射图样进行数值求解并分析讨论。

#### 2.1 波前场曲 $R = \infty$ , 不同峰值相移 $\Delta\phi_{nl}$ 下的远场衍射图样

不同入射光强下,非线性介质中产生的峰值相移不同。可以通过设定不同的峰值相移来讨论入射光强对于远场衍射图样的影响。图 1 中给出了当入射高斯

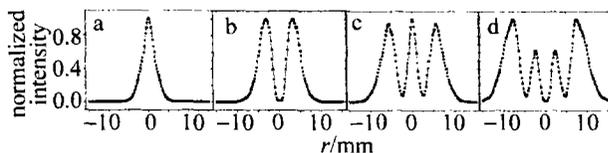


Fig. 1 Intensity distribution of far-field ring pattern when  $R = \infty$

a— $\Delta\phi_{nl} = -\pi$  b— $\Delta\phi_{nl} = -2\pi$  c— $\Delta\phi_{nl} = -3\pi$  d— $\Delta\phi_{nl} = -4\pi$

光束波前场曲为无穷大时,远场衍射图样对  $\Delta\phi_{nl}$  的依赖关系。可以看到,若取  $N$  为整数,当  $\Delta\phi_{nl} = N \times 2\pi$  时,远场衍射光斑中心为暗斑,亮环数量为  $N$ ; 当  $\Delta\phi_{nl} = \frac{2N-1}{2} \times 2\pi$  时,远场衍射光斑中心为亮斑,外围亮环数量为  $N-1$ 。也就是说,随着入射高斯光束光强的逐渐增大,远场衍射光斑中心明暗交替变化,并且外围亮环数量逐渐增加。从图中还可以看到,随着入射光强的增加,远场接收屏上的光斑直径也逐渐从  $40\text{mm}$  增加到  $120\text{mm}$  左右。当峰值相移  $\Delta\phi_{nl} > 2\pi$  后,远场接收屏上可以观测到明显的衍射条纹,这是非线性介质中自相位调制对高斯光束形成的衍射效果造成的。

#### 2.2 $R > 0$ 时,远场衍射光斑随波前场曲的变化

当峰值相移  $\Delta\phi_{nl} = -3\pi$  时,远场衍射光斑随波前场曲的变化如图 2 所示。如前所述,波前场曲为无穷

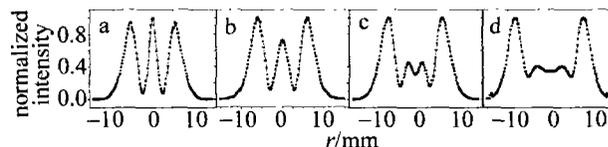


Fig. 2 Intensity distribution of the far field ring pattern when  $\Delta\phi_{nl} = -3\pi$

a— $R = \infty$  b— $R = 150\text{mm}$  c— $R = 50\text{mm}$  d— $R = 20\text{mm}$

大时,远场衍射光斑中心为一亮斑,同时外围绕着一个亮环。当波前场曲逐渐减小时,远场衍射光斑中心亮斑的强度逐渐降低;当波前场曲  $R$  降低到 50mm 时,中心亮斑已经退化为中心为暗斑的一个亮环;当波前场曲进一步减小到 20mm 时,可以看到中心亮环的分辨率进一步降低,即中心亮环的强度被进一步匀滑。可以总结出,随着波前场曲的不断减小,远场非线性衍射环的中心强度有一个逐渐降低、匀滑的趋势。当  $\Delta\phi_{nl} = -4\pi$  时,远场衍射光斑随波前场曲的变化如图 3 所示,波前场曲无穷大时,远场衍射光斑为两个亮环,随

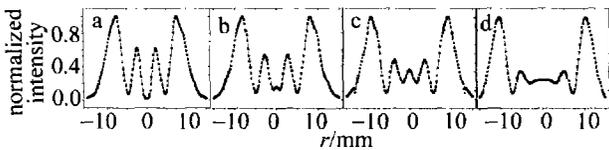


Fig. 3 Intensity distribution of the far field ring pattern when  $\Delta\phi_{nl} = -4\pi$   
a— $R = \infty$  b— $R = 150\text{mm}$  c— $R = 50\text{mm}$  d— $R = 20\text{mm}$

