

# 近代物理讲座

## 第十三讲 激光光谱学

叶佩弦

(中国科学院物理研究所)

激光光谱学是激光出现后蓬勃发展起来的学科。它以激光为光源，解决传统光谱学长期不能解决或难以解决的问题。由于激光具有高亮度、高度单色性和方向性的特点，激光光谱学除使传统的光谱学方法更趋精确和完善之外，还发展了许多独特的光谱学方法。由于这些方法的建立，无论是光谱分辨率、时间分辨率、或光谱灵敏度都愈来愈高。例如，十多年来光谱分辨率经历了消除多普勒加宽、压力加宽、渡越时间产生的加宽、二级多普勒加宽，直到超越自然线宽等各个阶段，使目前的最高分辨率接近于  $10^{-14}$ 。与此同时，激光光谱方法正被广泛应用于原子分子物理、凝聚态物理、化学和生物学研究中，成为不同领域的物理学家、化学家和生物学家普遍注意和采用的方法。本文仅就十多年来激光光谱学发展起来的一些主要方法作一简要的原理性介绍。

### 一、在线性光谱范围内的各种消多普勒光谱法<sup>[1]</sup>

在气体室中，原子的吸收或发射谱线的宽度通常远大于自然线宽。加宽的主要来源之一是原子在光束传播方向的运动有一定的速度分布。我们知道，在运动坐标系上观测同一光波，其频率与在实验室坐标系上的观测结果不同，此即多普勒效应。若准确到一级近似，其频差与该运动坐标系在光波传播方向的运动速度的一次方成正比（一级多普勒效应），若准确到二级近似，则还要加上一个与该速度的平方成正比

例的项（二级多普勒效应）。这样，对于在实验室坐标系中具有一定频率的光波，在具有不同速度的原子看来，就有着不同的频率。由于所有原子的固有频率相同，因而与不同速度的原子发生共振作用的光波在实验室坐标系上的频率也就有所不同。这就使吸收谱线的频率有一定的加宽，这种加宽称为多普勒加宽。原子的发射谱线由于类似的理由也有这种加宽。因为原子的速度分布与原子的质量  $M$ 、原子系统的温度  $T$  有关，故若谱线中心的圆频率为  $\omega_0$ ，则可证明这种加宽准确到一级近似的大小为

$$\Delta\omega_D = \frac{2\omega_0}{c} \left( 2 \ln 2 \frac{kT}{M} \right)^{1/2}.$$

这种加宽往往掩盖了谱线的精细和超精细结构，从而大大降低了光谱分辨的能力。为消除这种加宽，发展了多种在线性光谱范围内的方法。

#### 1. 原子(分子)束法

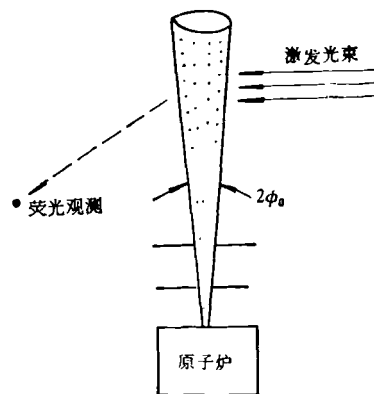


图 1

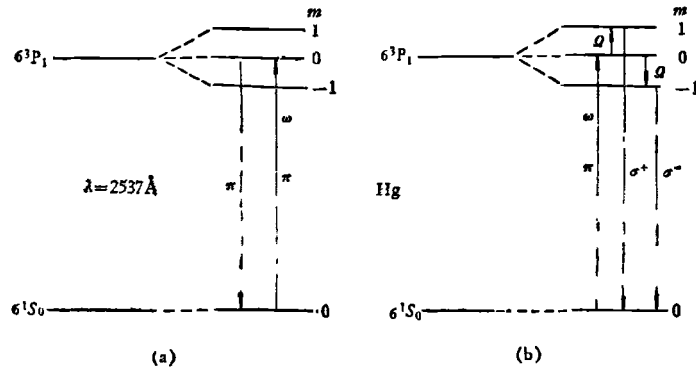


图 2

它是利用激光束的高度方向性，让与之相互作用的原子以束状沿垂直方向通过光束。这时由于原子在激光束传播方向没有速度分量，因此原子的吸收谱线原则上不会再有多普勒加宽。如果在既垂直于激光束又垂直于原子束的方向观测原子发射的荧光，则荧光谱线原则上也不会有这种加宽，原理如图 1 所示。但由于原子束仍存在一定的张角  $2\phi_0$ ，因而原子的速度在平行于激光束方向仍有一微小的分量，由此仍会存在大小为  $\delta\omega_D \approx \phi_0 \Delta\omega_D$  的多普勒加宽。不过由于  $\phi_0 \ll 1$ ，故  $\delta\omega_D$  比原有的多普勒加宽小得多。

