

文章编号: 0253-2239(2007)08-1371-6

用菲涅耳衍射理论分析双光栅成像效应^{*}

何小荣 张卫平

(广西大学物理科学与工程技术学院, 南宁 530004)

摘要: 从理论上对双光栅成像效应现象进行研究, 分别从菲涅耳衍射理论和平面透射光栅的菲涅耳衍射公式出发, 分析了物光波经过两个平行放置的平面透射光栅组成的系统衍射后的复振幅分布。分析结果表明, 在理想状态下, 当两个光栅的放置位置满足一定条件时, 在第二个光栅后面可以观察到一个清晰的原物体图像。理论分析解释了两个光栅在双光栅成像效应中的作用, 得到了双光栅成像效应发生时, 两个光栅的空间频率、衍射光级数以及光栅放置位置之间的关系式, 这与实验所得结果相一致。

关键词: 物理光学; 双光栅成像; 汇合光谱; 菲涅耳衍射

中图分类号: O436.1 文献标识码: A

Bi-Grating Imaging Analysis by Fresnel Diffraction Theory

He Xiaorong Zhang Weiping

(College of Physics Science and Engineering Technology, Guangxi University, Nanning 530004)

Abstract: The phenomenon of bi-grating imaging is theoretically studied with Fresnel diffraction theory and Fresnel diffraction formula of plane transmission grating, respectively. The distribution of complex amplitudes of the object waves after passing a system composed of two parallel plane transmission gratings is analyzed. A virtual image of the object is observed clearly behind the second grating under ideal conditions when the positions of two gratings meet special value. The function of the two gratings is analyzed theoretically during the process of bi-grating imaging and the relation formula among the two gratings' spatial frequencies, diffraction wave orders and positions necessary for obtaining bi-grating diffraction imaging is given. The result is satisfied with those of experiments.

Key words: physical optics; bi-grating imaging effect; combined spectra; Fresnel diffraction

1 引言

塔尔博特效应与劳效应^[1,2]所得到的“成像”都是光栅本身的条纹图像。本文讨论的双光栅成像不同于塔尔博特效应和劳效应^[3,4], 是指非相干物光波经过两个光栅衍射后形成的原物体图像, 称该现象为双光栅的衍射成像效应, 简称双光栅成像。本文的双光栅成像不需要设置狭缝, 与 J. J. Lunazzi 等^[5]描述的两光栅及狭缝衍射得到的成像也不一样。

虽然文献^[6,7]已报道了这一效应的现象以及现象的简单分析, 还给出了双光栅成像时两个光栅的空间频率、衍射光级数以及两个光栅放置位置满足的方程, 但没有给出方程的理论依据和推导。为此, 本文用两种方法对这个效应进行理论解释, 第一

种方法是从菲涅耳衍射理论出发, 对物光波经过两个光栅的衍射过程的光场分布进行分析, 从理论上推导出双光栅成像效应产生的条件, 进而得到双光栅成像方程; 第二种方法是直接采用平面透射光栅的菲涅耳衍射公式, 导出双光栅成像方程, 并分析两个光栅在成像过程中各自所起的作用。

2 双光栅衍射成像效应

双光栅衍射成像效应的光路图如图 1 所示, G_1 和 G_2 是两个平行放置的平面透射光栅, P 是遮光板。来自观测目标 S 的不同波长的光波斜入射到光栅 G_1 , 被 G_1 衍射后的 m 级光谱波入射到 G_2 并被衍射。当两光栅放置距离满足一定条件时, 在 G_2

^{*} 国家自然科学基金项目(10364001)资助课题。

作者简介: 何小荣(1957—), 女, 广西南宁人, 教授, 主要从事理论物理的教学和光栅衍射、坡密子物理等方面的研究。
E-mail: hexr@gxu.edu.cn

