讲 座

近 代 物 理 讲 座

# 第二讲 关于激光器的若干问题

张 合 义

(北京大学物理系)

这一讲主要是针对非激光专业的学生在学激光时,所碰到的一些问题而写的,并非对激光的全面介绍.本讲主要阐述激光振荡模式、振荡频率的转换(主要以倍频为例)、调Q以及锁模等,用尽可能简单的数学,将这几个问题的物理实质讲清楚.

## 一、激光器的构成

一般的激光器主要由谐振腔和增益介质构成.增益介质放在谐振腔中.

谐振腔由彼此相对的两块反射镜组成:一块为全反射镜;一块为部分反射镜.两镜间的距离远远大于在其间传播的光波波长 $\lambda$.腔的作用是使光波在两镜间的介质中不断来回反射,得以放大形成激光振荡,出射激光.一种典型的谐振腔就是一个法布里-珀罗干涉仪. 激光束由部分反射镜端输出.

增益介质对光有增益作用,这也是产生激光的前提条件.当介质具有满足辐射跃迁选择定则的两个特定能级 $E_1$ 和 $E_2$,且能级 $E_2$ 的粒子数大到 $N_2>N_1$ ($N_1$ 为能级 $E_1$ 的粒子数)时,介质对于满足频率 $\nu=(E_2-E_1)/h$ 的入射光有增益作用(这是非简并的能级).

为讨论方便,就以平行平面镜构成的法布里-珀罗腔为例.

如图1示,两平面镜 $M_1$, $M_2$ 平行放置.两镜相距为 $L$,中间放有折射率为 $n$ 的介质.当腔内有沿垂直于镜面方向的两列沿相反方向传播的光波时,这两列波便发生干涉.当条件 $nL=(\lambda/2)q$(其中 $q$ 为正整数,可达$10^6$—$10^7$)得到满足时,腔内形成驻波,建立的波场为驻波场.

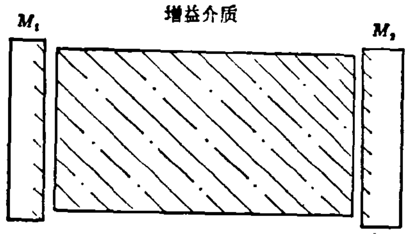


图 1

满足 $nL=(\lambda_q/2)q$ 的光波不一定在腔内形成振荡,还要求增益介质中形成的增益波长必须落在增益线宽内.增益线宽如图2所示.由于 $q$ 很大,故 $\lambda_q$ 和 $\lambda_{q+1}$ 差异很小.这样,波长 $\lambda_q$, $\lambda_{q+1}\cdots\lambda_{q+n}$ 便都落在增益线宽以内,因而可在谐振腔内形成激光.

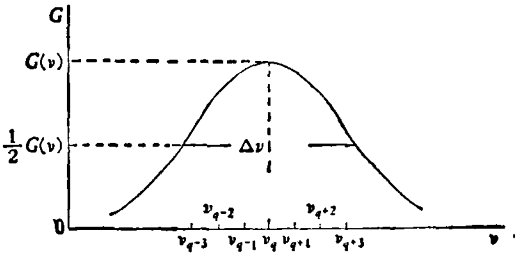


图 2

## 二、激 光 的 模 式

### 1.纵模

当$L$和$n$一定时，谐振腔中可以有许多驻波．每一驻波的振荡为一个激光的振荡纵模，所以纵模就是谐振腔中允许的光场的各种纵向稳定分布．那么，腔中究竟有多少个纵模呢?这取决于线宽和模频率间隔的比值．

通过简单计算，得出纵模频率间隔为

$$\delta\nu = \nu_q - \nu_{q-1} = (c/2nL)[q-(q-1)] = c/(2nL).$$

这里$c$是光速如果激光的增益介质线宽为$\Delta\nu$，腔中纵模数为

$$N = \Delta\nu/\delta\nu.$$

例如氦-氖 (He-Ne) 激光器的出射光的波长为6328埃，若其腔长为 $L=1$ 米，增益线宽为$\Delta\nu = 1.5\times10^9$赫兹，介质的折射率 $n\approx1$.因为

$$\delta\nu = c/(2nL) = (3\times10^{10})/(2\times10^2) = 1.5\times10^8\text{赫兹},$$

