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

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

$\boldsymbol{R}$ 旋转的角速度 Ω

$$\Omega=|\boldsymbol{\omega}|$$

在场与原子系统共振时

$$\Omega=2\mu E_0/h$$

μ 为原子的偶极矩，$\boldsymbol{E}_0$ 为场振幅，激发超辐射态相应于将 $\boldsymbol{R}$ 由 3 轴负方向转到 1～2 平面内。即

$$Q=\int_0^\tau \Omega dt=\pi/2 \tag{4}$$

由此得到用一个共振辐射脉冲，将一个处于基态的原子系数激发到“超辐射态”的充分条件是脉冲要满足以下要求

$$\tau \ll T_1,\ T_2$$

$$\int_0^\tau 2\mu E_0/h=\pi/2$$

快速傅里叶变换计算受扰非稳腔三维场分布

中国科学院上海光机所　冯大任

在激光工作介质的密度及增益分布不均匀而且非轴对称的情况下，腔内的场分布一般没有解析解。要了解其场分布情况需进行三维空间的数值计算。本文简单介绍了用快速傅里叶变换法计算光腔的步骤并对工作气体存在激波扰动的气动激光器腔内的场分布进行计算。

计算的模型与方法简述如下：把腔内工作物质垂直于腔轴分割为若干层，每层中间的截面取 $N\times N$ 个取值点。场分布由每个点上的场的复数振幅 $u=u_0e^{-i\phi}$ 来描述。首先假定在一截面上有任意的分布，然后从该截面发出光波在腔内来回反射。每层密度变化对光波的影响假定集中在其中间的截面上。光波从一个截面传输到另一个截面是利用傅里叶变换，因为在频域空间传输运算十分简单。按此步骤反复运算，直至场分布自洽为止(一般需在腔内来回反射 15～30 次左右)。为了减少计算量，需要采用二维快速傅里叶变换。文中从离散型傅里叶变换公式出发推导得下面的二维快速傅里叶变换公式：

$$\left.\begin{aligned}A_{b,s}&=B1_{b,s}+W^{-b}B2_{b,s}+W^{-s}B3_{b,s}+W^{-(b+s)}B4_{b,s}\\A_{b+\frac{N}{2},s}&=B1_{b,s}-W^{-b}B2_{b,s}+W^{-s}B3_{b,s}-W^{-(b+s)}B4_{b,s}\\A_{b,s+\frac{N}{2}}&=B1_{b,s}+W^{-b}B2_{b,s}-W^{-s}B3_{b,s}-W^{-(b+s)}B4_{b,s}\\A_{b+\frac{N}{2},s+\frac{N}{2}}&=B1_{bs}-W^{-b}B2_{b,s}-W^{s}B3_{b,s}+W^{-(b+s)}B4_{b,s}\end{aligned}\right\} \tag{1}$$

$$W\equiv\exp(i2\pi/N)\qquad \begin{aligned}b&=0,\ 1,\ 2,\ \cdots\left(\frac{N}{2}-1\right)\\s&=0,\ 1,\ 2,\ \cdots\left(\frac{N}{2}-1\right)\end{aligned}$$

其中：A 是空间频域的分布值，$B1$、$B2$、$B3$、$B4$ 是按奇偶分类的 $\frac{N}{2}\times\frac{N}{2}$ 取样点的变换值。

在我们所用的 $N\times N=64\times 64$ 的情况下，运用二维快速变换使 Fourier 变换运算时间缩短了两个数量级，使得用中等速度的计算机(如 TQ-16)计算光腔三维场分布成为现实。此外，为了合理地减少取样点数，在非稳腔计算过程中还需进行坐标变换，把作为参考的假想球面变为平面。

本文对放大率 $M=2$，非涅耳数 $N=8$、12 的外共焦非稳腔进行计算。首先计算了空腔，然后计算列阵喷管的 CO_2 气动激光器在马赫数 $M=4$ 工作时存在不同厚度的激波对场干扰的情况。我们把计算所得的数据分别绘制了空腔及受激波干扰的腔的近场分布与角分布的立体图，直观地显示了场强分布的形状，同时计算了能量角分布的积分曲线。