收稿日期: 2006-10-26; 收到修改稿日期: 2007-01-10

的第 n 级衍射可以观察到一个消色散 S 的清晰图像,此现象称为双光栅衍射成像效应。

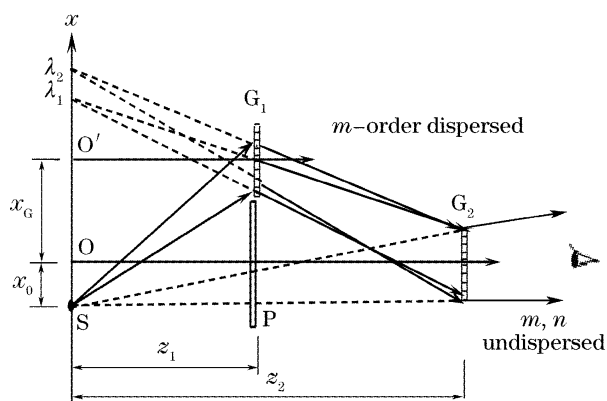


图 1 双光栅衍射成像光路示意图

Fig. 1 Schematic of light path of bi-grating diffraction imaging

当 G_2 放置在 G_1 的第 m 级衍射光中,欲在 G_2 的第 n 级衍射光中观察到目标 S 的无色散清晰图像,两个光栅的空间频率、衍射光级数以及放置位置之间需满足关系^[7]

$$\frac{mz_1}{d_1} = -\frac{nz_2}{d_2}, \quad (1)$$

式中 z_1, z_2 分别光栅 G_1, G_2 到物光源的垂直距离, $1/d_1$ 与 $1/d_2$ 分别为光栅 G_1 与 G_2 的空间频率, m, n 分别为 G_1, G_2 的衍射级数。此时大于或小于 n 级的衍射均为有色散的衍射光谱, (1)式即为文献[7]所提出的双光栅平行放置情况下的双光栅成像方程。图 2 是一张双光栅成像的照片, G_1 与 G_2 的空间频率分别是 600 lp/mm 和 100 lp/mm, 观察目标物 S 为一个被白炽灯照明的箭头状透光屏, 取 G_1 的 $m = -1$ 级衍射光入射到 G_2 , 照片中无色散的箭头像是 G_2 的 $n = 2$ 级衍射像。

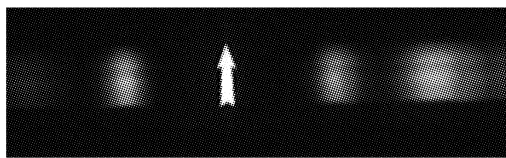


图 2 经双光栅衍射后形成的箭头形光源的图像照片
Fig. 2 Imaging picture of sagittate light source after bi-grating diffraction

3 理论分析

3.1 菲涅耳衍射理论分析

从菲涅耳衍射基本理论出发,对双光栅成像现象进行分析,推导出双光栅成像所需满足的条件。为了讨论方便,首先分析一个简单的双光栅成像系统,如图 3 所示。在此系统中两个光栅 G_1, G_2 平行

对齐放置,在光栅 G_2 后方放置一个会聚透镜 L 。在平面 I 上位置坐标 (x_0, y_0) 处有一单位光强点光源 S , 发出波长为 λ 的发散球面波,该球面波经过双光栅 G_1, G_2 和会聚透镜 L 组成的系统成像于平面 II。

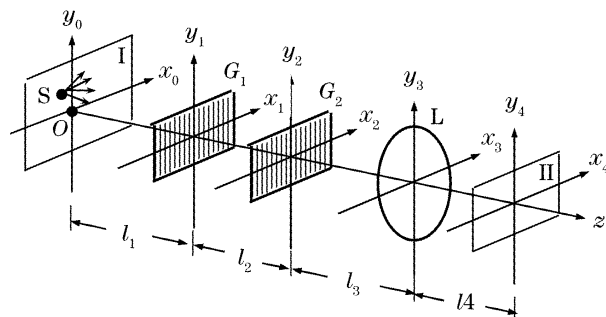


图 3 双光栅成像系统光路示意图

Fig. 3 Schematic of bi-grating imaging system

在图 3 所示的坐标系, z 轴 o 点在平面 I 上,平面透射光栅 G_1, G_2 分别位于 (x_1, y_1) 和 (x_2, y_2) 平面,光栅狭缝均与 y 轴平行;透镜 L 位于 (x_3, y_3) 平面。若两光栅的空间频率分别为 $1/d_1$ 和 $1/d_2$, 那么 G_1, G_2 的复振幅透射率函数分别为^[8]

