第4卷 第10期　　光 学 学 报　　Vol. 4, No. 10
1984年10月　　ACTA OPTICA SINICA　　October, 1984

# 赝相位共轭列阵的衍射特性

周国生　（山西大学物理系）
王绍民　（杭州大学物理系）
陈英礼　（交通大学应用物理系）

提　　要

本文利用衍射理论，计算了有大圤对称畸变介质下，赝相位共轭列阵的特性——单元的光学变换矩阵、分辨率和补偿各类畸变的机制。

## 一、引　　言

四波混频相位共轭技术可以补偿相位畸变，现正在广泛进行研究中。但它需要高质量的泵浦源。而赝相位共轭技术却不需要任何泵浦源，有非常宽的光谱特性，价格低廉，同样可以补偿相位畸变，如利用角立方自返列阵[1]。有关的理论探索也在不断涌现[2~4]。最近实验[5,6]证明了以前的理论，而且指出，平面光纤列阵和微珠列阵还能补偿非薄层畸变，如畸变介质是毛细管、塑料杯等。但这些实验结果，都还没有用理论予以解释。

本文的目的，就在于用夫琅和裴衍射理论，回答上述问题，为获得新的赝相位共轭器提供理论指导与设计公式。

## 二、赝相位共轭列阵的光学单元

究竟什么样的光学单元所组成的列阵，具有赝相位共轭特性呢？

设单元的光线变换矩阵为：

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}, \quad B=0, \tag{1}$$

式中 $A$、$C$、$D$ 为待求量。设各光学单元是互相光学隔离的，具有相同的光学特性。列阵光轴垂直于列阵平面，而且通过列阵中心。在列阵的输入平面 $z=0$ 和输出平面 $z=l$ 上，各单元光轴的位置分别由 $(x_{1m}, y_{1m}, 0)$ 和 $(x_{2m}, y_{2m}, l)$ 表示，如图1所示。这里第一个脚标1和2分别表示在输入平面和输出平面上。第二个脚标 $m$ 表示第 $m$ 个单元。由于是平面列阵，显然有 $x_{1m}=x_{2m}$, $y_{1m}=y_{2m}$。设物点 $(x_0, y_0, -u)$ 离输入平面距离为 $u$。物、象点与列阵之间充满了畸变介质，物方与象方的畸变介质分布在列阵两边，互相对称。对于反射列阵，物方和象方是同一畸变介质。如文献[7]所示，由点 $(x_0, y_0)$ 出发，到达点 $(x_1, y_1)$ 的光线通过畸变介质后，附加相位畸变变为 $\pi T(x_0, y_0; x_1, y_1)/\lambda u$，这里 $\lambda$ 是光波波长，$T$ 是正比于由介质畸变而引起的光程长的改变。于是由物点 $(x_0, y_0, u)$ 到列阵上任一点 $(x_1, y_1, 0)$ 的点扩展函数 $h_1(x_1, y_1; x_0, y_0)$ 为

收稿日期：1984年3月13日

$$
\begin{aligned}
h_1(x_1,\ y_1;\ x_0,\ y_0) = & (i/\lambda u)\exp(-iku) \\
& \times\exp\{-(i\pi/\lambda u)(x_0^2-2x_0x_1+x_1^2+y_0^2-2y_0y_1+y_1^2)\} \\
& \times\exp\{-(i\pi/\lambda u)T(x_0,\ y_0;\ x_1,\ y_1)\},
\end{aligned}
\tag{2}
$$

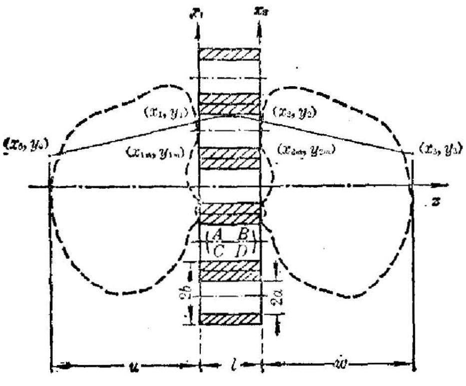


图 1 赝相位共轭平面列阵示意图

（虚线内是畸变介质）

Fig. 1 Diagram of the planar pseudo-phase-conjugate array

(Distorted medium is in the dotted-line)