## 2. 激光-微波(射频)双共振法

这种方法除了用具有共振频率的激光作用于原子之外，同时用具有共振频率的微波(射频)辐射作用于原子，以揭露在只有激光作用时由于多普勒加宽所掩盖的精细或超精细结构。下面以 Hg 原子的光谱为例加以说明。图 2(a) 是只有激光作用的情况。当入射一束具有  $\pi$  偏振的激光时，激光波长在  $\lambda = 2537 \text{ \AA}$  处产生共振吸收并发出相应的  $\pi$  偏振荧光。但由于吸收谱线和荧光谱线的多普勒加宽大于激发态  $6^3P_1$  中各子能级之间的频率间隔，因此无法确定这些子能级之间的相对位置。但如果同时用一微波辐射作用于原子系统，如图 2(b) 所示，则当微波频率  $\Omega$  等于  $6^3P_1$  中相邻子能级间隔时，原子将由  $m=0$  跃迁到  $m=1$  或  $m=-1$ ，并发出  $\sigma^+$  或  $\sigma^-$  偏振的荧光。这样，便可探测这些

子能级之间的相对位置。

## 3. 能级交叉法

如图 3 所示，激发态  $\beta$  在恒磁场  $H_0$  作用下劈裂为  $m=0, \pm 1$  三个子能级。当入射光方向垂直于恒磁场  $H_0$  而其偏振方向  $\epsilon$  平行于  $H_0$  时[见图 3(a)], 原子将发生  $|\alpha, 0\rangle \rightarrow |\beta, 0\rangle$  的跃迁，并在既垂直于入射光方向又垂直于  $H_0$  的方向发出偏振方向平行于  $\epsilon$  的荧光。和以前的情况一样，现在激发态的子能级也被淹没在荧光线宽之中而不能被揭露。但是，若改变恒磁场方向，使之既垂直于入射光方向，又垂直于  $\epsilon$  方向[见图 3(b)], 则入射光的偏振方向相对磁场方向不再是  $\pi$  偏振，而可看成是  $\sigma^+$  和  $\sigma^-$  两