$$t_1(x_1) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} C_m \exp\left(i \frac{2\pi m}{d_1} x_1\right), \quad (2)$$

$$t_2(x_2) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_n \exp\left(i \frac{2\pi n}{d_2} x_2\right), \quad (3)$$

其中

$$C_m = \frac{1}{d_1} \int_{-d_1/2}^{d_1/2} t_1(x) \exp\left(-i \frac{2\pi m}{d_1} x\right) dx, \quad (4)$$

$$C_n = \frac{1}{d_2} \int_{-d_2/2}^{d_2/2} t_2(x) \exp\left(-i \frac{2\pi n}{d_2} x\right) dx, \quad (5)$$

设会聚透镜 L 的表面是理想球面,焦距为 f ,在傍轴近似下,透镜的复振幅透射率函数为^[8,9]

$$t_3(x_3, y_3) = \exp\left(-ik \frac{x_3^2 + y_3^2}{2f}\right), \quad (6)$$

式中略去了常量相位因子, k 为光波的波矢, $k = 2\pi/\lambda$ 。根据菲涅耳衍射理论,可以推导出单位光强点光源 S 经过该光学系统后,在平面 II 上形成的衍射成像场的复振幅分布。

位于物平面 I (x_0, y_0) 处波长为 λ 的单位光强点光源 S 投射到光栅 G_1 前表面 (x_1, y_1) 平面的复振幅分布,在傍轴近似条件下为^[9,10]

$$U_1(x_1, y_1) = \frac{1}{i\lambda l_1} \exp(ikl_1) \times \exp\left[ik \frac{(x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2}{2l_1}\right], \quad (7)$$

式中 l_1 为光源 S 到 G_1 的距离。经光栅 G_1 衍射后, 投射到光栅 G_2 前表面上的复振幅 $U_2(x_2, y_2)$, 可以根据标量场的菲涅耳衍射公式计算得到。若只考虑

z 轴附近的衍射场, 可以将光栅 G_1 的通光口径取为无穷大, 此时 $U_2(x_2, y_2)$ 为^[8,9]:

$$U_2(x_2, y_2) = \frac{\exp(ikl_2)}{i\lambda l_2} \iint_{-\infty}^{+\infty} U_1(x_1, y_1) \cdot t_1(x_1) \exp\left[ik \frac{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2}{2l_2}\right] dx_1 dy_1, \quad (8)$$

式中 l_2 为 G_2 到 G_1 的距离。同理, 衍射光经过光栅 G_2 投射到透镜 L 前表面上的复振幅 $U_3(x_3, y_3)$ 为

$$U_3(x_3, y_3) = \frac{\exp(ikl_3)}{i\lambda l_3} \iint_{-\infty}^{+\infty} U_2(x_2, y_2) \cdot t_2(x_2) \exp\left[ik \frac{(x_3 - x_2)^2 + (y_3 - y_2)^2}{2l_3}\right] dx_2 dy_2, \quad (9)$$

式中 l_3 为透镜 L 到光栅 G_2 的距离。若不考虑透镜的衍射效应, 将透镜的通光口径取为无穷大, 衍射光经过透镜投射到成像平面 II 上的复振幅分布为

$$U_4(x_4, y_4) = \frac{\exp(ikl_4)}{i\lambda l_4} \iint_{-\infty}^{+\infty} U_3(x_3, y_3) \cdot t_3(x_3, y_3) \exp\left[ik \frac{(x_4 - x_3)^2 + (y_4 - y_3)^2}{2l_4}\right] dx_3 dy_3, \quad (10)$$