其中 $x_1=x_{1m}+\xi_{1m}$, $|\xi_{1m}|<b$; $y_1=y_{1n}+\eta_{1n}$, $|\eta_{1n}|<b$。这里 $2b$ 是单元的线度，$k$ 是波数，$k=2\pi/\lambda$。设相位畸变可分解为 $x$ 方向和 $y$ 方向，

$$T(x_0,\ y_0;\ x_1,\ y_1)=T(x_0,\ x_1)+T(y_0,\ y_1),$$

由于每一光学单元的线度很小，于是可将 $T$ 作泰勒展开

$$
\begin{aligned}
T(x_0,\ x_1) &= T(x_0,\ x_{1m})+\xi_{1m}\partial T(x_0,\ x_{1m})/\partial x_{1m} \\
&\quad +(1/2)\xi^2\partial^2T(x_0,\ x_{1m})/\partial x_{1m}^2+\cdots \\
&= T_{0,1m}+\xi_{1m}T'_{0,1m}+(1/2)\xi_{1m}^2T''_{0,1m}+\cdots。
\end{aligned}
\tag{3}
$$

若介质的“宏观”畸变不大，可以只保留相位畸变的二次项，于是

$$
\begin{aligned}
T_{0,1m} \cong & t_{11}x_0^2+2t_{12}x_0x_{1m}+t_{22}x_{1m}^2 \\
& +2t_{13}x_0+2t_{14}x_{1m}+t_0,
\end{aligned}
\tag{4}
$$

等式右方的二次项代表“宏观”的类透镜畸变，一次项代表“宏观”的类劈形畸变，$t_0$ 代表薄板畸变。在 $y$ 方向，也有同样的近似。

由于各光学单元是相互光学隔离的，所以入射到列阵平面上的光线，分别通过各单元，再传播到列阵的输出平面上。在输出平面上的场可由 $ABCD$ 矩阵元形式的费涅耳公式求得：

$$
\begin{aligned}
h_2(x_2,\ y_2;\ x_0,\ y_0) = & (i/\lambda B)e^{-ikl'}\int_{-a_1}^{a_1}\int_{-a_1}^{a_1}d\xi_1\,d\eta_1 h_1(x_1,\ y_1;\ x_0,\ y_0) \\
& \times\exp\left\{-\frac{i\pi}{\lambda B}\left[A(\xi_1^2+\eta_1^2)-2(\xi_1\xi_2+\eta_1\eta_2)+D(\xi_2^2+\eta_2^2)\right]\right\}。
\end{aligned}
\tag{5}
$$

上式中 $l'$ 是光学单元轴向光程长，$a_1$ 是由图 1 所示的光学单元的输入尺寸。由于矩阵元 $B=0$，上述积分可近似为：

$$
\begin{aligned}
h_2(x_2,\ y_2;\ x_0,\ y_0) = & (1/A)h_1(x_{1m}+\xi_{2m}/A,\ y_{1n}+\eta_{2n}/A;\ x_0,\ y_0) \\
& \times\exp[-ikl'-(i\pi c/\lambda A)(\xi_{2m}^2+\eta_{2n}^2)], \\
& 当\ |\xi_{2m}/A|<a_1,\ |\eta_{2n}/A|<a_1。
\end{aligned}
\tag{6}
$$

