

准光学相位共轭器

宋如华

(成都电讯工程学院)

近年来出现的相位复共轭光学^[1], 对于实时适应光学、非线性激光光谱学、光学信息处理、光学成像、超低噪声探测、光开关、光计算机、干涉仪和激光腔等领域的研究具有重要意义。

光学相位复共轭可分为非线性光学相位共轭和准光学相位共轭^[2]。准相位共轭(PPC)与非线性相位共轭(NOPC)相比, 具有许多引人注目的优点: (1) 对受激布里渊散射(SBS), 反射波相对于入射波有频移, 由此将产生附加的位相差, 但准相位共轭器不产生频移; (2) 对简并四波混频(DFWM), 则有以下几种情况: 若介质为共振介质, 则入射光波须工作在共振峰附近, 由此就限制了工作光的波段及带宽; 若为非共振介质, 则由于位相匹配条件, 从而限制了入射光允许的工作带宽; 若为准相位共轭器, 则可工作于能透过工作元件的任何波段, 因而可在白光下工作; (3) 对 SBS, 需要很强的激发光, 而 PPC 却对任意弱的光均有响应; (4) PPC 不需要 DFWM 中的泵激光, 因而降低了成本, 减轻了重量, 从而消除了由于泵激光的热效应而引起的不良影响; (5) NOPC 只能工作于产生非线性光学相互作用的区域, 而 PC 则能工作于光学元件所涉及的较大区域; (6) NOPC 具有一定的响应延迟, 而 PPC 除渡越时间外几乎是瞬间响应的。此外, 准相位共轭器是目前真正能实际用于光学信息处理、光学成像系统设计和激光光腔设计的相位共轭光学元件, 因而近来受到人们的极大关注。

一、准相位共轭器的工作原理

准相位共轭器是由一些固定的单个光学元

件或多个光学元件组成的光学系统(列阵)。由于这类系统亦能实现相位畸变补偿, 所以它与非线性光学相位共轭很相似, 故称为准相位共轭器。目前这类相位共轭器有多种型式, 其中研究得较多的有直角反射器^[3]和渐变光纤(亦称梯度光纤)列阵^[4]。

1. 直角反射器列阵

单个直角反射器列阵作为准相位共轭器的工作原理如图 1 所示。为简便起见, 设入射波

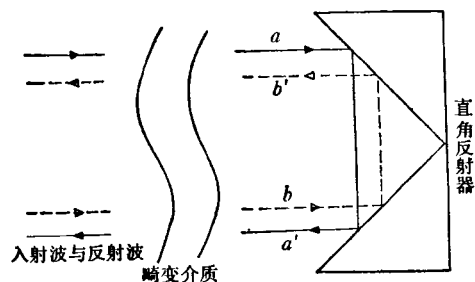


图 1 直角反射器工作特性

在进入畸变介质前为平面波, 即

$$E_i(x, y) = A(x, y) \{ \exp[i(\omega t - kz)] + \text{c. c.} \} \quad (1)$$

光经介质后,

$$E'_i(x, y) = A(x, y) \{ \exp[i(\phi(x, y) + \omega t - kz)] + \text{c. c.} \},$$

其中 $\phi(x, y)$ 为由畸变介质引起的位相。根据直角反射器的对称性, 光经直角反射器反射后, 反射波为

$$E_r(x, y) = A(-x, -y) \{ \exp[i(\phi(-x, -y) + (\omega t - kz))] + \text{c. c.} \} \quad (2)$$

若场振幅没有横向变化, 即

$$\frac{dA}{dx} = \frac{dA}{dy} = 0,$$

且令相位畸变函数 $\phi(x, y)$ 是奇对称的, 则(2)

式为

$$E_r(x, y) = A(x, y) \{ \exp[i(-\phi(x, y) + (\omega t + kx))] + c. c. \} \quad (3)$$