式中 l_4 为平面 II 到透镜 L 的距离。将(2)式、(7)式代入(8)式积分, 其结果和(3)式一起代入(9)式积分, 积分结果再与(6)式一同代入(10)式, 并取透镜 L 到平面 I 的距离 $l = l_1 + l_2 + l_3$, 会聚透镜 L 的横向放大率 $M = -l_4/l$, 如果只允许 G_1 的第 m 级衍射光照射到 G_2 光栅, 当 l_4 与 l 的关系满足透镜成像公式 $1/l_4 + 1/l = 1/f$ 时, 得到成像平面 II 的复振幅分布^[11]:

$$U_4(x_4, y_4) = M \exp\left(i \frac{k}{2} \frac{x_4^2 + y_4^2}{l_4}\right) C_m \sum_n C_n \exp\left[-i \frac{k}{2} \frac{l_3(l_1 + l_2)}{l} \left(\frac{l_1}{l_1 + l_2} \frac{2\pi m}{kd_1} + \frac{2\pi n}{kd_2}\right)^2\right] \times \\ \exp\left[-i 2\pi \frac{l_3}{l} \left(\frac{l_1}{l_1 + l_2} \frac{m}{d_1} + \frac{n}{d_2}\right) x_0\right] \cdot \delta\left[x_4 - Mx_0 + M \cdot l_1 \frac{2\pi m}{kd_1} + M(l_1 + l_2) \frac{2\pi n}{kd_2}\right] \cdot \delta(y_4 - My_0), \quad (11)$$

式中略去了常量相位因子。在平面 II 上可以观察到一行分布在 x 方向上的衍射斑点, 第 n 级衍射斑点的位置坐标可以从(11)式中 δ 函数不等于零的条件直接得到,

$$\begin{cases} x_4 = Mx_0 - \frac{2\pi M}{k} \left[\frac{m}{d_1} l_1 + \frac{n}{d_2} (l_1 + l_2)\right] \\ y_4 = My_0 \end{cases} \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots) \quad (12)$$

由(11)式还可以得到成像平面 II 上第 n 级衍射波复振幅 $U_4^n(x_4, y_4)$ 的表达式^[11]

$$U_4^n(x_4, y_4) = M \exp\left(i \frac{k}{2} \frac{x_4^2 + y_4^2}{l_4}\right) C_m C_n \exp\left[-i \frac{k}{2} \frac{l_3(l_1 + l_2)}{l} \left(\frac{l_1}{l_1 + l_2} \frac{2\pi m}{kd_1} + \frac{2\pi n}{kd_2}\right)^2\right] \times \\ \exp\left[-i 2\pi \frac{l_3}{l} \left(\frac{l_1}{l_1 + l_2} \frac{m}{d_1} + \frac{n}{d_2}\right) x_0\right], \quad (13)$$

其中 x_4 和 y_4 都为由(12)式确定的常量。因而该衍射斑点的光强 $I^n(x_4, y_4)$ 为

$$I^n(x_4, y_4) = |U_4^n(x_4, y_4)|^2 = M^2 C_m^2 C_n^2. \quad (14)$$

从(12)式可以看出, x_4 与波长有关, 说明点光源不是单色光源时, 成像平面 II 上的衍射斑点会发生色散现象。但如果移动光栅 G_2 , 通过改变 l_2 , 使得 $\frac{m}{d_1} l_1 + \frac{n}{d_2} (l_1 + l_2) = 0$, 即 l_2 满足:

$$l_2 = \left(1 - \frac{d_2 m}{d_1 n}\right) l_1, \quad (15)$$

从(12)式可知, x_4 与波长无关, 所有波长的第 n 级衍射都将汇聚于一点, $x_4 = Mx_0$ 。也就是说, 此时

G_2 的第 n 级衍射是消色散的。(15)式也可以改写成 $\frac{ml_1}{d_1} = -\frac{n(l_1 + l_2)}{d_2}$, 式中的负号表示光束经过两个光栅衍射时衍射光的级数符号相反, 这就是文献[7]报道的双光栅平行放置条件下的双光栅成像方程。

