

高衍射效率闪耀全息透镜

王 辉 汤一新 蔡铁权 唐继跃

(浙江师范大学信息光学研究所, 金华 321004)

摘 要 提出一种制作位相全息透镜——闪耀全息透镜新设计, 利用它可使位相全息透镜的位相分布类似位相菲涅耳透镜, 其衍射效率理论值可达 95% 以上, 但其制作过程要比位相菲涅耳透镜容易。文中给出了原理分析和实验验证, 初步结果是令人满意的。

关键词 闪耀全息透镜, 衍射效率, 位相菲涅耳透镜。

1 引 言

全息光学元件(HOES)衍射效率取决于其条纹的物理本性, 但不论体积型还是平面型全息光学元件, 只有将其处理成位相型才具有所要求的高衍射效率或低损耗或二者兼有之^[1]。对于体积位相型全息光学元件, 其峰值效率理论值可达 100%^[2]。但这一类型的全息光学元件波长选择性很强。它们一般作为专用元件用于特定的系统中^[3]。平面位相型全息光学元件的效率一般不随波长的变化而变化, 但其效率较低, 对于普通的平面正弦位相全息光学元件, 效率的理论值仅为 33.9%^[2]。为了提高平面元件的效率, 一个有效的方法是采用“闪耀”全息技术^[4]。但以往所报道的一般都做成“锯齿”形闪耀, 技术很复杂, 只适宜做平行光栅元件。目前, 微透镜的应用越来越广泛^[5]。尽管全息透镜本身正具备了微透镜许多优点而且便于制作, 但由于其效率低, 因而一般都不采用全息技术制作微透镜。而是采用电子束刻蚀^[6], 蒸镀^[7]等复杂技术来形成所期望的位相分布从而可获得高的衍射效率。

本文设计出一种新的拍摄全息透镜的光路, 它使干涉条纹的正弦分布发生变化, 由此可制作出正弦闪耀的全息透镜。它的衍射效率理论值可达 95% 以上。实验已达 76%。远远高出了普通平面位相全息元件的 33.9% 的效率。

2 正弦闪耀全息透镜的制作方法

设一平面波 $a_0 \exp(i\phi_0)$ 和球面波 $a_1 \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x^2 + y^2}{2z}\right)$ 在 $z = z_0$ 平面干涉, 干涉条纹强度分布为

$$I = \left| a_0 \exp(i\phi_0) + a_1 \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x^2 + y^2}{2z_0}\right) \right|^2$$

$$= a_0^2 + a_1^2 + 2a_0a_1 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{x^2 + y^2}{2z_0} - \phi_0\right) \quad (1)$$

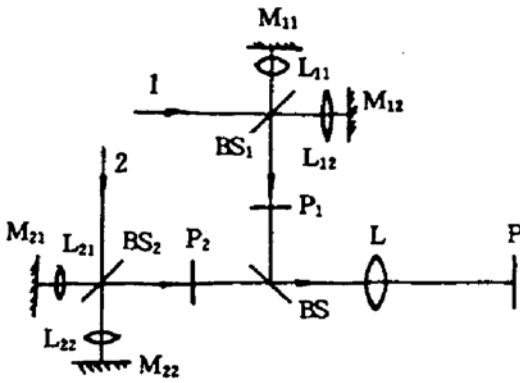


Fig. 1 An optical arrangement for forming "Sinusoidal blaze holographic lenses"

用图 1 所示的光路来形成两个(1)式所表达的分布。光路由两个迈克尔逊干涉仪和一个成像系统组成, 严格调整光路, 使两个迈克尔逊干涉仪光路参数都相同。它们在 P_1 面和 P_2 面上分别形成(1)式分布。微调 M_{11} 和 M_{21} 使 ϕ_0 分别为 2π 的整数倍和 π 的奇数倍。例如光路 1 中的 ϕ_0 为 2π 的整数倍。光路 2 中的 ϕ_0 为 π 的奇数倍, 这样 P_1 平面和 P_2 平面上的光强分别为:

$$I_1 = a_0^2 + a_1^2 + 2a_0a_1 \cos \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{r^2}{2z_0} \quad (2)$$

$$I_2 = a_0^2 + a_1^2 - 2a_0a_1 \cos \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{r^2}{2z_0} \quad (3)$$