上式是入射波的相位共轭后向波表示式。当其再次通过畸变介质后，

$$E'_r(x, y) = A(x, y) \{ \exp[i(\omega t + kx)] + c. c. \},$$

即相位畸变被消除。这说明单个直角反射器具有相位共轭器的特性。但在上面叙述的情况下，我们已假定 A 没有横向变化。对于较复杂的波，可以证明，利用反射阵列，可最大限度地消除畸变。此外，在推导 (3) 式时，还须假定 $\phi(x, y)$ 是奇对称。对于偶对称函数，则不能得到 (3) 式。对于一般的畸变，则可将其分解为奇对称 (ϕ_{odd}) 与偶对称 (ϕ_{ev}) 两部分，即

$$\phi_c(x, y) = \phi_{\text{ev}} + \phi_{\text{odd}} \quad (4)$$

当光两次经过畸变介质后，总的位相改变为

$$\Delta\phi_c = 2\phi_{\text{ev}} + 2\phi_{\text{odd}},$$

其中奇对称部分由于准相位共轭器的作用而被消去，即

$$\Delta\phi_c = 2\phi_{\text{ev}}$$

可以看出，只要 $\phi_{\text{odd}} > \phi_{\text{ev}}$ ，则直角反射器能部分地消除象差。对于 $\langle \phi_{\text{ev}}^2 \rangle = \langle \phi_{\text{odd}}^2 \rangle$ 的情况 (其中 $\langle \dots \rangle$ 为空间平均)，则后向反射波均方位相改变为

$$\begin{aligned} \langle \phi_c^2 \rangle &= \langle (2\phi_{\text{ev}} + 2\phi_{\text{odd}})^2 \rangle \\ &= 4[\langle \phi_{\text{ev}}^2 \rangle + \langle \phi_{\text{odd}}^2 \rangle] = 4\langle \phi_c^2 \rangle. \end{aligned}$$

由于奇对称部分得到补偿，因而上式变为

$$\langle \phi_c^2 \rangle = \langle (2\phi_{\text{ev}})^2 \rangle = 4\langle \phi_{\text{ev}}^2 \rangle = 2\langle \phi_c^2 \rangle \quad (5)$$

当把准相位共轭器放入具有一定放大倍数的激光放大器中时，由于来回往返经过增益介质，因此实际增益介质可减少一半，由此得到

$$\phi'_c = \frac{1}{2} \phi_c.$$

激光束经增益介质后的相位畸变为

$$\langle \phi_c'^2 \rangle = 2 \left\langle \left(\frac{1}{2} \phi_c \right)^2 \right\rangle = \frac{1}{2} \langle \phi_c^2 \rangle,$$

即等于未放入准相位共轭器时的一半，而放大率则不变，因而光束质量得到部分改善。此外，对于偶对称畸变，可以将其分解为多个奇对称

畸变之和，然后对每一个奇分量设计出相应的准共轭镜以消除畸变。

2. 渐变光纤阵列

Ress^[5] 首先研究了渐变光纤阵列的非高斯成象性质。设单一光纤沿径向的折射率分布为 $n(r) = n_0(1 - Ar^2/2)$ $Ar^2 \ll 1$, (6) 则该光纤对物体的成象规律^[6] (见图 2 所示) 为

$$l_0 = \frac{1}{m} - \frac{\cos(\sqrt{A}L)}{-n_0\sqrt{A}\sin(\sqrt{A}L)} \pi < \sqrt{A}L < 2\pi, \quad (7a)$$

$$l_1 = \frac{m - \cos(\sqrt{A}L)}{-n_0\sqrt{A}\sin(\sqrt{A}L)} \pi < \sqrt{A}L < 2\pi, \quad (7b)$$

其中 l_0, l_1 分别为物距和象距， L 的取值应能使

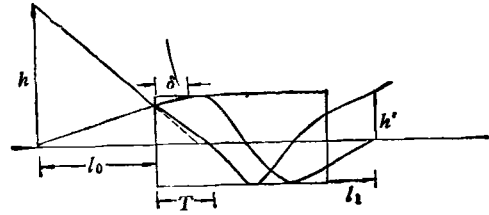


图 2 单一渐变光纤的成象特性

物产生一个直立的象。图 2 中 δ 为无光纤折射时入射光瞳位置到入射端口之间的距离，即

$$\delta = \frac{1}{n_0^2 A l_0}.$$

对于 $m = 1$ 的特殊情况，

$$\begin{aligned} l_0(m=1) &= l_1(m=1) = l \\ &= \frac{1 - \cos(\sqrt{A}L)}{-n_0\sqrt{A}\sin(\sqrt{A}L)}, \quad (8) \end{aligned}$$