着波前场曲的减小,内侧亮环的强度逐渐降低;当波前场曲降低为 50mm 时,远场衍射光斑中心不再是单一的亮环,而是中心出现一个亮斑,同时内侧亮环向外扩张,并且内侧亮环的强度降低;当波前场曲进一步减小为 20mm 时,可以发现远场衍射光斑中心亮环的强度进一步降低,并且中心亮斑被匀滑,亮斑特征不再明显。可以看出,随着波前场曲的减小,远场衍射光斑的中心强度有一个不断降低并且匀滑的趋势。无论入射光强如何变化,当入射高斯光束的波前场曲足够小时,远场衍射光斑中心的强度都会被匀滑、降低,并且波前场曲与非线性相位因子的相互作用对远场衍射光斑尺寸的影响很小。

### 2.3 $R < 0$ 时,远场衍射光斑随波前场曲的变化

当  $\Delta\phi_{nl} = -3\pi$  时,远场衍射光斑随波前场曲的变化如图 4 所示。可以看到,波前场曲为无穷大时,远场

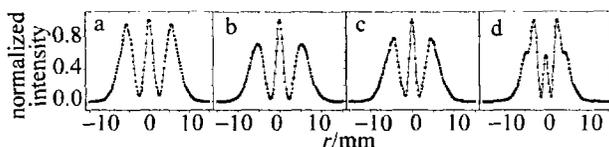


Fig. 4 Intensity distribution of the far field ring pattern when  $\Delta\phi_{nl} = -3\pi$   
a— $R = -\infty$  b— $R = -150\text{mm}$  c— $R = -50\text{mm}$  d— $R = -20\text{mm}$

衍射光斑中心为一亮斑,外围为一亮环。当波前场曲绝对值减小时,中心亮斑的强度增强,同时亮斑变细;波前场曲降低到 -50mm 时,中心亮斑强度进一步增强,同时外围亮环的强度在降低;当波前场曲降低到 -20mm 时,中心亮斑强度不再增加,而是分化为一个中心亮斑和一个围绕中心亮斑的亮环,同时亮环与外侧亮环耦合在一起,表现为远场衍射光斑中心出现一个细锐的亮斑和一个细锐的亮环。当  $\Delta\phi_{nl} = -4\pi$  时,远场衍射光斑随波前场曲的变化如图 5 所示。可以看

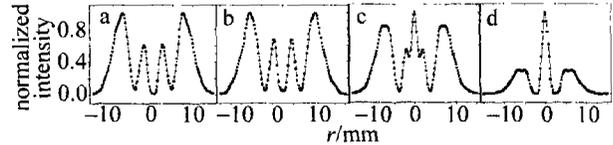


Fig. 5 Intensity distribution of the far field ring pattern when  $\Delta\phi_{nl} = -4\pi$   
a— $R = -\infty$  b— $R = -150\text{mm}$  c— $R = -50\text{mm}$  d— $R = -20\text{mm}$

到当波前场曲为无穷大时,远场衍射光斑为两个亮环;当波前场曲绝对值减小时,中心亮环的强度增加;当波前场曲为 -50mm 时,远场衍射光斑中心的暗斑消失,取而代之的是一个中心亮斑,并且中心亮斑与内侧的亮环叠加在一起,同时外侧亮环的强度被削弱;当波前场曲达到 -20mm 时,中心亮斑的强度增强,外围亮环的强度进一步降低。即当波前场曲为负时,波前场曲的作用使得远场衍射光斑中心强度增强。

### 2.4 波前场曲与非线性相位因子相互作用机制的分析

对于薄的液晶自散焦介质而言,由上述讨论可以知道,当入射激光为发散高斯光束时,正的波前场曲使得远场衍射光斑中心强度有一个降低且匀滑的趋势;当入射激光为会聚高斯光束时,负的波前场曲使得远场衍射光斑中心强度有一个锐化增强的效果。无论高斯光束的波前场曲如何变化,远场衍射环的外围亮环始终受影响较小。根据 SANTAMATO 的理论,这是由于波前场曲与入射高斯光束在薄的液晶自散焦介质中形成的非线性相位因子相互作用的结果。下面来分析这种波前场曲与非线性相位因子的相互作用机制。