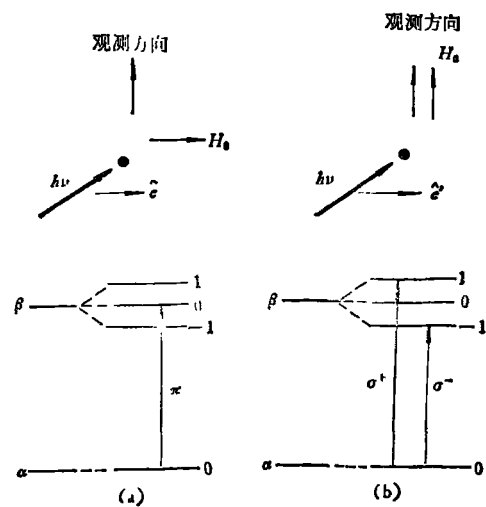


图 3

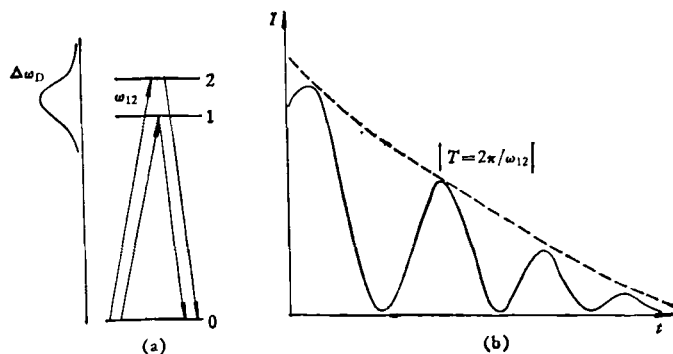


图 4

种圆偏振的组合。此时原子将发生如图 3(b) 所示的跃迁, 即从  $|\alpha, 0\rangle$  跃迁到由  $|\beta, 1\rangle$  和  $|\beta, -1\rangle$  叠加而成的激发态。当后者返回基态时, 将在平行于  $H_0$  的方向发出在  $\theta'$  方向偏振的荧光。其中  $\theta'$  并不与  $\theta$  平行, 而是从  $\theta$  的方向开始围绕  $H_0$  的方向以角速度  $\Omega$  旋转。这样, 由于在能级寿命  $\tau$  的时间内各个原子发出荧光的时刻不同, 因而在同一时刻观察到的各个不同原子发出的荧光的偏振方向也不同。尤其是当在时间  $\tau$  之内  $\theta'$  已能旋转一周以上时 (亦即  $\frac{2\pi}{\Omega} \leq \tau$  时), 观察到的荧光将是消偏振的。于是, 如果让  $H_0$  从零开始逐渐增大 (亦即逐渐增大  $\Omega$ ), 观测荧光由偏振变成消偏振的过程, 即可从能级寿命  $\tau$  估计能级的劈裂因子  $g$  (注意  $\Omega = g \mu_B H$ ,  $\mu_B$  为玻尔磁子), 反之由  $g$  也可估计  $\tau$ 。

#### 4. 量子拍频法

设图 4 中由能级 0 至 1 和 2 的跃迁均为允许跃迁, 且 1, 2 两能级都落在多普勒加宽的范围, 则用一般的光谱方法, 此二能级无法被分辨。但若这两个能级的频率间隔不大于单模激光的频谱宽度, 则原子受到该激光场的共振激发后将被激发到由状态 1 和 2 组成的叠加态中。当它回到基态时将发出荧光。此时, 由于 2 和 1 这两个能级与能级 0 之间的频率间隔不相等而是相差  $\omega_{12}$ , 故所发出的荧光将受到振幅调制, 调制频率正好是  $\omega_{12}$ 。因此, 在荧光强度的衰变曲线中将出现幅度的调制。从调制的

周期便可测定能级 1 和 2 之间的频率间隔  $\omega_{12}$ , 从而将能级 1 和 2 分辨开来。

## 二、饱和光谱法<sup>[2,3]</sup>

该方法是在烧孔效应基础上建立起来的。设  $E_1$  和  $E_2$  是原子的两个能级 [见图 5(a)], 起始时原子绝大多数处在能级  $E_1$ 。又设原子在激光束传播方向的速度为  $v$ 。由于存在一定的速度分布, 因此处在  $E_1$  和  $E_2$  上的原子数  $N(E_1)$  和  $N(E_2)$  都是原子速度  $v$  的函数, 在没有受到激光作用时, 它们如图 5(b) 的实线所示。由于不同速度的原子对与之作用的一定的激光束所感受到的频率是不同的, 因此在实验室的参考系看来, 与不同速度原子发生共振的激光频率也是不同的。可以证明, 与速度为  $v$  的原子发生共振的激光频率为  $\nu =$

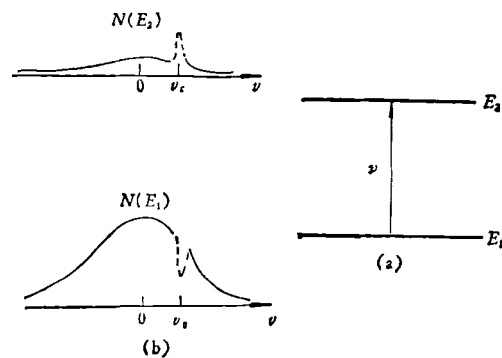


图 5

$\nu_0 \left(1 - \frac{v}{c}\right)$ 。这样,当激光的单色性很好,使得激光的线宽远小于吸收谱线的多普勒加宽时,一定频率  $\nu_r$  的激光束就只能激发速度为  $v_r = \frac{\nu_0 - \nu_r}{\nu_0} c$  的那一部分原子 ( $\nu_0$  是谱线的中心频率),并使后者处在激发态  $E_2$ 。这时,基态和激发态原子数目的速度分布曲线在  $v = v_r$  处便要发生改变。由于基态中的这部分原子受到激发而到达激发态,便使  $N(E_1)$  在  $v = v_r$  处产生一凹陷,如同烧了一个孔,称为烧孔效应。相应地也使  $N(E_2)$  在该处发生一凸起,如图 5(b) 虚线部分。