并有

$$dl_1 = -dl_0, \quad m=1, \quad (8a)$$

$$dm = -dl_0, \quad m=1. \quad (8b)$$

此外，利用 Snell 定律和适当的边界条件，即可得到渐变光纤的光线变换公式^[7]：

$$h' = h \cos(\sqrt{A}L) + \frac{a \sin(\sqrt{A}L)}{n_0 \sqrt{A}}, \quad (9a)$$

$$\alpha' = -hn_0\sqrt{A}\sin(\sqrt{A}L) + \alpha\cos(\sqrt{A}L), \quad (9b)$$

其中 h' , α' 分别为出射光的高度和倾角, h , α 分别为入射光的高度和倾角。

下面进一步讨论渐变光纤阵列。为简便起见,这里仅讨论两根光纤组成的系统(如图3所示)。图3中 S_2 , S_2' 分别是垂轴放大率为1的高斯物、象平面, l 为相应的物距和象距。若将

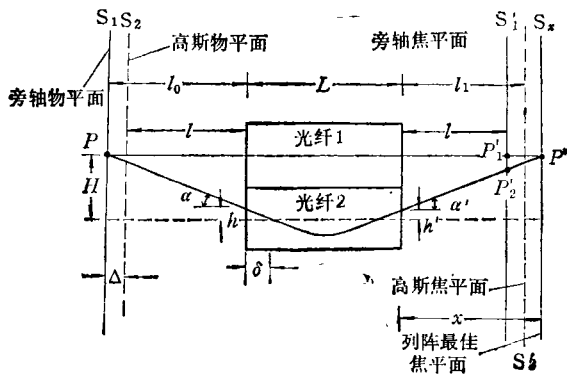


图3 渐变光纤阵列的非高斯成像

物平面从 S_2 向左移 Δ 到 S_1 , 则由旁轴成像公式,象平面应移至 S_1' 。但实际上经光纤1和光纤2的两条光线与 S_1' 平面分别相交于 P_1' , P_2' 两点(而不是旁轴成像的一点),两条光线与 S_x 平面相交于 P'' 一点。根据图3中的几何关系,可得

$$h = -\alpha\delta, \quad (10)$$

$$H = -\alpha(l + \Delta + \delta), \quad (11)$$

$$x = (H - h')/\alpha'. \quad (12)$$

将(9a), (9b), (10)和(11)式代入(12)式,可得

$$x = \{l + \Delta + \delta[1 - \cos(\sqrt{A}L)] + [\sin(\sqrt{A}L)]/n_0\sqrt{A}\} / \{-\delta n_0\sqrt{A} \cdot \sin(\sqrt{A}L) - \cos(\sqrt{A}L)\}, \quad (13)$$

其中

$$\delta = \frac{1}{n_0^2 A (l + \Delta)},$$

$$l = \frac{1 - \cos(\sqrt{A}L)}{-n_0\sqrt{A}\sin(\sqrt{A}L)}.$$

当满足 $|\Delta/l| \ll 1$ 时,则

$$x \cong l + \Delta, \quad |\Delta/l| \ll 1, \quad (14)$$

在通常情况下, $|\Delta/l| \ll 1$ 的条件容易满足。但即使 Δ 值较大,由(14)式得出的近似值与由(13)式得到的精确值之间的偏差亦较小。图4为渐变光纤阵列准相位共轭特性近似度的计算结果,其中取 $n_0 = 1.538$, $\sqrt{A} = 0.1269 \text{ mm}^{-1}$, $L = 29 \text{ mm}$, 则当 $\Delta < 2 \text{ mm}$ 时,可以看出,其