对于远场衍射光斑图样的观察,理解高斯光束波前场曲与非线性相位因子相互作用的机制,应该从 (2) 式中的基尔霍夫衍射积分公式开始。由波动光学理论知识可知<sup>[11]</sup>,远场衍射光斑图样由激光出射面的振幅因子和相位因子决定。改变入射激光的波前场曲时对基尔霍夫衍射积分公式的相位因子有影响。图 6 中给出了峰值相移为  $-3\pi$  时,基尔霍夫衍射积分公式中相因子函数  $\phi(r)$  随入射激光波前场曲的变化,并给出了相因子函数  $\phi(r)$  的余弦值随波前场曲的变化。下面分析远场衍射光斑轴上场点光强随波前场曲的变化。由图 6a 可知,当  $R > 0$  时,随着波前场曲的减小,  $0 < r < w$  区域内,相函数受到的影响较小,相函数的余弦值也基本没有变化;在  $w < r < 2.5w$  区域内,随着入射波前场曲的减小,相函数的取值逐渐增大,相应相函数的余弦值从基本平稳转变为具有振荡特性。随着相函数余弦值振荡特性的加剧,在远场轴上场点的光电场表现为相干相消特性,从而其光强随着波前场曲的减小而减弱、且匀滑。由图 6b 可知,当  $R < 0$  时,  $0 < r < w$  区域内,随着波前场曲绝对值的减小,相函数与相

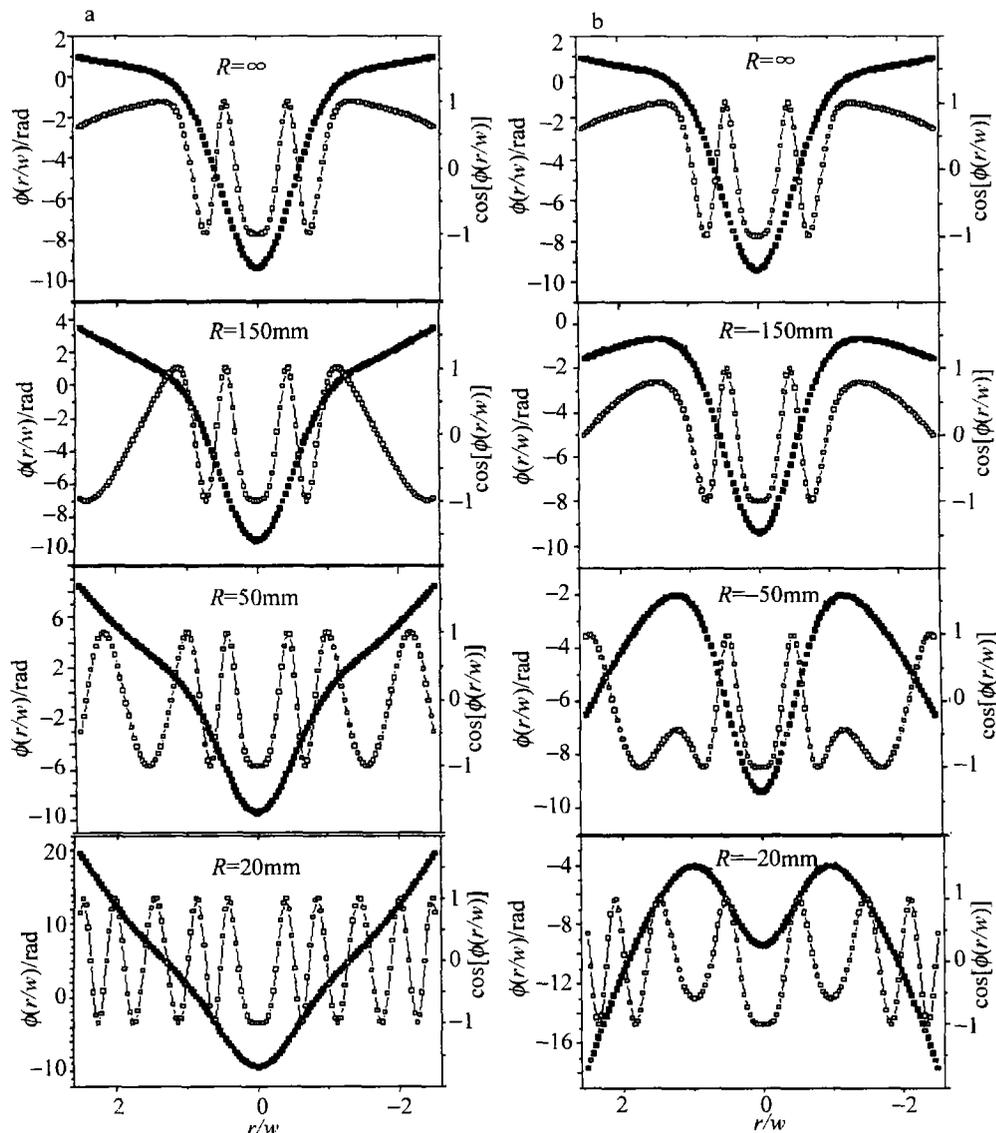


Fig. 6 Dependence of phase retardation  $\phi(r/w)$  (black line) and  $\cos[\phi(r/w)]$  (grey line) on wave-curvature when  $\Delta\phi_{nl} = -3\pi$   
 a— $R > 0$  b— $R < 0$

