谱线宽度 <1 埃），可观察到钕玻璃的受激布里渊散射（利用高分辨率“法布里-珀罗”标准具进行测量），并测得受激布里渊散射的频移为 0.63 厘米$^{-1}$，计算得超声波在钕玻璃中传播的相速度为 $v=7\times10^5$ 厘米/秒，相应的声子振动频率为 2×10^{10} 赫。

激光横模相位补偿的远场分布

中国科学院上海光机所　谢培良

激光器高次横模的方向性比单横模差。但是 1976 年 Casperson 指出，在激光器输出端放一个相位板补偿后，TEM_{0l} 模（l 为偶数）的方向性有显著改进，我们进一步用傅里叶变换和汉格尔变换计算了其他稳腔高次模相位补偿的远场分布。结果表明，其远场分布均有本质改进。

即使对于狭缝宽 $X=2a$，$X=0$ 两边有 π 相位差的单色平面波，如果用相位板补偿成同相输出，傅氏变换计算表明，补偿后远场峰值强度为未补偿强度的 1.81 倍，衍射角减小一倍。未补偿远场中心强度为零，补偿后中心强度最大。

激光器高次模场分布有若干峰，邻峰间相位差 π。故远场出现旁瓣使衍射角增加（方向性变差）。如果在激光器输出端用一个相位板，补偿相位差至同相输出，便可获得衍射极限光束。

1. 平行平面腔

基模远场有一个主瓣。非涅耳数足够大时，所有 TEM_{m0} 高次模远场分布均有对称的两个主瓣，其峰值强度为 a^2/λ^2z^2。$m\gg1$ 时，中心强度趋于零。

TEM_{m0} 模补偿后的远场分布，可由傅氏展开及傅氏变换求得。其中傅氏展开零级分量（同相分量）产生的远场分布为 $I=\frac{16a^2}{\pi^2\lambda^2z^2}\sin c^2 2ua$，它占总功率的 $\frac{8}{\pi^2}=81\%$，在远场得到主瓣分布，补偿光束峰值为未补偿的 1.62 倍，为一束衍射极限光束。

2. 矩形球面腔

矩形球面腔 TEM_{m0} 模远场分布中，TEM_{l0} 模远场中心强度为零。有两个对称的旁瓣。其他高次发散角随模数 m 增大。

相位补偿 TEM_{l0} 模远场分布为

$$I_c=\frac{4I_0}{\pi(1+\phi^2)^{1/2}}\left|\sum_{k=0}^{\infty}\frac{(-1)^k(2k+1)!!}{2^k(k!)^2}\left[\frac{\omega^2W^2}{4(1+j\phi)}\right]\right|^2$$

衍射全角 $\theta=2.36(1+\phi^2)^{1/4}\frac{\lambda}{\pi W}$。补偿 TEM_{l0} 模远场中心强度最大，ϕ 越小补偿效果越好。$R\to\infty$ 时 TEM_{l0} 模峰值强度是基模的 $\frac{4}{\pi}=1.27$ 倍，是未补偿光束的 $\frac{2e}{\pi}=1.74$ 倍。补偿 TEM_{m0} 模衍射全角 $\theta=\frac{2.82(2m+1)^{1/2}}{m+1}$，$\theta$ 随 m 增大而减小。因为对厄米高斯分布光束而言，模数 m 越大，光斑半径也越大。相位补偿后，孔径大的同相光束衍射角小。

3. 圆形球面腔

圆形球面腔 TEM_{0l} 模远场中心强度为零。峰值位于 $\theta=\pm\left[\frac{l(1+\phi^2)}{2}\right]^{1/2}\frac{\lambda}{\pi W}$ 处，峰值强度

$$I_m=I_0\frac{2}{l!}\left(\frac{l}{e}\right)^l$$

TEM_{0l} 模补偿后远场分布为

$$I_c=I_0\frac{2^{l+3}}{\pi^2(1+\phi^2)^{1/2}}\left|\sum_{k=0}^{\infty}\frac{(-1)^k\Gamma\left(1+\frac{l}{2}+k\right)}{(k!)^2}\left[\frac{\omega^2W^2}{4(1+j\phi)}\right]^k\right|^2$$