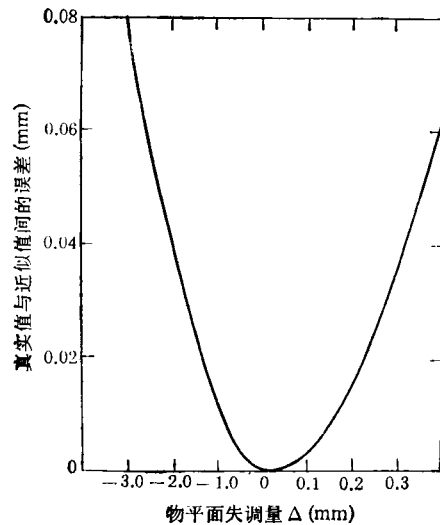


图4 渐变光纤阵列准相位共轭特性近似度

误差是很小的 ($< 40 \mu\text{m}$)。由此可知,渐变光纤阵列的成像是非高斯型的,即满足

$$v = -u, \quad (15)$$

式中 v , u 分别为象距和物距。(15)式说明渐变光纤阵列具有相位共轭特性。从以上讨论还可知道,渐变光纤阵列可以用于景深较大的光学系统设计。

3. 其它准相位共轭器

利用玻璃微珠列阵、直角棱镜列阵、薄透镜反射列阵、猫眼列阵、厚透镜反射列阵、半球折反列阵、球折反列阵和球面反射列阵等^[8,9]亦可获得相应的准相位共轭器。系统的分析表明,任何一个作为相位共轭器的光学列阵,本质上可等价于一个球面曲率可变的球面反射镜(其球面曲率等于入射波前曲率),或一个焦距可变的薄透镜(其焦距等于入射波波前曲率半径的 $1/2$ 。因而是完全自适应的。光学元件列阵的

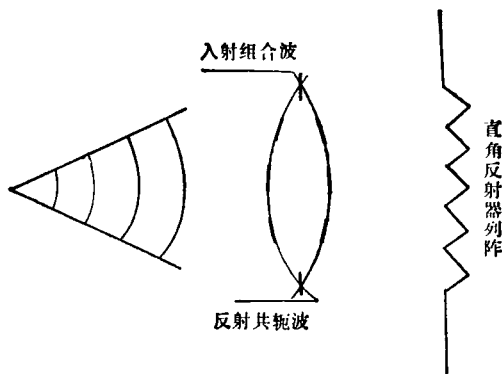


图5 平面阵列对波阵面的取样组合特性

相位共轭特性的本质是用分段组合复制来实现波前重现(如图5所示),这是它与非线性相位共轭器的最大区别(后者是同时整体复制波前)。

二、准相位共轭器的矩阵理论

在研究相位共轭器的工作特性时, Yariv等^[10]首先提出描述相位共轭镜对光线的变换矩阵:

$$M_1 = \begin{pmatrix} a_1 & b_1 \\ c_1 & d_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (16)$$

王绍民等^[11]进一步引入描述相位共轭镜对光束的变换矩阵:

$$M_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/\rho & 1 \end{pmatrix}. \quad (17)$$

式中 ρ 为波前曲率。(17)式深刻地揭示了相位共轭器的波前复制物理机制。

对于光学元件列阵,其相应的光线变换矩阵为^[8]

$$M_3 = \begin{pmatrix} a_3 & b_3 \\ c_3 & d_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (R+b-l)/R & b \\ (d \mp 1)/R & d \end{pmatrix}, \quad (18)$$

式中 R 为列阵前端的曲率半径, l 是两参考面间的轴向几何距离, b, d 是组成列阵的单元的光线变换矩阵元,正负号分别对应于反射和折射时的情况。

若列阵满足

$$l = b = 0, \quad d = -1, \quad (19)$$

则具有相位共轭特性。对于直角反射列阵,其光线变换矩阵为

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

对渐变光纤,其光线变换矩阵(两端口间)为

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{A}l) & \frac{1}{n_0\sqrt{A}}\sin(\sqrt{A}l) \\ -n_0\sqrt{A}\sin(\sqrt{A}l) & \cos(\sqrt{A}l) \end{pmatrix}.$$

利用参考面移动的方法^[9],可找出更多的能满足(18),(19)式(即具有准相位共轭特性)的光学列阵。如图6所示,将参考面从 RS_1 ,

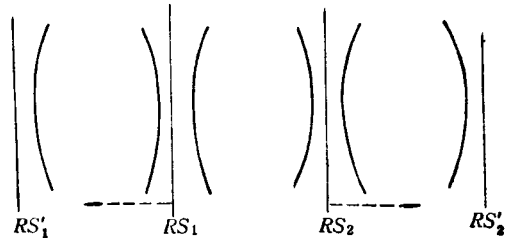


图6 参考面的移动技巧

RS_2 分别移到 RS'_1, RS'_2 , 则变换矩阵为

$$\begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \xi \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \xi \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a + c\xi & b + (a+d)\xi + c\xi^2 \\ c & d + c\xi \end{pmatrix}. \quad (20)$$