函数的余弦值基本无变化;  $w < r < 2.5w$  区域内, 随着波前场曲绝对值的减小, 相函数的取值逐渐减小, 相函数的余弦值取值逐渐向轴上原点处相位的余弦值靠拢, 因此, 远场轴上场点的光强会随着波前场曲的减小而增强; 当波前场曲减小到 20mm 时,  $w < r < 2.5w$  区域内相函数的最小取值已经小于中心处的相位, 其相函数取值则相应的重现振荡特性, 因此, 远场轴上场点的光强会又会降低, 如图 4 所示。

另外, 在远场接收屏上, 当场点距光轴较远时, 即  $k_0 \frac{r_1}{2z}$  的取值较大时, 由于 (2) 式中的零阶贝塞尔函数  $J_0\left(k_0 \frac{r_1}{2z}\right)$  的作用, 外围衍射光斑区域的振幅因子较小, 波前场曲的相位调制对外围衍射光斑几乎没有影响。

### 3 结论

利用基尔霍夫衍射积分公式, 数值模拟求解了波

前场曲对高斯光束经自散焦介质后远场衍射光斑图样的影响, 可以认为: 当发散高斯光束经自散焦薄介质后, 波前场曲会对远场衍射光斑中心亮斑的降低、匀滑; 而当会聚高斯光束经自散焦薄介质后, 波前场曲会使得远场衍射光斑中心光强增大, 甚至出现细锐的亮斑。这种波前场曲对远场衍射光斑形状的影响是波前场曲对相因子的调制造成的。

### 参考文献

- [1] LUO Y Q, ZHANG D Y, SHEN Zh X, *et al.* Research of laser damage on liquid crystal optical elements[J]. Laser Technology, 2010, 34(3):392-398(in Chinese).
- [2] ZOLOT' KO A S, KITAEVA V F, KROO N, *et al.* Light induced Fréedericksz transition in an MBBA crystal[J]. JETP Letters, 1981, 34(5):250-254.
- [3] DURBIN S D, ARAKELIAN S M, SHEN Y R. Laser induced diffraction rings from a nematic liquid crystal film[J]. Optics Letters, 1981, 6(9):411-413.

(下转第 424 页)

continue

number	source→destination point	multicast tree without constraint	cost	when there are bandwidth and latency multicast tree	cost
5	12→6,10,23,19,13	12,9,7,6,7,8,10,12,13,19,23	160	12,9,7,6,7,8,10,12,13,19,23	160
6	20→6,7,8,3,4	20,15,4,5,9,7,6,15,3,7,8	161	20,15,4,5,9,7,6,15,3,7,8	161
7	19→10,6,4,21,25	19,12,17,10,8,6,12,4,17,21,19,25	212	19,12,17,10,10,8,6,12,4,17,21,19,25	212
8	10→18,13,5,26,22	10,17,18,19,13,5,17,21,22,19,26	192	10,18,18,19,13,5,18,21,22,19,26	204
9	15→3,7,10,22,25	15,3,15,13,19,18,17,10,8,7,17,21,22,19,25	224	15,3,15,13,12,9,7,12,17,21,22,13,19,25	250
10	18→3,8,19,22,26	18,19,13,15,3,18,17,10,8,17,21,22,19,26	219	18,19,13,15,3,18,10,8,18,21,22,19,26	231

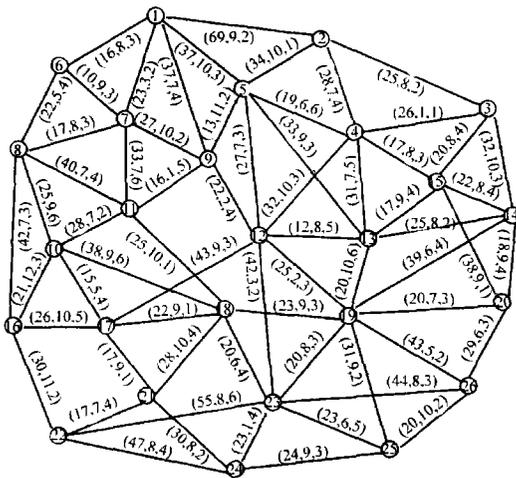


Fig.3 Network topology

在有约束的组播树集中,第5,6,7号树与前者相同,其余树的代价均大于前者,两个组播树集的总代价分别为2004和2123,由此可见,通过应用启发式算法求得的最优组播树为无约束的下限,能够找到组播路由的最优解<sup>[5,11]</sup>。