现在,设计一个如图 6(a) 所示的实验。频率可调的激光束通过半透半反镜  $M_1$  进入吸收室,吸收室中充以上述具有二能级结构的气体原子,而且  $(E_2 - E_1)/h = \nu_0$ 。激光束通过吸收室后被反射镜  $M_2$  折回并沿反方向再通过吸收室而进入接收器 D。此时,改变激光频率  $\nu$ ,试问将会有何现象发生? 当  $\nu = \nu_r < \nu_0$  时,若以入射光的方向为原子速度的正方向,则当激光束第一次通过吸收室时,将在原子的速度分布曲线  $N(E_1)$  的  $v_r = \frac{\nu_0 - \nu}{\nu_0} c$  处烧了一个孔,亦即使  $\nu_r$  处的基态原子数减小[见图 6(b)]。当这个激光束反方向再次通过吸收室时,与激光束发生共振作用的已不再是速度为  $v_r$  的原子,而是速度为  $-v_r$  的原子。因此,在  $\nu_r$  处烧孔与否并不影响原子系统对反向通过的激光束的吸收。上述分析同样适合于  $\nu = \nu_r > \nu_0$  的情形。但当  $\nu = \nu_0$  时,沿正向通过吸收室的激光束在  $v = 0$  处烧孔,与反向通过的激光束发生共振作用的也是  $v = 0$  那部分原子。由于正向通过时已使这部分原子处于基态的数目大为

减小(饱和激发),故这部分原子对反向通过的激光束的吸收也将大为变小。于是,在改变激光频率  $\nu$  时,观测到的吸收谱线的轮廓便会在  $\nu_0$  处出现一个凹陷[亦即吸收变小,见图 6(c)]。这个凹陷的宽度差不多等于自然线宽。从这个凹陷的位置便可准确定出  $\nu_0$ ,从而消除了多普勒加宽。这种消多普勒光谱法称为饱和吸收光谱法。用类似原理也已建立所谓饱和荧光光谱法。加上检测方法的改进,这类光谱法有很高的分辨率。1970 年, Schawlow 等人正是用这种方法首次观测到  $I_2$  分子光谱的超精细结构。

### 三、偏振光谱法<sup>[4]</sup>

该方法是在饱和光谱法的基础上加上偏振的激发与检测,从而进一步改善光谱分辨率。如图 7(a) 所示,设高、低两能级的角量子数  $j'$  和  $j$  均为  $\frac{1}{2}$ , 它们的子能级分别用  $m' = \pm \frac{1}{2}$  和  $m = \pm \frac{1}{2}$  表示。设计如图 7(b) 所示的实验。频率为  $\nu$  的激光从正、反两个方向通过吸收室。当  $\nu = \nu_0$  时,如前所述,正、反两束光将作用于同一部分的原子。现在,如果沿正向通过吸收室的激发光是  $\sigma^+$  的圆偏振光。此时处于  $j = \frac{1}{2}, m = -\frac{1}{2}$  状态的原子将被激发到状态  $j' = \frac{1}{2}, m' = \frac{1}{2}$ 。从而使原子系统对  $\sigma^+$  和  $\sigma^-$  两种圆偏振的探测光有不同的吸收能力。这时,线偏振的探测光(可分解为  $\sigma^+$  与  $\sigma^-$  的叠加)反向通过吸收池后偏振方向会发生改变。经交叉偏光检测便可测出其变化,如图 7(c) 所示。但当  $\nu$  偏离  $\nu_0$  时,由于