衍射全角 $\theta=3.34\dfrac{(1+\phi^2)^{1/4}}{(1+l)^{1/2}}\dfrac{\lambda}{\pi W}$。我们所得的公式比 Casperson 导出的更有普遍性。公式表明，l 越大，补偿效果越好。例如 $l=3$ 时峰值强度增加 4.2 倍，$l=10$ 时，增加 13 倍。

4．结论

对于稳定工作的各种高次横模激光器，相位补偿后的远场分布均有本质的改进，模数越大补偿效果越好。对激光光束的球面波准直后再行补偿，能进一步改善远场分布性能。高次模激光器模体积大，输出功率高，因此相位补偿法有实用价值。

近来，国外有人用二氧化碳激光器对 TEM_{10} 模进行相位补偿实验，获得的远场分布与本文预期结果符合。

相干自发辐射的激励脉冲

中国科学院上海光机所　傅淑芬

自从 1917 年 A. Einstein 将辐射分为受激发射和自发发射两种形式以来，人们一直将自发辐射视为发光粒子彼此无关的、独立的发射过程，因而辐射是不相干的。1954 年，R. H. Dicke 讨论了相干自发辐射问题，并将原子系统相干自发辐射的状态称为“超辐射态”。显然，获得相干自发辐射的前提是建立“超辐射态”。

本文将 Dicke 引入的“R”算符的平均值与两能级原子系统的密度矩阵联系起来，通过光学 Bloch 方程，导出建立“超辐射态”的充分条件。

对两能级原子系统，密度矩阵可表示为

$$\rho_j=\begin{pmatrix}\rho_{11} & \rho_{12}\\ \rho_{21} & \rho_{22}\end{pmatrix}$$

Dicke 引入的“R”算符的平均值可表示为

$$\langle R_{j1}\rangle=\frac{1}{2}(\rho_{12}+\rho_{21})$$

$$\langle R_{j2}\rangle=\frac{1}{2}(\rho_{12}-\rho_{21})$$

$$\langle R_{j3}\rangle=\frac{1}{2}(\rho_{22}-\rho_{11})$$

系统的“R”算符满足光学 Bloch 方程

$$\frac{\partial \boldsymbol{R}}{\partial t}=\boldsymbol{A}-B\cdot\boldsymbol{R}+\boldsymbol{\omega}\times\boldsymbol{R} \tag{1}$$

式中 $R=\langle\boldsymbol{R}\rangle$。以 γ 和 m 分别表示 R 和 R_3 的量子数。则“超辐射态”是 $\gamma=n/2$。$m=0$ 的态，n 为体系的原子数目，$\boldsymbol{\omega}$ 表示外场的作用，

$$A=-\frac{1}{T_1}\boldsymbol{e}_3 \qquad B=\begin{pmatrix}1/T_2 & 0 & 0\\ 0 & 1/T_2 & 0\\ 0 & 0 & 1/T_1\end{pmatrix} \tag{2}$$

T_1、T_2 分别为系统的纵向和横向弛豫时间。

(1)式可用向量表示，右边第一、二项表示 $\boldsymbol{R}$ 长度和方向的变化，第三项表示 $\boldsymbol{R}$ 绕 $\boldsymbol{\omega}$ 的旋转。若从基态($\gamma=n/2$, $m=-n/2$)将体系激发到“超辐射态”，则要求 γ 不变。即(1)的前二项应可略去，以 τ 表示脉冲宽度，这相应于 $\tau\ll T_1$、T_2，此时(1)化为

$$\frac{d\boldsymbol{R}}{dt}=\boldsymbol{\omega}\times\boldsymbol{R} \tag{3}$$