## 4 结论

在网络多媒体通信中,随着组播传输越来越多的应用,对传输过程中有约束的带宽和时延的研究也越来越广泛,蚁群算法、免疫算法将更多的应用到QoS路由选择中,本文中通过对多源点到多目的点组播路由的分析,构成了两层遗传算法,实验结果表明,算法能够找到多组播路由的最优解。

## 参考文献

- [1] LIANG X M, QIN H Y, LONG W. Genetic algorithm for solving constrained optimization problem [J]. Computer Engineering, 2010, 36(14):147-149 (in Chinese).
- [2] LUO B L, WANG Ch Ch, DU J, et al. Study on laser beam combination by binary phase grating [J]. Laser Technology, 2006, 30(4):381-384 (in Chinese).
- [3] ZHANG J. Genetic algorithm in QoS multicast routing algorithm applied [D]. Hangzhou: Zhejiang University of Technology, 2008:13-14,55-56 (in Chinese).
- [4] XU D P, ZHOU J Zh, GUO H F, et al. Quality prediction of laser cladding layer based on improved neural network [J]. Laser Technology, 2007, 31(5):511-514 (in Chinese).
- [5] SUN L M. Research on a genetic algorithm for the QoS multi-multicast routing [D]. Xi'an: Xi'an University of Technology, 2008:16-27 (in Chinese).
- [6] QIAN Y T, WANG P T. Based on genetic algorithm multi-objective optimization method [J]. Journal of Tianjin university of Technology, 2010, 26(3):20-22 (in Chinese).
- [7] SUN H. A discussion of information technology teaching based on the theory of constructivism [J]. Journal of Qingdao Technical College, 2010, 23(3):52-54 (in Chinese).
- [8] BIAN X, MI L. Development on genetic algorithm theory and its application [J]. Application Research of Computers, 2010, 27(7):2425-2429 (in Chinese).
- [9] CHEN Y X, XU D W. The exploring of shortest path based on genetic algorithms [J]. Computer Knowledge and Technology, 2010, 6(14):3733-3735 (in Chinese).
- [10] XUE F Q, GE L D, WANG B. Optimised neural network channel equalizer based on improved hierarchical genetic algorithm [J]. Computer Applications and Software, 2010, 27(5):75-77 (in Chinese).
- [11] JIAO Ch H, WANG K R. Cognitive radio decision engine based on immune genetic algorithm [J]. Systems Engineering and Electronics, 2010, 32(5):1083-1087 (in Chinese).

(上接第421页)

- [4] REN Ch Y, SUN X D, PEI Y B. Anisotropic diffraction pattern formation from a nematic liquid crystals film induced by low power linearly polarized beam [J]. Acta Physica Sinica, 2009, 58(1):298-303 (in Chinese).
- [5] BRUGIONI S, MEUCCI R. Self-phase modulation in a nematic liquid crystal film induced by a low-power CO<sub>2</sub> laser [J]. Optics Communications, 2002, 206(4/6):445-451.
- [6] WU J J, CHEN S H, FAN J Y, et al. Propagation of a Gaussian profile laser beam in nematic liquid crystals and the structure of its nonlinear diffraction rings [J]. Journal of the Optical Society of America, 1990, B7(6):1147-1157.
- [7] KHOO I C, HOU J Y, LIU T H, et al. Transverse self phase modulation and bistability in the transmission of a laser beam through a non-

linear thin film [J]. Journal of the Optical Society of America, 1987, B4(6):886-891.

- [8] HARRISON R G, DAMBLY L, YU D J, et al. A new self-diffraction pattern formation in defocusing liquid media [J]. Optics Communications, 1997, 139(1/3):69-72.
- [9] SANTAMATO E, SHEN Y R. Field curvature effect on the diffraction ring pattern of a laser beam dressed by spatial self-phase modulation in a nematic film [J]. Optics Letters, 1984, 9(12):564-566.
- [10] HE K N, DENG L G. Far-field diffraction patterns formation of Gaussian beam transmitted through thin nonlinear medium [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2003, 15(10):940-944 (in Chinese).
- [11] ZHAO K H, ZHONG X H. Optics [M]. Beijing: Peking University Press, 1982:160-194 (in Chinese).