所以腔中的纵模数为

$$N = \Delta\nu/\delta\nu = (1.5\times10^9)/(1.5\times10^8) = 10.$$

通常我们说激光的单色性好，即频带窄，由上面讨论知道，这是有条件的．由以上的例子，对6328埃的 He-Ne 激光器，若 $L=1$ 米，则约有10个纵模．这十个纵模覆盖的频率范围就是$\Delta\nu$，即这台激光器输出的谱线宽度与一个Ne放电管射出的6328埃谱线线宽是一样的．要单色性好，首先要得到单模振荡．由 $\delta\nu = c/(2nL)$ 和 $N=\Delta\nu/\delta\nu$ 两式知道，要使激光器只有一个振荡纵模，必须缩小谐振腔的腔长，以达到$N=1$.

假定适当选取腔长$L$，例如一个氦-氖激光器可得到单一振荡纵模．但一般而言，这单模激光的频率不是固定的，因为

$$\nu_q = q\frac{c}{2nL},$$

$n$与$L$的变化都会引起频率$\nu$的变化．由于放电管的发热，以及周围环境温度的波动，都将使激光管的腔长$L$有变化．激光管放电电流的波动以及介质成份的变化，将引起折射率$n$的变化．这些都会使出射激光的频率改变．这样，当我们用干涉仪看模谱时，会看见模谱是在增益线宽中移动．所以对于一个一般的激光器，要使其频率稳定，就得采取稳频措施．

**2. 横模**

使用激光器时，若把一个白屏插入光束中，就会发现有时得到一个对称的圆斑［图 3(a)］，有时还会发现一些形状更为复杂的光斑［图3(b)，(c)，(d)]．由前边纵模的讨论知道，谐振腔中纵向不同的稳定驻波场的分布频率是不同的．光场在横向上(即在垂直于光传播方向上的$x$，$y$平面内)不同的稳定分布就是横模．横模分为轴对称和旋转对称两种．

激光的模式一般用 $TEM_{mnq}$ 标记． TEM 是英文的 Transverse Electromagnetic Mode 的字头缩写．$m$为波场沿$x$方向的节点数，$n$为沿$y$方向的节点数，$q$为沿$z$方向的节点数．那么图3中(a)，(b)，(c)，(d) 所示的四个图形的 $TEM_{mnq}$ 表示式分别为：$TEM_{00q}$，$TEM_{10q}$，$TEM_{13q}$，$TEM_{11q}$．故激光的横模就是谐振腔中所允许的光场的各种横向稳定分布．

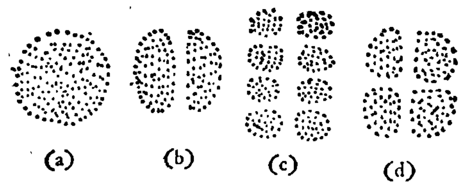


图 3

**3. 振荡频率**

激光器出射光的频率 $\nu_{mnq}$ 不仅和$m$，$n$，$q$有关，还与腔中的结构有关，但无论对于何种结构的腔，关系式 $\delta\nu = c/(2nL)$ 总是成立的.在所有各种结构的腔中，谐振频率 $\nu_{mnq}$ 的表达式中最简单的是共焦腔．共焦腔的示意图如图4

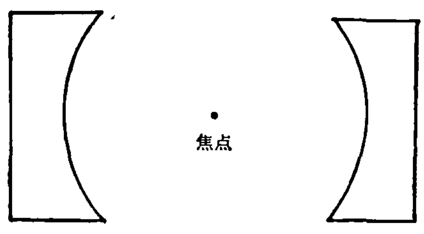


图 4

所示，它由两个曲率半径$R$相等的凹面镜构成。这种腔的 $L=R$. 由曲率半径和焦距的关系知道，这时两个凹面镜的焦点是重合的。对于共焦腔有

$$\nu_{mnq}=[c/(4nL)][2q+m+n+1].$$

由这个公式得出

$$\begin{aligned}\nu_{10q}-\nu_{00q}&=c/(4nL)\\&=(1/2)\times(\nu_{00q+1}-\nu_{00q})\\&=(1/2)\delta\nu.\end{aligned}$$