附加相位畸变，决定于光程长。在没有磁光介质的情况下，光程长与光线方向无关。由于光线从列阵输出面射出后，又通过对称的畸变介质，或者对于反射列阵来说，反向通过同一畸变介质。因此，由点 $(x_2,\ y_2)$ 到点 $(x_3,\ y_3)$ 的光线的附加相位畸变与由点 $(x_1,\ y_1)$ 到点 $(x_2,\ y_2)$ 的光线的附加相位畸变的形式相同宗量交换，即 $\pi T(x_3,\ y_3;\ x_2,\ y_2)/\lambda w$。在距离列阵输出面为 $w$ 的平面上的场，将是各单元射出的光在该平面上的叠加，于是点扩展函数 $h_3(x_3,\ y_3;\ x_0,\ y_0)$ 为

$$h_3(x_3,\ y_3;x_0,\ y_0)=\sum_{m=-N}^{N}\sum_{n=-N}^{N}(i/\lambda w)\exp(-ikw)\int_{-a_1}^{a_1}\int_{-a_1}^{a_1}d\xi_2 d\eta_2 h_2(x_2,\ y_2;x_0,\ y_0)$$
$$\times\exp\{-(i\pi/\lambda w)(x_3^2-2x_3x_2+x_2^2+y_3^2-2y_3y_2+y_2^2)\}$$
$$\times\exp\{-i\pi T(x_3,\ y_3;\ x_2,\ y_2)/\lambda w\},\tag{7}$$

式中 $x_2=x_{2m}+\xi_2$, $|\xi_2|<a_1$; $y_2=y_{2n}+\eta_2$, $|\eta_2|<a$。列阵的单元数为 $(2N+1)^2$。将(6)式代入,注意到

$$T(x_3,\ y_3;x_2,\ y_2)=T_{3,2m}+\xi_{2m}T'_{3,2m}+(\xi_{2m}^2/2)T''_{3,2m},$$
$$T_{3,2m}\simeq t_{11}x_3^2+2t_{12}x_3x_{2m}+t_{22}x_{2m}^2+2t_{13}x_3+2t_{14}x_{2m}+t_0。$$

经过整理得,

$$h_3(x_3,\ y_3;x_0,\ y_0)=C'\sum_{m=-N}^{N}\sum_{n=-N}^{N}\exp\{-iP_2(x_{2m}^2+y_{2n}^2)$$
$$+(i2\pi/\lambda u)x_{2m}[x_0(1-t_{12})+x_3(1-t_{12})u/w-t_{14}(1+u/w)]$$
$$+(i2\pi/\lambda u)y_{2n}[y_0(1-t_{12})+y_3(1-t_{12})u/w-t_{14}(1+u/w)]\}$$
$$\times\int_{-a_1}^{a_1}\int_{-a_1}^{a_1}d\xi_2 d\eta_2\exp\Big\{-iQ_2(\xi_2^2+\eta_2^2)$$
$$+(i2\pi/\lambda u)\xi_2\Big[\frac{1}{A}\Big(x_0-\frac{1}{2}T'_{0,1m}\Big)+\frac{u}{w}\Big(x_3-\frac{1}{2}T'_{3,2m}\Big)$$
$$-x_{2m}\Big(\frac{1}{A}+\frac{u}{w}\Big)\Big]+(i2\pi/\lambda u)\eta_2$$
$$\times\Big[\frac{1}{A}\Big(y_0-\frac{1}{2}T'_{0,1m}\Big)+\frac{u}{w}\Big(y_3-\frac{1}{2}T'_{3,2m}\Big)-y_{2m}\Big(\frac{1}{A}+\frac{u}{w}\Big)\Big]\Big\},\tag{8}$$

这里

$$C'=(-1/\lambda^2Auw)\exp[-ik(u+l'+w)]$$
$$\times\exp\{-(i\pi/\lambda u)[(1+t_{11})(x_0^2+y_0^2)+(1+t_{11})(x_3^2+y_3^2)u/w$$
$$+2t_{13}(x_0+y_0+x_3+y_3)+t_0(1+u/w)]\}。$$
$$P_2=(\pi/\lambda)(1+t_{22})(1/u+1/w)。\tag{9}$$
$$Q_2=\frac{\pi}{\lambda}\Big[\Big(1+\frac{1}{2}T''_{0,1m}\Big)\Big/(uA^2)+\Big(1+\frac{1}{2}T''_{3,2m}\Big)\Big/w+\frac{A}{C}\Big]。\tag{10}$$

