$\boldsymbol{R}$ 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。

根据计算得到下列的结果：① 无扰动非稳腔近场分布可以出现环状结构，环的数目 $N_{环}$ 与国外指出的 $(N_{环}=N_{等效}-1/2)$ 相符。② 无扰动的非稳腔远场分布与菲涅耳数有关，不完全等于衍射极限。③ 受激波扰动的腔，其场分布与激波面的位置相应，其对称性亦相同。④ 受激波扰动后激光输出光束能量角分布分散，方向性变坏，其变坏程度不但与激波的强度和厚度有关，更主要的是与激波的位置有关，激波面离腔中心轴愈近输出光束的方向性愈坏。

激光器的普遍性阈值条件

中国科技大学　吴鸿兴　谭石慈

本文指出 A. G. Schawlow 和 C. H. Tawnes 于 1958 年发表的激光方面的第一篇论文中所给出的阈值条件，是以单程增益必须正好补偿单程损耗为基本出发点推导得出的。认为这种阈值条件只适用于普通固定 Q 腔激光器，而不适用于突变 Q 腔及无腔激光器。能同时适用于各类激光器的带有普遍性的阈值条件，必须由速率方程理论得到。

由速率方程理论求得的普遍性阈值条件为：

$$n_t=\frac{\tau_c\ln\dfrac{\phi_p}{\phi_i}+\Delta t}{\Delta t}n_t^0 \tag{1}$$

式中 n_t 为普遍性阈值条件所对应的阈值粒子反转数，Δt 为腔保持高 Q 值状态的持续时间，τ_c 为腔内光子寿命，ϕ_i 和 ϕ_p 分别为振荡刚开始建立时及开始形成雪崩过程时的光子密度数，n_t^0 为使单程增益正好能补偿单程损耗所需的粒子反转数。

一、对普通固定 Q 腔激光器

Δt 很长，由于 $\dfrac{\phi_p}{\phi_i}\approx10^{10}$，$\tau_c\ln\dfrac{\phi_p}{\phi_i}$ 与 Δt 相比可忽略，则由(1)式得：

$$n_t=n_t^0 \tag{2}$$

可见，普通固定 Q 腔激光器的阈值粒子反转数，即为使单程增益正好能补偿单程损耗所需的粒子反转数。这就是我们大家所熟悉的，A. G. Schawlow 和 C. H. Tawnes 在文章中所给出的阈值条件。

二、对无腔激光器

$\Delta t=\dfrac{l}{c}$，l 为工作物质的光学长度，c 为工作物质中的光速，由(1)式得：

$$n_t=\frac{c\tau_c\ln\dfrac{\phi_p}{\phi_i}+l}{l}n_t^0 \tag{2'}$$

式中 τ_c 为无腔情况下相应的光子寿命。可见：

1．由于 $c\tau_c\ln\dfrac{\phi_p}{\phi_i}>0$，所以 $n_t>n_t^0$，$\dfrac{n_t}{n_t^0}>1$；

2．n_t 与 l 有关，l 越短，$\dfrac{n_t}{n_t^0}$ 比值越大。反之，l 越长，$\dfrac{n_t}{n_t^0}$ 就越小，只有当 $l\to\infty$，$\dfrac{n_t}{n_t^0}\to1$。

三、对突变腔 Q 激光器

1．对阶跃常开式 Q 开关情况，由于腔突然打开后，能保持高 Q 值状态的时间可很长，Δt 值很大，$\tau_c\ln\dfrac{\phi_p}{\phi_i}$ 可忽略，故由(1)式得：

$$n_t=n_t^0 \tag{3}$$

2．对阶跃关闭式 Q 开关情况，若腔打开的持续时间为 Δt，则由(1)式得：