所以 $TEM_{10q}$ 模的频率正好落在 $TEM_{00q}$ 与 $TEM_{00q+1}$ 模的频率中间。我们可以用扫频干涉仪分析一支激光器是否是单模，就是根据这一点。另外，还可以看出

$$\nu_{10q}=\nu_{01q}.$$

即这两个模的频率相同，是简并的。故当 $m=n$ 时，只要 $q$ 差 1 即得

$$\delta\nu=c/(2nL).$$

## 三、倍频、激光频率的变换

为扩展激光器的工作频带，增大激光器的工作范围，常常需通过倍频（或变频）技术来实现，例如，可以通过把激光射到倍频晶体上来产生倍频。

倍频产生的原理：

从经典电子论的观点看，介质中的正负电荷在外电场作用下形成偶极子 $\boldsymbol{P}'$,

$$\boldsymbol{P}'=e\boldsymbol{r}.$$

其中 $e$ 为负电中心的电荷，$\boldsymbol{r}$ 为从负电中心到正电中心的矢径。设单位体积中的粒子数是 $N$，则单位体积内的电偶极矩 $\boldsymbol{P}$ 为

$$\boldsymbol{P}=N\boldsymbol{P}'=\chi\boldsymbol{E}.$$

经典电子论认为电子在外场作用下，是在平衡位置附近做受迫振动。

在弱场下，$\chi$ 为常数；强的外电场下 $\chi$ 与 $\boldsymbol{E}$ 有关，产生非线性极化，有

$$\boldsymbol{P}=\chi\boldsymbol{E}(1+d_1\boldsymbol{E}+d_2\boldsymbol{EE}+\cdots),$$

其中 $\chi, d_1, d_2, \cdots$ 为极化系数，且 $d_1\gg d_2\cdots$

当入射光为普通光时，光强度较弱，有 $d_1E<1$，故高次项可忽略，则

$$\boldsymbol{P}=\chi\boldsymbol{E}.$$

当入射光为强激光时，光强度很强，$\boldsymbol{E}$ 的高次项起作用，$\chi$ 与 $\boldsymbol{E}$ 不再是线性关系，产生非线性极化，有

$$\boldsymbol{P}=\chi\boldsymbol{E}+d_1\chi\boldsymbol{EE}+\cdots,$$

其中 $\chi\boldsymbol{E}$ 为线性极化项，$d_1\chi\boldsymbol{EE}$ 等为非线性极化项 $\boldsymbol{P}_M$. 仅考虑二次项时，$\boldsymbol{P}_M$ 的标量式为

$$|P_M|=d_1\chi|\boldsymbol{E}|^2.$$

如果取 $\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}_0\sin\omega t$，代入上式，得

$$\begin{aligned}|\boldsymbol{P}_M|&=d_1\chi|\boldsymbol{E}_0|^2\sin^2\omega t.\\&=\frac{1}{2}d_1\chi|\boldsymbol{E}_0|^2(1-\cos2\omega t)\\&=\frac{1}{2}d_1\chi|\boldsymbol{E}_0|^2\\&\quad-\frac{1}{2}d_1\chi|\boldsymbol{E}_0|^2\cos2\omega t.\end{aligned}$$

式中第一项为直流项，是光整流。第二项中有 $2\omega$，它恰为入射频率的 2 倍。所以当入射光以频率 $\omega$ 入射到倍频晶体上后，出射光就有 2 倍频率的光。由于 $d_1$ 很小，故只有光很强时才产生显普的二倍频效应。同理，三次项产生三倍频的光，……

并非任何晶体都能产生二倍频效应。如果晶体有对称中心，则

$$\boldsymbol{P}=f(\boldsymbol{E}),$$

必有

$$-\boldsymbol{P}=-f(\boldsymbol{E}).$$

那么 $\boldsymbol{P}$ 是 $\boldsymbol{E}$ 的奇函数，故 $f(E)$ 中不出现 $\boldsymbol{E}$ 的偶次项，非线性极化系数 $d_1, d_3, \cdots$ 均为零。所以中心对称的晶体不产生二倍频效应，但可出现三倍频效应。可见有对称中心的晶体不会产生倍频效应，只有无对称中心的晶体才产生倍频效应。