式中 $r^2 = x^2 + y^2$ 。

若在 P_1 面和 P_2 面上分别放置一如图 2 所示的两个波带片, 两个波带片是互补的, 即 P_1 平面放图 2(a)波带片, P_2 平面放图 2(b)波带片。两个波带片的振幅透射率如图 3 所示。经简



Fig. 2 Fresnel zones, (a) and (b) are complementary

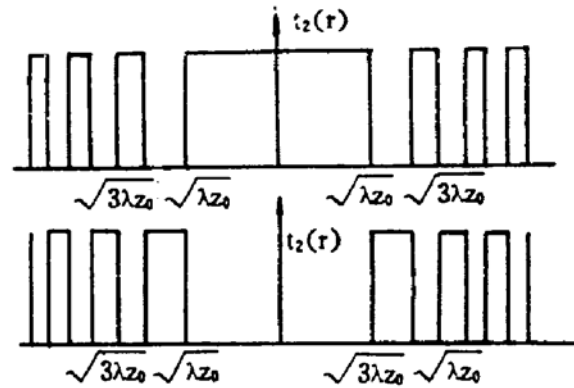


Fig. 3 Transmissivities of Fresnel zone for Fig. 2

单的推导, 图 3 所示的分布可展开为傅里叶级数

$$t_1(r) = \frac{1}{2} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{i\pi(2n+1)} \exp \{i2\pi(2n+1)r^2/2\lambda z_0\} \quad (4)$$

$$t_2(r) = \frac{1}{2} - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{i\pi(2n+1)} \exp \{i2\pi(2n+1)r^2/2\lambda z_0\} \quad (5)$$

将 $t_1(r)$ 和 $t_2(r)$ 分别放于 P_1 面和 P_2 面。仔细调整使波带的环带与干涉条纹的环带精确吻合。则从 P_1 面和 P_2 面上输出的光强分布将如图 4(c)和图 5(c)所示。从 P_1 面和 P_2 面上出射的光分布经半透半反镜 BS 后, 被透镜 L 成像于 P 面。在 P 面上的光强分布如图 6 所示, 其表达式为:

$$I(r) = I_1(r) t_1(r) + I_2(r) t_2(r) \quad (6)$$

由感光材料记录图 6 所示的分布, 并处理成位相型。若处理适当, 可使位相变化正比于光强变化^[8]:

$$\phi(r) = \beta I = \beta [I_1(r) t_1(r) + I_2(r) t_2(r)] \quad (7)$$

β 是与处理过程有关的常数, 最后得到这种全息透镜的复振幅透射率为:

$$\tau(r) = \exp \{i\beta I_1(r) t_1(r)\} \exp \{i\beta I_2(r) t_2(r)\} \quad (8)$$

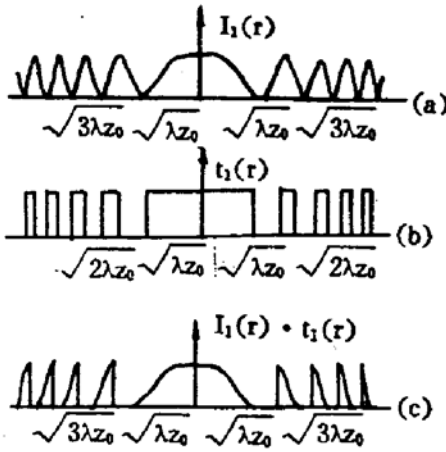


Fig. 4 Light intensity distribution of the plane P₁

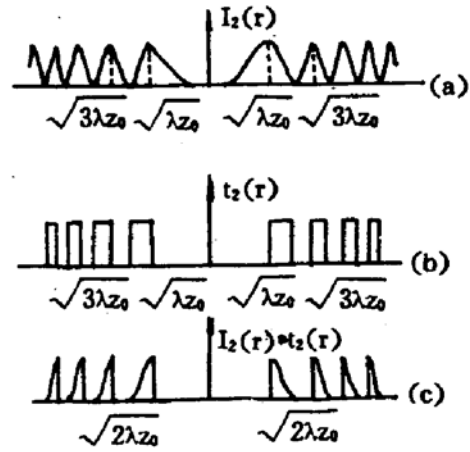


Fig. 5 Light intensity distribution of the plane P₂

图 6 所示的位相分布与文献[9]提出的位相菲涅耳透镜非常相似。但这里是正弦曲线而不是抛物线。它用全息的方法很容易得到。这种类型的光学元件之所以能提高衍射效率。定性的解释可看清其物理意义。从元件的局部来看，很类似透射型闪耀光栅，它可像棱镜一样使入射光线向某一方向偏折，如图 7 所示。对于图 6 所示的圆对称位相分布，它将使光线向对称