当 $Q_2=0$, 每个单元产生一个单元象,$(2N+1)^2$ 个单元产生$(2N+1)^2$ 个象。由(10)式 $Q_2=0$, 可决定物象距关系。单元象的位置、垂轴放大率都与介质畸变项 $T''_{0,1m}$、$T''_{3,2m}$ 有关,象距也不等于物距,因此它不能补偿相位畸变。

当象距等于物距 $w=u$, 并取 $A=-1$, 则有 $T'_{3,2m}=T'_{0,1m}$, $T''_{3,2m}=T''_{0,1m}$。若 $Q_2a_1^2$ 不远小于 $\pi$, 则(8)式的积分中,$x_{2m}$ 和 $y_{2m}$ 项的系数为 0, 但由于 $Q_2$ 依赖于 $T''_{0,1m}$, 因此积分仍与单元序数 $m$ 有关,不存在综合象,或没有清晰的综合象。当 $Q_2a_1^2\ll\pi$, 即为

$$|(2+T''_{0,1m})/u-C|a_1\ll\lambda/a_1\tag{11}$$

时,(8)式可简化为

$$h_3(x_3,\ y_3;x_0,\ y_0)=C'4a_1^2\operatorname{sinc}\Big[\frac{2\pi a_1}{\lambda u}(x_3-x_0)\Big]$$
$$\times\operatorname{sinc}[(2\pi a_1/\lambda u)(y_3-y_0)]\sum_{m=-N}^{N}\sum_{n=-N}^{N}\exp\{-iP_2(x_{2m}^2+y_{2n}^2)$$
$$+i(2\pi/\lambda u)x_{2m}[(1-t_{12})(x_0+x_3)-2t_{14}]$$
$$+i(2\pi/\lambda u)y_{2n}[(1-t_{12})(y_0+y_3)-2t_{14}]\}。\tag{12}$$

这里 $\operatorname{sinc} x=\sin x/x$, 它在宗量为零时有极大。上式表明, 在 $x_3=x_0$, $y_3=y_0$, $w=u$ 处有点源所成的象, 象的放大倍数等于1, 点源的象的位置、垂轴放大率都与畸变介质无关。

若在物平面上场分布为 $E_0(x_0, y_0)e^{i\phi(x_0,y_0)}$, 则在象平面上 $w=u$ 处的场分布为

$$E_3(x_3, y_3)=\iint dx_0\,dy_0\,h_3(x_3, y_3; x_0, y_0)E_0(x_0, y_0)e^{i\phi(x_0,y_0)}。\tag{13}$$

若设计得使 $2\pi a_1/(\lambda u)$ 足够大, 譬如在文献[1]的实验中 $2a_1=250\,\mu$, $\lambda=10^{-5}\,\mathrm{cm}$ 取 $u=10\,\mathrm{cm}$, 则 $2a_1/\lambda u=250\,\mathrm{cm}^{-1}$。sinc 函数有尖锐的极大, 极大半宽度仅为 $1/250\,\mathrm{cm}$, 这样可粗略地近似

$$\operatorname{sinc}[(2\pi a_1/\lambda u)(x_0-x_3)]\simeq(\lambda u/2a_1)\delta(x_0-x_3)。\tag{14}$$

将上式代入(12)式, 再代入(13)式, 可得

$$\begin{aligned}E_3(x_3, y_3)\simeq\, & C'E_0(x_3, y_3)\exp[i\phi(x_3, y_3)]\\ & \times\sum_{m=-N}^{N}\sum_{m=-N}^{N}\exp\{-iP_2(x_{2m}^2+y_{2m}^2)+(i2\pi/\lambda u)x_{2m}[(1-t_{12})(x_0+x_3)-2t_{14}]\\ & +(i2\pi/\lambda u)y_{2n}[(1-t_{12})(y_0+y_3)-2t_{14}]\}。\end{aligned}\tag{15}$$