由分析可知, 一个单位光强点光源发出的发散球面波经过两个平行放置的透射光栅 G_1 和 G_2 的衍射, 如果只允许 G_1 的第 m 级衍射光照射到 G_2 光栅, 在透镜的成像面上会形成一行有规律的衍射成像点, 成像点的位置由(12)式决定, 第 n 级衍射成像点的光强满足(14)式; 当两光栅间的距离满足(15)式, 即双光栅成像方程得到满足时, 第 n 级衍射成像

点是消色散的。

当处于 (x_0, y_0) 平面上的物光源是一个非相干的扩展光源时,将双光栅 G_1 、 G_2 和透镜 L 作为一个光学系统,并且只允许 G_1 光栅的第 m 级衍射光谱通过 G_2 光栅,若只讨论两光栅间的距离满足(15)式的条件,即双光栅成像方程得到满足时光栅 G_2 的第 n 级衍射成像情况,根据非相干成像系统的强度点扩散函数的定义^[10],系统成像面 (x, y) 上第 n 个消色散成像点的强度点扩散函数 $h_{m,n}(x, y, x_0, y_0)$ 可以写成

$$h_{m,n}(x, y, x_0, y_0) = M^2 C_m^2 C_n^2 \cdot \delta(x - Mx_0) \cdot \delta(y - My_0), \quad (16)$$

消色散的第 n 个衍射点在成像面上的位置由 δ 函数决定,此时 δ 函数的取值由(15)式得到满足时的(12)式来确定。

根据非相干成像系统的成像理论,若物光源的光强分布为 $I_0(x_0, y_0)$,物光波经过双光栅成像系统在成像面上形成的第 n 级衍射成像的光强分布 $I_{m,n}(x, y)$ 为^[10]

$$I_{m,n} = \iint_{(x_0, y_0)} I_0(x_0, y_0) h_{m,n}(x, y, x_0, y_0) dx_0 dy_0 = C_m^2 C_n^2 I_0\left(\frac{x}{M}, \frac{y}{M}\right), \quad (17)$$

(17)式说明在理想状态下,第 n 级衍射像的光强分布形式与物光源平面上的光强分布形式 I_0 一样。所以,光栅 G_2 的第 n 级衍射在成像平面上是一个放大了 M 倍的无色散像。由于物光波并没有直接地照射到透镜,这个无色散像可以认为是由透镜前方一个虚的物光源通过透镜成像形成的。由成像公式 $1/l_1 + 1/l = 1/f$ 可知,这个虚的物光源处于透镜的前方,距离为 $l = l_1 + l_2 + l_3$ 。也就是说,物光波经过两个光栅衍射后形成了一个与原物光强分布相同的虚物光源,并且其位置与原来的物光源重合。

在实验中,为了不让物光波直接照射到 G_2 ,需要在 G_1 旁放置一个遮光屏;并且实际光栅和透镜的通光口径都是有大小限制的,所以在实际操作时将光栅 G_2 的中心移至 G_1 的 m 级的衍射光谱处,就可实现只允许 G_1 光栅的第 m 级衍射光谱通过 G_2 光栅的要求,如图 1 所示。由于透镜傍轴条件的限制,透镜的光轴也需要随光栅 G_2 作相应移动。将 x 轴的原点取在光栅 G_2 的中心,建立图 1 所示的以 o 为 x 轴原点的坐标系,此时光栅 G_1 的中心不在 z 轴上,但从(2)式可知,光栅 G_1 中心的移动仅使(2)式增加了一个固定的相位因子,在非涅耳衍射条