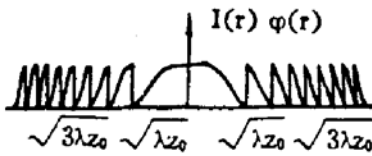


Fig. 6 Light intensity distribution of the plane P, or phase distribution of the sinusoidal blazed holographic lens

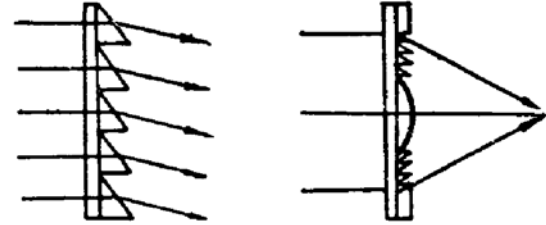


Fig. 7 Directional diffraction of the blazed grating and Fresnel lens

轴方向偏折，当然，作为衍射元件，光线在对称轴上交汇时能否得到加强还取决于来自各环带光线间的位相差是否为 2π 的整数倍。当轴上某点的所有光线间的位相差都是 2π 的整数倍时，此点光强最大，位相菲涅耳透镜可以将所有的入射光线偏折到这一点。从而可达到 100% 的衍射效率。对于这里的类锯齿形正弦分布的全息透镜也应具有“会聚”或“闪耀”的功能。下面用较为严格的理论推导，证明它的“闪耀”性能，并给出闪耀条件。

3 正弦闪耀全息透镜的特性

考虑到 $t_1(r)$ 和 $t_2(r)$ 二值(0,1)函数的特殊性以及便于分析，将(8)式作一些变化。因为 $\exp \{i\beta I_1(r) \cdot t_1(r)\}$ 有如下性质

$$\exp \{i\beta I_1(r) t_1(r)\} = \begin{cases} 1 & t_1(r) = 0 \\ \exp \{i\beta I_1(r)\} & t_1(r) = 1 \end{cases} \quad (9)$$

又因为 $t_1(r)$ 和 $t_2(r)$ 互补，当 $t_1(r) = 0$ 时 $t_2(r) = 1$ ，而当 $t_1(r) = 1$ 时 $t_2(r) = 0$ 。故(9)式可表为：

$$\exp \{i\beta I_1(r) t_1(r)\} = t_2(r) + t_1(r) \exp \{i\beta I_1(r)\}$$

同理

$$\exp \{i\beta I_2(r) t_2(r)\} = t_1(r) + t_2(r) \exp \{i\beta I_2(r)\}$$

这样(8)式可以写成：

$$\tau(r) = t_1(r) \exp \{i\beta I_1(r)\} + t_2(r) \exp \{i\beta I_2(r)\} \quad (10)$$

推导中，已注意到 $t_1(r)t_2(r) = 0$, $t_1^2(r) = t_1(r)$, $t_2^2(r) = t_2(r)$ 。将 $\exp \{i\beta I_1(r)\}$ 和 $\exp \{i\beta I_2(r)\}$

按傅里叶级数展开, 得:

$$\begin{aligned} \exp \{i\beta I_1(r)\} &= \exp \{i\beta(a_0^2 + a_1^2)\} \exp \left\{i2\beta a_0 a_1 \cos \frac{2\pi}{\lambda} \frac{r^2}{2z_0}\right\} \\ &= C \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m J_m(2\beta a_0 a_1) \exp \left\{i \frac{2\pi}{\lambda} m \frac{r^2}{2z_0}\right\} \end{aligned} \quad (11-1)$$

$$\begin{aligned} \exp \{i\beta I_2(r)\} &= \exp \{i\beta(a_0^2 + a_1^2)\} \exp \left\{-i2\beta a_0 a_1 \cos \frac{2\pi}{\lambda} \frac{r^2}{2z_0}\right\} \\ &= C \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m J_m(-2\beta a_0 a_1) \exp \left\{i \frac{2\pi}{\lambda} m \frac{r^2}{2z_0}\right\} \end{aligned} \quad (11-2)$$