考虑到晶体的各向异性，一般说来 $\boldsymbol{P}$ 与 $\boldsymbol{E}$ 并不平行，即有

$$\chi d_e=(d_{i\alpha})=\begin{pmatrix}d_{11}&d_{12}&d_{13}&d_{14}&d_{15}&d_{16}\\d_{21}&d_{22}&d_{23}&d_{24}&d_{25}&d_{26}\\d_{31}&d_{32}&d_{33}&d_{34}&d_{35}&d_{36}\end{pmatrix}.$$

如果 $\boldsymbol{P}$ 的三个分量分别记为 $P_x, P_y, P_z$，则

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = (d_{i\alpha}) \times \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_yE_z \\ 2E_zE_x \\ 2E_xE_y \end{pmatrix}.$$

由于晶体具有一定的对称性，矩阵元 $d_{i\alpha}$ 中只有少数不等于零．常用的几种倍频晶体中，KDP（磷酸二氢钾）的 $d_{12}$，$d_{36}$ 不为"0"；铌酸锂的 $d_{22}$，$d_{31}$，$d_{15}$ 不为"0"．

利用倍频技术可以由可见光激光器获得紫外的相干光．除了倍频以外，二阶非线性还有和频、差频、参量振荡．利用参量振荡可以获得波长可调的激光．而三阶非线性又包括三次谐波(三倍频)，可获得更短的紫外光．利用可调谐的可见光激光器，通过受激拉曼散射可以产生红外可调谐的激光．当然还有更高阶的非线性光学效应．总之可以利用这种非线性光学的方法，扩展激光的波段．这使得激光得到更广泛的应用．

## 四、调 Q

对于一个激光器，与对一般谐振腔的质量的评定一样，也是用品质因数 $Q$ 来描述其谐振腔的质量的．激光器的谐振腔的品质因数定义为

$$Q = 2\pi\nu_0 \frac{\text{腔内储存的激光能量}}{\text{1 秒内消耗的激光能量}},$$

其中 $\nu_0$ 为激光器发出的激光的中心频率．

激光器产生激光的条件为光波在谐振腔中来回一次损失的能量小于增加的能量．当外界激发作用很弱时，增益介质的增益系数小于某一值 $\alpha_0$ 时，激光器没有输出．当外界激发作用增强时，增益系数恰为某一值 $\alpha_0$ 时，激光器开始输出激光，但很弱．当外界作用增强到介质的增益系数大于 $\alpha_0$ 后，光在腔内来回一周被放大．这样，当光波在腔内来回不断反射时，由介质中获增益而加强．但光强度增加后，增益会趋于饱和，最后达到稳定的激光输出．

对于未加控制的脉冲固体激光器产生的激光，由于腔中介质的增益系数随入射光强而变化，使激光器输出的激光脉冲为多个尖峰结构，以致输出功率不高，并难鉴定．因而要采用调 $Q$ 技术，控制激光器以获得高峰值功率的单个脉冲．

调 $Q$ 就是通过某种方法，使腔的 $Q$ 值按规定程序变化．在激光器开始工作时，处于低 $Q$ 值状态，粒子不断被激发到亚稳态上．由于 $Q$ 值低，介质的增益小于损耗，无激光输出．这样就可以使亚稳态上的粒子积累到高水平．然后使腔的 $Q$ 值突然增大，则腔内建立起极强的振荡．在短时间内，上能级粒子贮存的能量大部分转变为腔的光能，从输出端可以获得一个强脉冲．

调 $Q$ 的方法有多种，如转镜法、电光法、声光法和染料法等．下面以电光法为例介绍一下调 $Q$ 的过程．

电光法即利用某些晶体的电光效应，做成电光开关，对激光器进行调 $Q$．电光法装置如图 5 所示．

假如激光器输出的光原来是不偏振的，则在腔内放上一偏振片或偏振稜镜（如格兰稜镜）和一个电光晶体，并在晶体上加上某一电压，使入射到晶体上的一束平面偏振光穿过晶体后变成圆偏振光．反射镜反射这束圆偏振光，这束光再从晶体出射后又变成平面偏振光，但与原