件下对(15)式及(17)式没有任何影响,双光栅成像结论仍然成立。

由于当(15)式得到满足时,物光波经过两个光栅衍射后的第 m, n 级衍射波在物平面上形成了一个与原物光强分布相同的虚物光源,所以双光栅成像效应可以直接用眼睛观察。如图 1 所示,观察者沿着光栅 G_2 的第 n 级衍射光能够看到一个清晰的原物体虚像。

3.2 平面透射光栅的非涅耳衍射公式分析

为了得到双光栅成像更清楚的物理解释,了解两个光栅在这个现象中所起的作用,用平面透射光栅的非涅耳衍射结果对双光栅成像效应进行分析。首先考虑任意一个点光源的双光栅衍射情况,此时入射到光栅 G 上的是一个球面波,如图 4 所示。根据平面透射光栅的非涅耳衍射理论的分析结果^[11],在傍轴近似下,一个平面透射光栅的非涅耳衍射场是许多球面波的叠加,其中第 n 个球面波就是第 n 级衍射的衍射波。这个衍射球面波可认为是由一个虚的点光源发出的,衍射虚光源与物光源同处一个平面。当取 x 轴方向与光栅平面平行且垂直于光栅狭缝,光栅中心位置为 x 轴原点时,第 n 级衍射虚光源在 x 轴上的位置由平面透射光栅的非涅耳衍射公式决定^[11]:

$$x^n = x_0 - \frac{n\lambda z_1}{d}, \quad (18)$$

$$(n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots)$$

其中 x_0 为物光源的 x 轴坐标, n 为光栅 G 的衍射级次, $1/d$ 为光栅 G 的空间频率, z_1 为光栅 G 与物光源间的垂直距离。(18)式说明空间任意一点 x_0 发出的不同波长的球面波经过光栅衍射后,除零级衍射外,各衍射级都存在色散现象,在同一衍射级中波长越大偏离零级衍射越远。

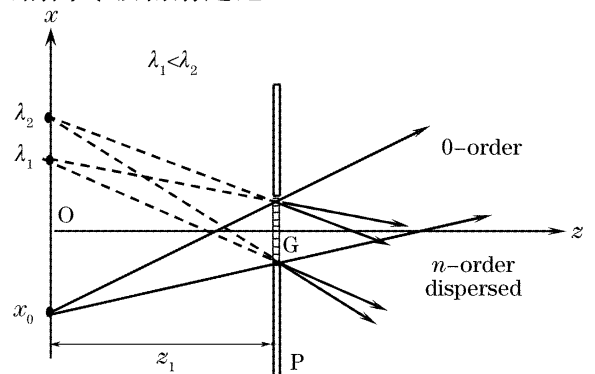


图 4 不同波长的球面波以相同的角度入射的光栅非涅耳衍射

Fig. 4 Fresnel diffraction of the spherical wave with different wavelengths at the same incident angle

从(18)式也可看出,如果不同波长的球面波是由空间不同位置的点光源发出的,即 x_0 随波长 λ 变化,并且是 λ 的线性函数时,通过改变光栅与光源间的垂直距离 z_1 就有可能使不同波长的某一级衍射虚光源的位置 x^n 具有相同的数值,此时各波长的第 n 级衍射光完全重合,如图 5 所示。也就是说,光栅的菲涅耳衍射公式包含两层含意:同一角度入射,不同波长的光将有不同的出射方向;不同波长的光以不同的角度入射,满足一定条件时可以获得同一出射方向的消色散光。这就意味着光栅的衍射性质具有两种表现形式:使光波色散形成光谱和使光谱汇合形成同方向传播的消色散光。将光栅的这两个表现形式组合利用,可以实现图像的衍射传递。