式中 $C = \exp \{i\beta(a_0^2 + a_1^2)\}$ 为复常数, $J_m(\pm 2\beta a_0 a_1)$ 是变量为 $\pm 2\beta a_0 a_1$ 的 m 阶贝塞尔函数。将 (4) 式, (5) 式和 (11) 式代入 (10) 式, 同时考虑到 $J_m(-a) = (-1)^m J_m(a)$, 于是有

$$\begin{aligned} \tau(r) &= C \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^{2m} J_{2m}(2\beta a_0 a_1) \exp \left\{i \frac{2\pi}{\lambda} 2m \frac{r^2}{2z_0}\right\} \\ &\quad + C \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{2}{i(2n+1)\pi} \sum_{k=-\infty}^{\infty} i^{2k+1} J_{2k+1}(2\beta a_0 a_1) \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \frac{r^2}{2z_0} (2k+1+2n+1) \right] \\ &= C \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m J_{2m}(2\beta a_0 a_1) \exp \left\{i \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2m \frac{r^2}{2z_0}\right\} \\ &\quad + 2C \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{(-1)^k}{(2n+1)\pi} J_{2k+1}(2\beta a_0 a_1) \exp \left\{i \frac{2\pi}{\lambda} \frac{r^2}{2z_0} [2(k+n+1)]\right\} \end{aligned} \quad (12)$$

设有一振幅为 A_0 , 波长为 λ 的平行光垂直入射到 (12) 式所表示的全息透镜上, 出射光的复振幅为:

$$\begin{aligned} U(r) = A_0 \tau(r) &= A_0 C \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m J_{2m}(2\beta a_0 a_1) \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} 2m \frac{r^2}{2z_0} \right] \\ &\quad + 2A_0 C \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{(-1)^k}{(2n+1)\pi} J_{2k+1}(2\beta a_0 a_1) \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} \frac{r^2}{2z_0} [2(k+n+1)] \right\} \end{aligned} \quad (13)$$

上式表示的实际上是一系列球面波, 它们的会聚或发散点为 $z = z_0/2l$ ($l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), $l > 0$ 时为发散球面波, $l = 0$ 时为平行光, $l < 0$ 时为会聚球面波。第 l 级球面波振幅 ($k+n+1 = m = l$, 因而 $k = l - n - 1$) 为

$$A_l = (-1)^l A_0 C J_{2l}(2\beta a_0 a_1) + 2A_0 C \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{(-1)^{l-n-1}}{(2n+1)\pi} J_{2l-2n-1}(2\beta a_0 a_1) \quad (14)$$

光强度为

$$I_l = I_0 \left[(-1)^l J_{2l}(2\beta a_0 a_1) + 2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{(-1)^{l-n-1}}{(2n+1)\pi} J_{2l-2n-1}(2\beta a_0 a_1) \right]^2 \quad (15)$$

式中 $I_0 = [A_0 C] \cdot [A_0 C]^* = A_0^2$, 为入射光强。衍射效率为:

$$\eta_l = I_l/I_0 = \left[(-1)^l J_{2l}(2\beta a_0 a_1) + 2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{(-1)^{l-n-1}}{(2n+1)\pi} J_{2l-2n-1}(2\beta a_0 a_1) \right]^2 \quad (16)$$

上式很容易用计算机计算, 图 8 给出了当 $l = 0, \pm 1, \pm 2$ 时, 衍射效率 η_l 与变量 $\Phi = 2\beta a_0 a_1$ 关系曲线。

经上述分析并参照图 8, 可以得到如下结论:

1) $l < 0$ 级次的衍射效率对于大部分 Φ 值而言, 远远大于 $l > 0$ 的对应级次, 也就是说, 正、负衍射级次不对称。从全息透镜出射的光主要是会聚光, 发生了所谓“闪耀”现象, 所以可以将这种全息元件称为“正弦闪耀”全息元件。