由上式可见, 在(14)式的粗略近似下, 在象平面 $w=u$ 上, 场分布与物分布相同, 只差相位因子及多单元干涉因子项, 这些相位因子与畸变介质有关。这公式还说明, 虽有畸变介质存在, 但只要它所引起的相位畸变的二次微商项 $T'_{0,1m}$ 乘以 $a_1/u$ 远小于 $\lambda/a_1$[(11)式], 即可适当选取列阵的单元, 当光线往复通过畸变介质或通过与列阵对称的畸变介质, 就可以补偿介质所引起的畸变, 得到原来的场分布, 呈赝相位共轭特性。(11)式还给出了组成赝相位共轭列阵的单元的光学变换矩阵为

$$\begin{pmatrix}-1 & 0\\ C & -1\end{pmatrix},\tag{16}$$

其中

$$\begin{cases}Ca_1\ll\dfrac{\lambda}{a_1}+\dfrac{2}{u}a_1, & 当\ C>0,\\ -Ca_1\ll\dfrac{\lambda}{a_1}-\dfrac{2}{u}a_1, & 当\ C<0。\end{cases}\tag{17}$$

(16)式中 $D=-1$ 是由于光学变换矩阵的行列式等于1所要求的。(17)式说明, $C$ 的绝对值是很小的量, 利用参考面移动技巧[4]可使 $A=D=-1$ 及 $B=0$ 的条件放宽, 但矩阵元 $C$ 仍必须满足条件(17)。

## 三、赝相位共轭象的质量

单元排列的情况直接影响到象的质量。

当列阵中各单元作无规排列时, 象平面上的光强分布等于各单元的光强之和, 于是光强的点扩展函数为

$$\begin{aligned}|h_3(x_3, y_3; x_0, y_0)|^2= & (8a^4/\lambda^4u^4)\cdot(2N+1)^2\\ & \times\{\operatorname{sinc}[(2\pi a_1/\lambda u)(x_3-x_0)]\operatorname{sinc}[(2\pi a_1/\lambda u)(y_3-y_0)]\}^2。\end{aligned}\tag{18}$$

因此, 象点的衍射光斑半径为 $\lambda u/2a_1$。上式说明, 单元的输入尺寸 $a_1$ 既不能太小, 也不能太

大，应受(17)式约束。这时所成的象的强度与介质的体积畸变无关，具有赝相位共轭特性。

当各单元规则排列时，$x_{2m}=m\cdot 2b$, $y_{2n}=n\cdot 2b$，这里 $2b$ 是每一单元的大小(见图 1)。若 $P_2a_1^2\ll\pi$，即

$$2(1+t_{22})Na_1/u\ll\lambda/a_1, \tag{19}$$

则点扩展函数(12)式化简为

$$\begin{aligned}h_3(x_3, y_3; x_0, y_0)=&(\lambda^2u^2)^{-1}\exp\{-ik(2u+l')\\&-(i\pi/\lambda u)[C_1(x_0^2+y_0^2+x_3^2+y_3^2)+2t_{13}(x_0+y_0+x_3+y_3)+2t_0]\}\\&\times 4a_1^2\,\mathrm{sinc}[(2\pi a_1/\lambda u)(x_3-x_0)]\,\mathrm{sinc}[(2\pi a_1/\lambda u)(y_3-y_0)]\\&\times\frac{\sin\{(2N+1)(2\pi b/\lambda u)[(1-t_{12})(x_0+x_3)-2t_{14}]\}}{\sin\{(2\pi b/\lambda u)[(1-t_{12})(x_0+x_3)-2t_{14}]\}}\\&\times\frac{\sin\{(2N+1)(2\pi b/\lambda u)[(1-t_{12})(y_0+y_3)-2t_{14}]\}}{\sin\{(2\pi b/\lambda u)[(1-t_{12})(y_0+y_3)-2t_{14}]\}},\end{aligned} \tag{20}$$

上式中，$C_1=1+t_{11}$，sinc 函数相应于单元衍射因子，极大值在 $x_3=x_0$, $y_3=y_0$。主极大半宽度为 $\lambda u/2a_1$；它们都与介质的体畸变无关。后面 sin 函数之比代表多单元干涉因子，主极大峰值在

$$\begin{aligned}x_3&=-x_0+(1-t_{12})^{-1}(m\lambda u/2b+2t_{14}),\\y_3&=-y_0+(1-t_{12})^{-1}(m\lambda u/2b+2t_{14}),\quad m=0,\ \pm1,\ \pm2,\ \cdots。\end{aligned} \tag{21}$$