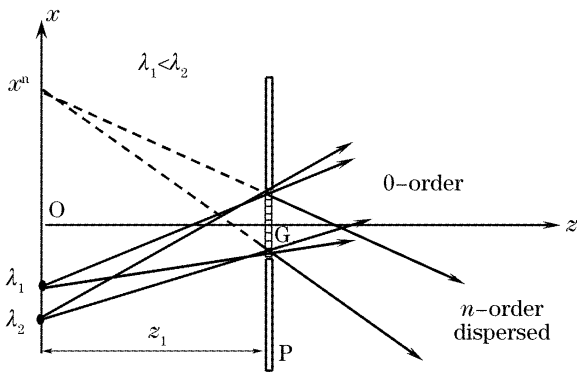


图 5 不同波长的球面波以不同的角度入射的第 n 级衍射消色散

Fig. 5 n -order undispersion of the spherical wave with different wavelengths at the different incident angles

对于图 1 所示的双光栅平行放置但光栅中心不重合的光路图,首先将 x 轴原点取在第一个光栅 G_1 的中心 O' 处,根据(18)式,位置在 x_0 处的点光源 S 经光栅 G_1 衍射后的第 m 级衍射虚光源的空间位置为

$$x^m = x_0 - x_G - \frac{m\lambda z_0}{d_1}, \quad (19)$$

$$(m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots)$$

式中 x_G 为数学处理中引入的坐标平移量. 如果物光源是复色光,同一级衍射虚光源的空间位置分布将随波长作线性变化,得到一个虚光源谱. 若只允许 G_1 光栅的第 m 级衍射光入射到 G_2 光栅,即相当于一组位置处于 x^m 的点光源谱发出的球面波入射到 G_2 光栅,此时再将 x 轴原点移到第二个光栅中心 O 处, G_1 光栅第 m 级衍射虚光源在 x 轴上的位置为 $(x_0 - x_G - \frac{m\lambda z_1}{d_1}) + x_G$, 同样根据(18)式,光栅 G_2 的第 n 级衍射形成的虚光源处于 x 轴的位置为

$$x^{m,n} = \left[\left(x_0 - x_G - \frac{m\lambda z_1}{d_1} \right) + x_G \right] - \frac{n\lambda z_2}{d_2} = x_0 - \left(\frac{m\lambda z_1}{d_1} + \frac{n\lambda z_2}{d_2} \right), \quad (20)$$

$$(m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots; \\ n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots)$$

从(20)式可知,双光栅衍射后的虚光源位置 $x^{m,n}$ 随波长变化,也是一个色散的虚光源谱。但当移动光栅 G_2 , 通过改变 z_2 , 使得 $\frac{m}{d_1} z_1 + \frac{n}{d_2} z_2 = 0$, 该条件即为双光栅成像公式,由(20)式可得 $x^{m,n} = x_0$, 各波长的第 n 级衍射虚光源的空间位置重合,此时观察者可以在光栅 G_2 的第 n 级衍射处看到一个无色散的点光源清晰像,如图 1 所示。

由于双光栅成像效应中的物光源是一个由许多非相干的点光源组成的扩展光源,当双光栅成像公式得到满足时,物平面上的各点光源经光栅 G_1 的 m 级衍射和光栅 G_2 的 n 级衍射后,在物平面上会形成一个与物光源完全相同的虚光源分布。因此,可以在光栅 G_2 的第 n 级衍射处直接观察到一个清晰的原物体虚像。

直接采用光栅菲涅耳衍射公式的分析可知,双光栅衍射成像效应中的第一个光栅 G_1 的作用是将复色点光源进行分光,除零级衍射外的每一级衍射都在空间形成一组随波长线性变化的虚点光源谱,当双光栅方程得到满足时,第二个光栅 G_2 的作用是使 G_1 第 m 级衍射形成的空间位置随波长线性变化的虚光源谱,经过 G_2 衍射后的第 n 级不同波长的虚光源汇合形成一个虚的复色光点光源,从而实现双光栅成像。