2) 当 $\Phi = 2\beta a_0 a_1 = 2.53$ 时, $l = -1$ 级的效率 η_{-1} 达到最大值 95.35%。而 $\eta_0 = 0.4\%$,

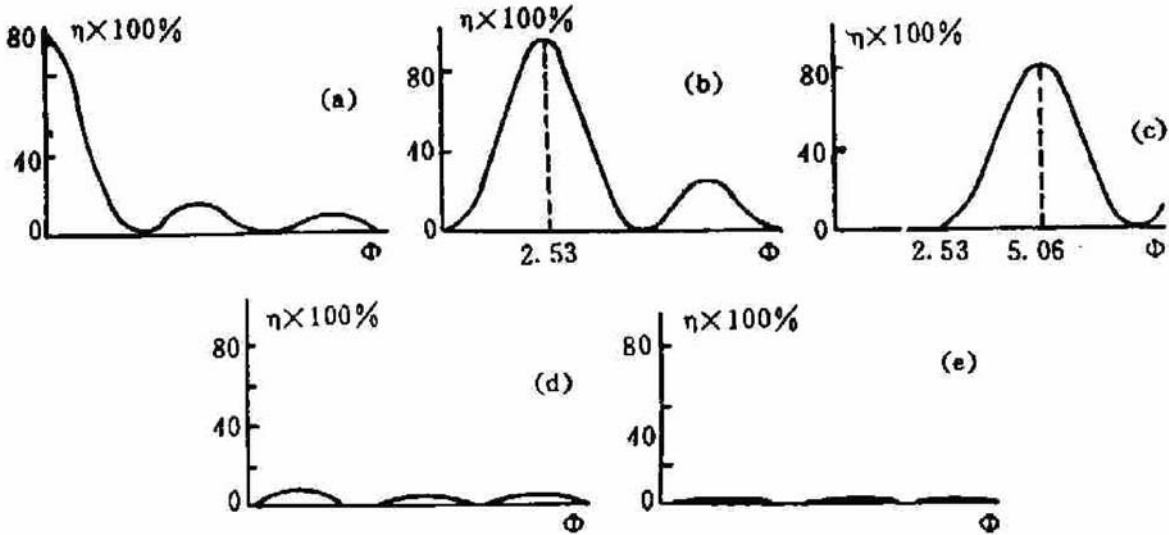


Fig. 8 The diffraction efficiency of the sinusoidal blazed holographic lens versus $\Phi = 2\beta a_0 a_1$

(a) diffraction efficiency of $l = 0$ th order, (b) diffraction efficiency of $l = -1$ th order, (c) diffraction efficiency of $l = -2$ th order, (d) diffraction efficiency of $l = 1$ th order, (e) diffraction efficiency of $l = 2$ th order

$\eta_{-2} = 0.6\%$ ，说明波长 λ 在这一级发生闪耀。

3) $l = -1$ 级的球面波会聚点为 $z_0/2$ ，即焦距为 $z_0/2$ 而不是 z_0 。它比由(1)式分布直接得到的全息透镜的焦距短了一半，其原因很容易从图 4(a)和图 6 的比较中看出。图 5 的空频显然比图 4(a)高出了一倍。这一特点有利于提高透镜的数值孔径。因为数值孔径与焦距成反比。

4) 设 $a_0 = a_1$ 。由(2)式和(7)式可知，闪耀全息透镜最大位相差值为

$$\phi_{\max} = \beta[a_0^2 + a_1^2 + 2a_0 a_1] = 4\beta a_0^2 = 2\Phi$$

当 $\Phi = 2.53$ 时， η_{-1} 达到最大，对应的最大位相差为：

$$\phi_{\max} = 2 \times 2.53 \approx 0.8 \times 2\pi$$

许多曝光后的感光材料(如敏化的明胶，银盐材料等等)很容易达到这样的位相差值^[10,11]。

4 实 验

首先，利用计算机和 C-4500 图像扫描仪输出如图 2 所示的菲涅耳波带片。实际波带片有 50 个带，直接输到胶片上，原图直径为 14 cm，中心带直径为 2 cm。经照相微缩做成两个直径约为 1 cm 的互补波带片，中心带半径约为 0.71 mm。将两个波带片分别放入图 1 所示的两个