按要求,须使

$$\beta = b + (a+d)\xi + c\xi^2 = 0, \quad (21a)$$

$$\delta = d + c\xi = -1, \quad (21b)$$

并且只有当

$$a = d \quad (22)$$

时, ξ 才有解:

$$\xi = -(1+d)/c = b(1-a). \quad (23)$$

由(22)式可知,凡主对角相等的光学元件组成的列阵,都有可能成为相位共轭器。当

$$a = d = +1$$

时,其有效厚度必须为零,且具有光焦度;当

$$a = d = -1$$

时,则必须是无焦的,并具有有限的厚度。表1和表2分别列出了部分反射型和折射型准相位

表1 反射型准相位共轭列阵

列阵名称	光线变换矩阵	
	列阵单元矩阵: $\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}$	移动参考面后的列阵单元矩阵: $\begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{pmatrix}$
直角反射列阵	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$
直角校镜列阵	$\begin{pmatrix} -1 & -2l/n \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$
类透镜(渐变光纤)反射列阵	$\begin{pmatrix} \cos(\sqrt{A}l) & \frac{1}{n_0\sqrt{A}}\sin(\sqrt{A}l) \\ -n_0\sqrt{A}\sin(\sqrt{A}l) & \cos(\sqrt{A}l) \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ -n_0\sqrt{A}\sin(\sqrt{A}l) & -1 \end{pmatrix}$
猫眼列阵	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$
薄透镜反射列阵	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/l & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ -2/l & -1 \end{pmatrix}$
球折反列阵	$\begin{pmatrix} \frac{n-4}{n} & -\frac{4R}{n} \\ -\frac{2(2-n)}{nR} & \frac{n-4}{n} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ -\frac{2(2-n)}{nR} & -1 \end{pmatrix}$
厚透镜反射列阵	$\begin{pmatrix} 1 - (1 - \frac{1}{n})l/R & l/n \\ -[(n-1)\frac{2}{R} - \frac{(n-1)^2}{nR^2}l] & 1 - (1 - \frac{1}{n})l/R \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ -[(n-1)\frac{2}{R} - \frac{(n-1)^2}{nR^2}l] & -1 \end{pmatrix}$
半球折反列阵	$\begin{pmatrix} \frac{2-n}{n} & 2R/n \\ -[(n-1)\frac{2}{R} - \frac{2(n-1)^2}{nR^2}l] & \frac{2-n}{n} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ -[(n-1)\frac{2}{R} - \frac{2(n-1)^2}{nR^2}l] & -1 \end{pmatrix}$
凹球面反射列阵	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ -2/R & -1 \end{pmatrix}$
凸球面反射列阵	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 2/R & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 2/R & -1 \end{pmatrix}$

表2 折射型准相位共轭列阵

列阵名称	光线变换矩阵	
	列阵单元矩阵: $\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}$	移动参考面后的列阵单元矩阵: $\begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{pmatrix}$
猫眼折射列阵	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$
薄透镜列阵	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ -1/f & -1 \end{pmatrix}$
类透镜列阵	$\begin{pmatrix} \cos(\sqrt{A}l) & \frac{1}{n_0\sqrt{A}}\sin(\sqrt{A}l) \\ -n_0\sqrt{A}\sin(\sqrt{A}l) & \cos(\sqrt{A}l) \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ -n_0\sqrt{A}\sin(\sqrt{A}l) & -1 \end{pmatrix}$
厚透镜列阵	$\begin{pmatrix} 1 - (1 - \frac{1}{n})l/R & l/n \\ -[(n-1)\frac{2}{R} - \frac{(n-1)^2}{nR^2}l] & 1 - (1 - \frac{1}{n})l/R \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ -[(n-1)\frac{2}{R} - \frac{(n-1)^2}{nR^2}l] & -1 \end{pmatrix}$
球列阵	$\begin{pmatrix} \frac{2-n}{n} & 2R/n \\ -[(n-1)\frac{2}{R} - \frac{2(n-1)^2}{nR^2}l] & \frac{2-n}{n} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ -[(n-1)\frac{2}{R} - \frac{2(n-1)^2}{nR^2}l] & -1 \end{pmatrix}$

共轭器及其光线变换矩阵(表1和表2中所列的列阵相应的图例见文献[8]和[9])。

三、应用及其展望

光学准相位共轭器目前已被用于研究激光腔的折射率畸变,用直角反射器列阵所构成的相位共轭光腔,已获得补偿因折射率不均匀而产生的波前畸变的能力^[22]。利用直角反射列阵^[23]、渐变光纤列阵^[24]和玻璃微珠列阵^[25]等,已获得相应的相位共轭波,并已证明它具有部分补偿因折射率引起的畸变的能力。渐变光纤列阵准相位共轭器的非高斯成像特性,已被用于研究微型复印机。由于准相位共轭列阵能获得近衍射极限^[16,17]的畸变补偿,并且可望实现具有无穷大景深的摄像镜头,因而具有十分诱人的应用前景。