主极大半宽度为 $\lambda u/[2b(2N+1)(1-t_{12})]$。主极大峰值间隔 $\Delta x_3$ 为

$$\Delta x_3=\lambda u/[2b(1-t_{12})]。 \tag{22}$$

因此多单元干涉因子与介质的体畸变有关。

单元衍射因子构成场分布的包络，如图 2 所示。当 $\Delta x_3$ 小于单元衍射因子半宽度时，单元衍射因子包络下至少有两个多单元干涉因子的主极大，因此点源的象的光斑大小决定于干涉因子主极大的个数。当峰值间距 $\Delta x_3$ 略小于单缝衍射因子半宽度的二倍时，即

$$2a_1>2b(1-t_{12})>a_1 \tag{23}$$

时，包络下只有一个干涉因子主极大，这时可以获得最清晰的象，象点的衍射光斑半宽度等于干涉因子主极大的半宽度 $\lambda u/[2b(2N+1)(1-t_{12})]$。它决定于列阵的宽度与介质的体畸变。它的强度与单元数的平方成正比，而无规列阵的象的强度与单元数成正比。规则列阵成象的缺点是象点中心不在 $x_3=x_0$, $y_3=y_0$ 处，具体位置还决定于畸变，因此规则列阵在有介质畸变情况下，似乎不能给出更精确的分辨率。

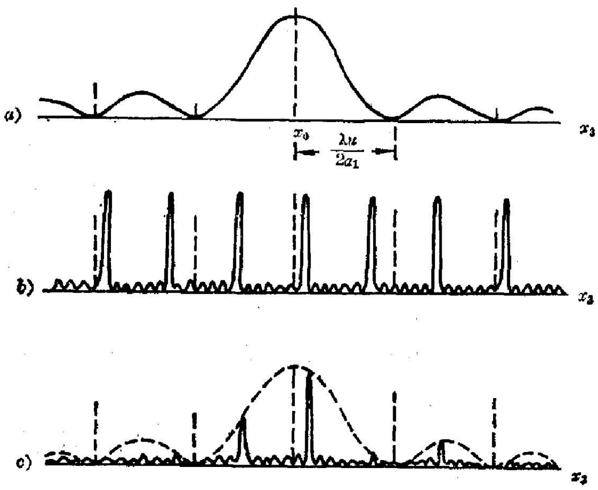


图 2　7 个光学单元组成的列阵点源成象示意图
(a) 单元衍射因子的平方；(b) 多单元干涉因子的平方；(c) 点源象的光强分布

Fig. 2　Image distribution by an array containing 7 optical elements

## 四、赝相位共轭的几何光学诠译

在单元的输入面上，位置为 $a$，斜率为 $\xi_1$ 的光线，通过由(16)、(17)式表示的光学单元后，将变成位置 $-a$，斜率 $-\xi_1+Ca$。这说明，光焦度 $C$ 的作用，在于使光线的斜率有一附加的变化 $Ca$。公式(17)说明，$|C|a_1$ 应远小于 $\lambda/a_1+2a_1/u$。$\lambda/a_1$ 近似等于单元衍射的第一个暗环的角距离，$a_1/u$ 也很小。所以光焦度 $C$ 是很小的，小到使光的偏转，大致在衍射范围附近，因此(16)、(17)式所表示的单元，基本上就是自返单元。矩阵元 $A=D=-1$ 的作用在于使光线的位置和方向发生反转，使反射光线始终与入射光线平行，且有一位置的偏移。由于各单元很小，并组成列阵，各单元来的"自返"光线，虽不能会聚到原来的物点或物点的对称位置，却都能会聚在物点(或物点的对称位置)附近、半径为 $2a_1$ 的范围内，如图3所示，形成一半径为 $2a$ 的光斑。