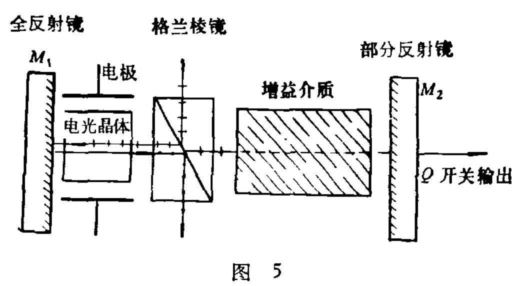


图 5

来的振动方向差了 $\pi/2$，因而不能透过偏振系统反射出腔外．即激光器处于低 $Q$ 状态，不形

成激光振荡(本例为格兰棱镜)．当加在晶体上的电压突然变成零，这时电光晶体上没有电压，不产生电光效应，所以光通过晶体时，偏振状态不变．平行于偏振棱镜偏振轴的光可以往返通过棱镜，光无损耗，所以器件立即由原来的低状态变为高$Q$状态，产生激光振荡，输出一个强脉冲．

## 五、锁模振荡

一般利用调$Q$方法可以得到短脉冲强激光．但脉冲宽度 $L/c$ 的数量级一般约为 $10^{-8}$ 到 $10^{-9}$秒，要得到更短的超短脉冲激光，则是利用锁模的方法，其原理可以简述如下：

当谐振腔中有一定个数的纵模时，比如上边谈到的 1 米长的氦-氖激光器有 10 个模，彼此不相干．但在有的情况下可使光束中不同的振荡模式间有相同的位相，这称为锁相或锁模．锁模激光脉冲可达到 $10^{-14}$ 秒，且有很高的脉冲峰值功率，如瞬时功率可达 $10^{12}$ 瓦．这种为获得高峰值输出功率而采取的、强迫各振荡模位相保持它们的相对值而压缩脉冲时间的方法就是锁模方法．

锁模原理：

激光器中出现多个纵模时，纵模间频率之差为

$$\Delta\omega = \omega_q - \omega_{q-1} = 2\pi(\nu_q - \nu_{q-1}) = \frac{\pi c}{nL}.\ (q\text{ 为正整数})$$

第 $q$ 个纵模的圆频率为

$$\omega_q = \omega_0 + q\Delta\omega,$$

其中 $\omega_0$ 为中心纵模的圆频率．

令第 $q$ 个纵模的电矢量为

$$A_q(t) = A_0 e^{j[(\omega_0+q\Delta\omega)t+\phi_q]},$$

上式中 $t$ 是时间，$\phi_q$ 是 $q$ 模的初位相．如果各个模的 $A_q(t)$ 的位相无关，总功率可以直接相加求得．实际中是设法把各电矢量的位相锁住．为了讨论更简单又不失去其物理实质，可以设各模的 $\phi_q$ 相同，且都为"0"，并设所有的模的振幅 $A_{q_0}$ 均相等，且等于 $A_0$．对$N$个模求和，有

$$A(t) = \sum_q A_q(t) = \sum_q A_0 e^{j[(\omega_0+q\Delta\omega)t]}.$$

这类似于光栅方程．把上式变形，求和便得

$$A(t) = A_0\frac{\sin(N\Delta\omega t/2)}{\sin(\Delta\omega t/2)}.$$

由光强度与振幅的关系：

$$I(t) = A(t)A^*(t) = A_0^2\frac{\sin^2(N\Delta\omega t/2)}{\sin^2(\Delta\omega t/2)},$$

得 $t=0$，$2\pi/\Delta\omega$，$4\pi/\Delta\omega$，$\cdots$ 时，$A(t) = NA_0$，故锁模时的光强度为

$$I = N^2A_0^2 = I_{\max};$$

而不锁模时的光强度为：

$$I = NA_0^2.$$

所以锁模时的光强度为未锁模时的光强度的$N$倍，即 $I_L = NI$．

已知 $\Delta\omega = \omega_q - \omega_{q-1} = (\pi c)/(nL)$，所以相邻脉冲时间间隔为$T = 2\pi/\Delta\omega = 2nL/c$，亦即从激光器出射的激光是一个一个的脉冲．

取 $\delta T$ 为脉冲半宽(半功点间的时间间隔)，则

$$\delta T = T/N = (2nL)/(CN).$$

这是因为取 $t=0$ 时为脉冲的峰值，当 $t$ 偏开 0 一点儿，光强就变成很小的值了．由 $I$ 的表达式知道，若 $\sin^2(\Delta\omega Nt/2) = 0$，而 $\sin^2(\Delta\omega t/2) \neq 0$，则 $I=0$，即当 $(\Delta\omega Nt)/2=\pi$时，$I=0$．