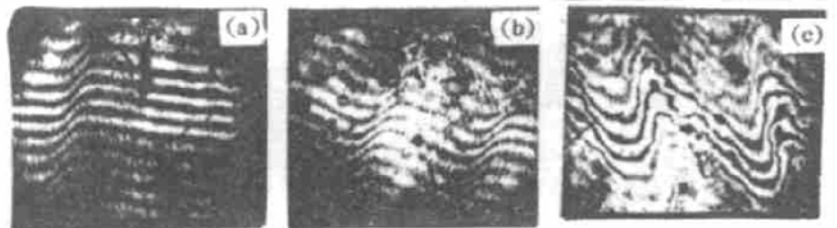


Fig. 9 Interference micrographs of the phase distribution of the sinusoidal blazed holographic lens

迈克尔逊干涉仪的 P_1 面和 P_2 面。这时，输出光的干涉条纹与波带片的环带叠加将产生明显的莫尔条纹。通过精密调节支架前后，左右调节两个菲涅耳波带，很容易找到这样一个位置，

使得所有莫尔条纹消失,此时,干涉条纹正好与非涅耳波带达到图 4 和图 5 所示的吻合。在图 1 中,经过透镜 L 成的两个像如果不重合也同样出现莫尔条纹(两个像的光分布来自不同的激光器,因而不会发生干涉)。调整反光镜 BS 和透镜 L 可使莫尔条纹消失。在调整中辅以显微目镜监测可得到更好的效果。实验用 He-Ne 激光器 632.8 nm 作为记录波长,以明胶的浮雕来实现(8)式的位相分布。图 9 是在不同的处理条件下制得的闪耀全息透镜表面浮雕显微干涉图,实测在焦距为 40 cm 左右时焦点最强,图 9(a)和图 9(b)是同一透镜的不同部分。它们所显示的浮雕深度约为 $h = 0.875\lambda$ 。图 9(c)是另一透镜,浮雕深度约为 $h = 1.25\lambda$ 。明胶折射率约为 1.55,根据相移公式 $(2\pi/\lambda)h(n-1)$ 。可得它们的相移分别为 3.02 和 4.32,对应的 ϕ 值分别为 1.51 和 2.16。对 $l = -1$ 级而言,效率的理论值分别应为 55% 和 88%。实验测量值分别为 51% 和 76%。大量的实验数据都表明,当 ϕ 值较小时,实验值和理论值很接近。随着 ϕ 值的增大,偏差越来越大,从图 9(b)和图 9(c)可以找出原因。与较低的 ϕ 值相对应的曝光量较小,近乎不引入噪音,浮雕分布较为光滑,而当曝光量增大,或为了增加浮雕深度而作剧烈处理时,将产生较大的噪音。从而使浮雕分布不光滑,这当然使效率下降。控制位相变化及其均匀性的因素非常多,需要大量的实验才能找到最佳参数的匹配。

总 结 本文所提出的设计方案,可以用较简单的设备和光路制作高效率的衍射型光学元件,它对于高衍射效率的微透镜和衍射光栅的设计与制造有一定的参考意义。本文着重在理论上对这一新设计进行了讨论,并用实验作了初步验证。为了使本设计真正有实用意义,还有许多细致的工作要做。