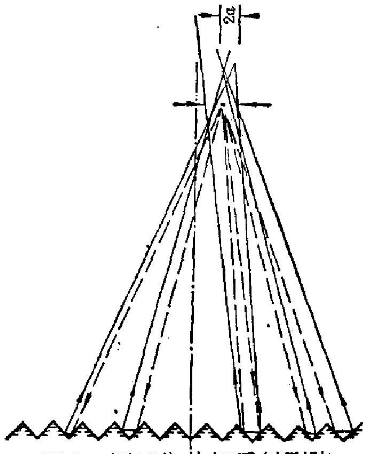

图3 赝相位共轭反射列阵成象示意图

Fig. 3 Illustration of the imaging process by the pseudo-phase-conjugate reflecting array

介质所引起的畸变，可分为在单元大小内的"微观"畸变和单元间的"宏观"畸变。前者由系数 $T'_{0,1m}$ 和 $T''_{0,1m}$ 表示，后者由 $t_{11}$、$t_{12}$、$t_{22}$、$t_{13}$ 和 $t_{14}$ 等表示。

对于单元大小内的"微观"畸变来说，由于自返单元使入射光线的位置与方向发生反转，因此抵消了奇次项畸变 $T'_{0,1m}\xi$ 和 $T'''_{0,1m}\xi^3$。自返单元不能补偿单元大小线度内的二次畸变 $T''_{0,1m}\xi^2$。但只要选取 $u$ 足够大，$a_1$ 足够小，总可以使 $a_1T''_{0,1m}/u\ll\lambda/a_1$，从而使条件(11)满足，略去 $T''_{0,1m}\xi^2$ 项。

至于引起波前改变的"宏观"畸变，使各单元到达象点的光的相位不同。在无规排列的列阵中，象强等于各单元自返光的光强的叠加。由畸变引起的相位不同，对象强没有影响，于是"补偿"了畸变。在规则排列的列阵中，$t_{11}$、$t_{13}$ 出现在系数 $C'$ 中，与 $x_0$、$y_0$、$x_3$、和 $y_3$ 有关。系数 $t_{11}$、$t_{22}$ 和 $t_{14}$ 出现在对 $m$ 的求和号中。在夫琅和费近似下，$t_{22}$ 的作用可以忽略不计。与 $t_{12}$、$t_{14}$ 有关的相位畸变，会使多单元干涉因子的峰值位置、半宽度和峰值间隔发生改变，但这些改变都很小，都在单元衍射因子的包络下变化，而单元衍射因子包络的极大位置，半宽度却与畸变无关，因此，总体看来，补偿了主要的畸变。

为了能利用夫琅和费近似和使条件(17)式成立，使 $u$ 增大，这可以在物和反射列阵之间放一望远镜。

邓锡铭、方洪烈、赫光生和姚建铨同志对本文提出宝贵意见，作者谨对他们表示感谢。

### 参考文献

[1] H. H. Barrent & S. F. Jacobs; *Opt. Lett.*, 1979, **19**, 6, 190.
[2] S. F. Jacobs; *Opt. Eng.*, 1982, **21**, 2, 281.
[3] 王绍民;《杭州大学学报》, 1983, **10**, 4, 476.

[4] 王绍民;《杭州大学学报》, 1984, 1, 1, 11.
[5] 王绍民等;《物理学报》, 1983, 10, No. 3 (Mar), 191.
[6] 黄维实等;《中国激光》, 1983, 10, No. 3 (Mar), 191.
[7] M. Born and E. Wolf; «Principles of Optics», (Pergamon Press, 1959), 459.

# Diffraction properties of pseudo-phase-conjugate array

ZHOU GUOSHENG
(*Shanxi University*)

WANG SHAOMIN
(*Hangzhou University*)

CHEN YINGLI
(*Shanghai Jiao Tong University*)

(Received 13 March 1984)

## Abstract

The properties of the pseudo-phase-conjugate array—the optical transfer matrix of the optical elements of the array, the resolution of the array and the machanism of the compensation for distortions caused by a large volume of distortion medium are analyzed by using diffraction theory.