由 $(\Delta\omega Nt)/2=\pi$，并把 $\Delta\omega = (\pi c)/(NL)$ 和 $t=\delta T$ 代入其中，得

$$\pi = [(\pi CN)/(2nL)]\delta T,$$

即 $\delta T = (2nL)/(CN) = T/N$．

由上式知锁住的模越多，脉冲越窄．因 $\delta\nu = c/(2nL)$，所以上式可写成

$$\delta T = \frac{1}{\delta\nu}\ \frac{1}{T}.$$

$\delta\nu$ 为两纵模的频率差，$N$为模数，$N\delta\nu$ 即为增益线宽．因此从锁模观点看，增益线宽越宽，纵模$N$数越大，锁模脉冲就越窄．强脉冲功率所锁住的模的个数$N$必须很大．

运用锁模技术，可以得到高强度的以时间 $T=(2nL)/c$ 为周期的脉冲序列的激光输出．

可以由脉冲序列中选出一个单脉冲．这种超短脉冲最重要的意义是可以利用来研究一些极快的过程．如物质中极快的弛豫过程、分子的光化学反应过程等．

（冯庆荣整理）

# 磁 性 测 量 讲 座

# 第二讲 研究磁结构的实验方法(II)

周 文 生

（北京大学物理系）

## 三、核磁共振(NMR)和穆斯堡尔效应(ME)[10-13]

核磁共振和穆斯堡尔效应都属于核技术．它们有共同的物理基础，都是研究物质中原子核处的局部电、磁场对核能级的影响．但是，核磁共振的跃迁发生在由于塞曼效应核基态劈裂而成的次能级之间，而穆斯堡尔效应是在原子核基态与激发态能级之间的跃迁．由于核处的局部电场和磁场是由物质的微观结构（如离子分布、原子价态及对称性、电子云的分布、原子磁矩的有序化以及缺陷、空位等）决定的，因此核磁共振和穆斯堡尔效应可以作为研究物质结构的一种手段．它们在固体物理、生物和化学等领域中都有着广泛的应用．特别是穆斯堡尔效应对于研究含铁的磁有序材料是特别有效的．

### 1. 原子核的基本性质及其与电、磁场的相互作用

原子核是由若干质子和若干中子构成的．质子带有一个单位正电荷$+e$，它具有角动量，其自旋为1/2，与角动量相联系的本征磁矩为$2.79\mu_n$($=e\hbar/2Mc$，称为核磁子，$M$为质子质量)．中子不带电，与质子具有同样的自旋和角动量，但其本征磁矩与其角动量反平行，为$-1.91\mu_n$．

质子和中子角动量的矢量和构成原子核总角动量，称为核自旋，它的大小为

$$|\boldsymbol{I}|=\sqrt{I(I+1)}\hbar,$$

$I$为核自旋量子数．对于一定的原子核，能量最低的状态称为基态，其他能量较高的状态统称激发态．基态和激发态分别对应不同的量子数．处于基态的原子核，吸收一定能量的$\gamma$量子，可以跃迁到激发态．而激发态的原子核一般是不稳定的，它经过一定时间后以$\gamma$量子的形式发射电磁辐射，从而衰变到低能态．

与核自旋相联系，原子核也具有磁矩，它在某一方向的最大分量为

$$\mu_I=g\gamma\cdot I\hbar=gI\mu_n,$$

其中$\gamma$为原子核的旋磁比，$g$为原子核的朗德因子．

除具有磁矩外，原子核还具有总电荷$+Ze$，$Z$是原子序数，也就是原子核中的质子数．对于自旋量子数$I>1/2$的原子核，电荷分布不是球形对称的，这时原子核具有一个电四极矩$Q$．

原子核与电、磁场之间的相互作用可分为以下几种：

(1) *核磁矩与均匀磁场的相互作用*

按照量子力学的规律，在外加磁场或核外电子在核处产生的等效磁场（内场或超精细场）的作用下，原子核的角动量被限制在几个不连续的特定方向上，自旋量子数为$I$的角动量可能取$(2I+1)$个不同的方向．这些方向的角动量用磁量子数$m$来表征，$m$的变化范围为$+I$