- [1] D. M. Pepper, *Opt. Eng.*, **21**(1982), 156.
- [2] T. R. O' Meara, *Opt. Eng.*, **21**(1982), 271.
- [3] H. H. Barrent and S. F. Jacobs, *Opt. Lett.*, **4**(1979), 190.
- [4] M. Kawazu and Y. Ogura, *Appl. Opt.*, **19**(1980), 1105.
- [5] J. D. Ress, *Appl. Opt.*, **21**(1982), 1009.
- [6] F. P. Kapron, *J. Opt. Soc. Am.*, **60**(1970), 1433.
- [7] S. E. Miller, *Bell Syst. Tech. J.*, **44**(1965), 2017.
- [8] 王绍民,杭州大学学报, **10**(1983), 476.
- [9] 王绍民,杭州大学学报, **11**(1984), 79.
- [10] J. An Yeung et al., *IEEE. J. Q. E.*, **QE-15**(1979), 1180.
- [11] Wang Shaomin et al., *Opt. Comm.*, **41**(1982), 306.
- [12] P. Mathien et al., *Appl. Opt.*, **19**(1980), 2262.
- [13] S. F. Jacobs, *Opt. Eng.*, **21**(1982), 281.
- [14] 王绍民、周国生等,物理学报, **32**(1983), 1357.
- [15] 黄维实等,中国激光, **10**(1983), 191.
- [16] 周国生、王绍民,光学学报, **4**(1984), 1119.
- [17] 周国生、王绍民,光学学报, **6**(1986), 250.

全国第四届光散射学术会议在昆明召开

中国物理学会光散射专业委员会暨第四届全国光散射学术会议于1987年10月20日至25日在昆明市召开。参加这次会议的代表来自全国高等院校、科研单位、企业共计160名。其中有高级研究人员52人,研究生和博士生36人。国际知名学者D. L. Mills和M. D. Morris也出席了会议,并作了特邀报告。

会议收到论文128篇,其中特邀报告5篇。论文内容比较广泛,涉及到喇曼散射应用于物理、化学、生物学和矿物学等领域内的研究工作,涉及到表面增强喇曼效应、非线性光散射、弹性光散射、布里渊散射以及光散射实验仪器和方法等方面的研究工作。

在物理研究领域,在激光喇曼光谱方面已经开展了超晶格的喇曼散射研究,在高压喇曼散射以及晶体喇曼散射方面均报告了系统的高水平的工作;在化学研究领域,喇曼光谱的实际应用水平有了大幅度提高,有的单位已开始将其应用于催化和高分子等方面的研究;在生物学领域中,激光喇曼光谱已被用于多种氨基酸结构、胆结石、晶状体、牙齿、胚胎生物膜以及溶血纤维酶药理过程等领域的研究。

表面增强喇曼散射是近年来发现的新喇曼效应,这次大会报告了近30篇论文。许多工作都有所创新,例如一些理论模型的建立,机制的证实以及新的应用和实验方法。

非线性光散射研究工作最近也取得了不少可喜成果。在弹性光散射方面,对于光通过离散随机粒子分布介质散射谱的理论及实验研究比较深入,并用小角度激光散射法研究了一些新材料和高聚物共混体系的形态结构。在布里渊散射方面也报告了有特色的工作。

会议期间还举办了“高 T_c 氧化物超导材料喇曼散射专题讨论会”,会上的几个中心发言引起了与会者很大兴趣,讨论十分热烈。

会议论文集中反映了我国光散射研究工作的最新成果,有相当多的工作达到了国际先进水平。为了适应我国光散射研究工作的发展需要,会议决定成立《光散射学报》编辑委员会,力争尽快出版《光散射学报》。

会议认为,光散射专业委员会自1981年成立以来开展了大量工作,团结了越来越多的光散射工作者,促进了我国光散射研究工作的发展。这次会上,对原专业委员会组织机构进行了必要的调整,组成了以李荫远先生为主任的专业委员会,吸收了一些新的专业委员会。会议建议组织技术咨询和技术服务,广泛开展国内外技术交流和科技合作,为我国光散射事业的发展作出更大贡献。

(刘立正)