参 考 文 献

- [1] H. J. 考尔菲尔德主编, 光全息手册. 郑庸等译, 北京:科学出版社, 1988, 363
- [2] R. J. 科利尔, C. B. 伯克哈特, L. H. 林著, 光全息学. 盛尔镇, 孙明经译, 北京:机械工业出版社, 1983, 248~250, 215~216
- [3] Yaakov Amitai, A. A. Friesem, V. Veiss, Holographic elements with high efficiency and low aberrations for helmet displays. *Appl. Opt.*, 1989, 28(15): 3405~3416
- [4] 祝绍箕, 邹海兴, 包学诚等, 衍射光栅. 北京:机械工业出版社, 1986, 265~284
- [5] Jech L. Jewell, S. L. McCall, Y. H. Lee *et al.*, Optical computing and related microoptic devices. *Appl. Opt.*, 1990, 29(24): 5050~5053
- [6] T. Shiono, K. Setsune, O. Yamazaki *et al.*, Rectangular-apertured micro-Fresnel lens arrays fabricated by electron-beam lithography. *Appl. Opt.*, 1987, 26(3): 587~591
- [7] Jürgen Jahns, Susan J. Walker, Two-dimensional array of diffractive microlenses fabricated by thin film deposition. *Appl. Opt.*, 1990, 29(7): 931~935
- [8] L. Joly, R. Vanhorebeek, Development effects in white-light reflection holography. *Photogr. Sci. Engng.*, 1980, 24(2): 108~113
- [9] Kenro Miyamoto, The phase Fresnel lens. *J. Opt. Soc. Am.*, 1961, 51(1): 17~20
- [10] H. M. 史密斯编, 全息记录材料. 马春荣, 郑桂泉, 王诚华译, 北京:科学出版社, 1984, 105, 117
- [11] B. J. Dmoch, K. C. Nacukow, J. Piliszek, Matched filters and quasiphase-only filters recorded in silver halide (sensitized) gelatin. *Opt. & Laser Technol.*, 1992, 24(5): 279~284

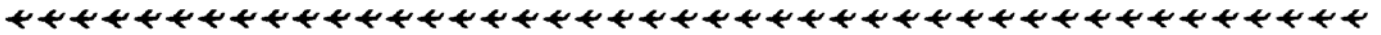
Blazed Holographic Lenses with High Diffraction Efficiency

Wang Hui Tang Yixin Cai Tiequan Tang Jiyue
(*Information Optics Institute, Zhejiang Normal University, JinHua 321004*)

(Received 28 March 1993; revised 28 July 1994)

Abstract A new technique for fabricating phase holographic lenses — blazed holographic lenses — has been developed. By this design the phase distribution of the lens is similar to that of the Fresnel lens, but easier to make and its diffraction efficiency can reach 95% theoretically. The principle analysis and experimental demonstration are described in this paper.

Key words blazed holographic lens, diffraction efficiency, phase Fresnel lens.



全国光子学专题研讨会在沪举行

1994年12月6日至7日由中国科学院上海光学精密机械研究所承办,南开大学协办,在上海召开了为期两天的全国光子学专题研讨会。会议得到国家自然科学基金委员会(国家基金委)、中国科学院、上海市科学技术委员会、中国科学院上海分院和上海应用物理中心等单位的支持。来自全国28个高等院校、科技单位等80多位专家参加会议。其中包括中国科学院院士张熙、干福熹、王启明、徐至展、邓锡铭和国家基金委副主任、中国工程院院士金国藩等著名学者。出席会议的还有国家基金委、中国科学院、上海市科委和中国科学院上海分院等有关部门负责人。

会议共收到论文50余篇,比预期规模超出一倍多,反映出我国学术界对新学科光子学的高度重视、学术思想空前活跃。会议以大会报告、分组宣讲和专题讨论等多种形式进行交流。

大会由上海光机所所长徐至展院士主持,致开幕词,金国藩院士首先作大会报告,阐述了光子学的由来、发展趋势以及研讨的专题等。接着张熙院士、干福熹院士和王启明院士分别作了题为“高速光纤通讯网”、“光子学材料与元件”和“光子集成和光电储存成”的特邀报告。会议还听取了由南开大学张光寅教授作的题为“光子学——一门新兴的学科”、上海光机所梁培辉研究员讲了“抓住机遇促进光子学的发展”和上海光机所单振国副研究员介绍了“蓬勃发展的光电子产业”。

在分组宣讲会上,20多位代表就光子学的定义和光子技术的重大意义;光子学的物理基础;光子学元件、器件和材料以及光子学在信息领域、生物医学和生命科学领域中的应用及其它领域的潜在可能应用等进行了论述和讨论。报告内容丰富充实,学术思想新颖活跃。

讨论会上,各位代表就我国在光子学领域优先发展和研究内容方面提出了各自的见解和建议,提请有关领导应立即着手光子学学科的基础建设,安排近期有可能得到结果的项目,以利力量的积累和发展。

(黎 风)