4 结 论

从菲涅耳衍射理论和平面透射光栅的菲涅耳衍射公式出发分别对双光栅成像现象进行研究,分析了物光波经过两个平行放置的平面透射光栅组成的系统衍射后的复振幅分布。分析结果表明,在理想状态下,当两个光栅的放置位置满足一定条件时,在第二个光栅后面可以观察到一个清晰的原物体图像。将两种分析方法进行比较可知,它们得到的结论完全一致,但直接利用光栅的菲涅耳衍射公式进行分析更简便,物理图像也更清晰直观。直接利用光栅菲涅耳衍射公式进行分析的结果表明,光栅的衍射不仅具有色散作用,还具有使光谱汇合的功能。将两个光栅组合使用,让第一个光栅起着色散作用,

第二个光栅使光谱汇合,便可以完成图像的传递,因此可以将两片光栅组合形成一种新型的图像传递系统——双光栅成像系统。

本文所论述的双光栅成像系统是理想的,实际中由于光栅的通光口径是有限的,第一个光栅的大小起到了一个光栏的作用,这虽然有助于选择进入第二个光栅的衍射光谱级数,但也会对目标物的观察范围有所影响。

参 考 文 献

- 1 H. F. Talbot. Facts relating to optical science [J]. *Philos. Mag.*, 1836, **9**: 401~407
- 2 von E. Lau. Beugungerscheinungen an doppelrastern [J]. *Ann. Phys.*, 1948, **6**: 417~423
- 3 Teng Shuyun, Liu Liren, Liu De'an *et al.*. Fresnel diffraction of the grating illuminated by partially coherent light [J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(5): 692~695 (in Chinese)
腾树云,刘立人,刘德安等. 部分相干光照明下光栅的塔尔博特效应[J]. *光学学报*, 2004, **24**(5): 692~695
- 4 Zhang Hailian, Gu Quwu. Analysis of grating imaging by the method of backward illuminating modulation [J]. *Acta Optica Sinica*, 1995, **15**(2): 145~150 (in Chinese)
张海联,顾去吾. 用反向调制照明法分析光栅成像效应[J]. *光学学报*, 1995, **15**(2): 145~150
- 5 J. J. Lunazzi, N. I. Rivera. Pseudoscopic imaging in a double diffraction process with a slit: critical point properties [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2006, **23**(5): 1021~1026
- 6 Weiping Zhang, Wenlou Wei. Method for spectrum imaging [C]. *Proc. SPIE*, 2001, **4548**: 99~102
- 7 Zhang Weiping, He Xiaorong. The spectral combination characteristic of grating and the bi-grating diffraction imaging effect [J]. *Science in China G*, 2006, **36**(5): 556~560 (in Chinese)
张卫平,何小荣. 光栅的汇合光谱特性与双光栅成像效应[J]. *中国科学 G 辑*, 2006, **36**(5): 556~560
- 8 Zhao Kaihuai. *New Concept Physics: Optics* [M]. Beijing: Higher Education Press, 2004. 170~249 (in Chinese)
赵凯华. *新概念物理教程:光学* [M]. 北京: 高等教育出版社, 2004. 170~249
- 9 J. W. Goodman. *Introduction to Fourier Optics* [M]. Zhan Dasan, Dong Jingwu, Gu Benyuan transl. Beijing: Science Press, 1979. 103~104 (in Chinese)
顾德门. *傅里叶光学导论* [M]. 詹达三,董经武,顾本源译. 北京: 科学出版社, 1979. 103~104
- 10 Su Xianyu, Li Jitao. *Information Optics* [M]. Beijing: Science Press, 2000. 42~50, 70 (in Chinese)
苏显渝,李继陶. *信息光学* [M]. 北京: 科学出版社, 2000. 42~50, 70
- 11 He Xiaorong, Zhang Weiping, Chen Maoxin. Fresnel diffraction of a plane transmission grating [J]. *College Physics*, 2007, **26**(2): 1~4 (in Chinese)
何小荣,张卫平,陈茂鑫. 平面透射光栅的非涅耳衍射 [J]. *大学物理*, 2007, **26**(2): 1~4