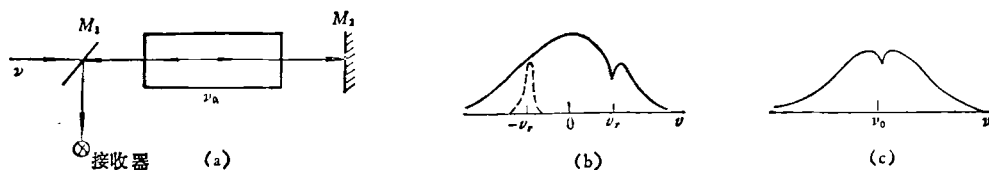


图 6

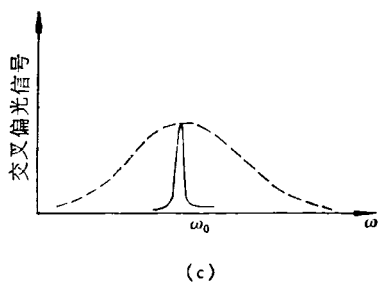
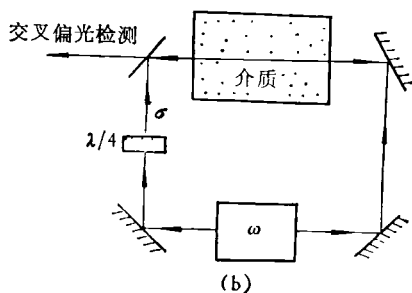
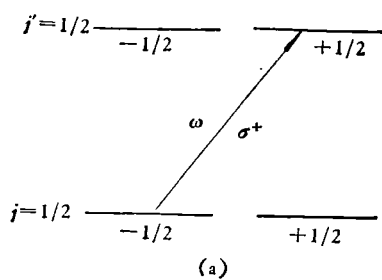


图 7

与探测光作用的原子并不属于上述被激发的那部分原子，因此探测光的偏振方向不会改变，因而也就没有交叉偏光信号。用这种方法得到的消多普勒光谱，好处在于其共振信号没有附加

的背底。

#### 四、消多普勒双光子光谱法<sup>[5,6]</sup>

若 1 和 2 两个能级之间属于电偶矩禁戒跃迁[见图 8(a)], 则可以通过双光子共振使原子由 1 激发到 2。但如果两个被吸收的光子都来自同一束激光, 则这样的双光子吸收谱线仍然存在多普勒加宽。设想有两束具有相同圆频率  $\omega$  但方向相反的激光束同时作用于原子系统, 则速度为  $v$  的原子所感受到的这两束光的频率分别为  $(\omega + kv)$  和  $(\omega - kv)$ 。其中  $k$  为光波波数。如果该原子分别从这两束光中各吸收一个光子, 则只有当

$$(\omega + kv) + (\omega - kv) = \omega_{12}$$

时, 共振条件才会满足。但这意味着必须  $2\omega = \omega_{12}$ 。也就是说, 不论原子的速度如何, 这种从相反方向的激光束中各吸收一个光子的共振吸收, 都发生在同一激光频率上(即  $\omega = \omega_{12}/2$ )。从另一角度看, 这也就是说多普勒加宽已被消除。此时谱线将如图 8(b) 所示, 在  $2\omega = \omega_{12}$  处出现尖峰, 线宽  $\Gamma$  差不多等于自然线宽。这种谱线的特点是尖峰两侧仍有一个较宽的背底, 它是由于原子同时也可在一个方向的光束中吸收两个光子造成的。这种消多普勒光谱的特点是, 所有不同速度的原子对吸收峰的强度都有贡献, 而不象单光子饱和光谱那样, 只有  $v = 0$  的原子才有贡献。因此, 虽然双光子跃迁几率很小, 但这种吸收谱的强度也并不比饱和吸

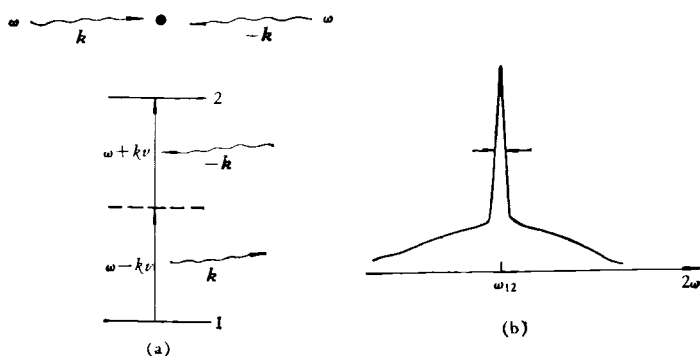


图 8

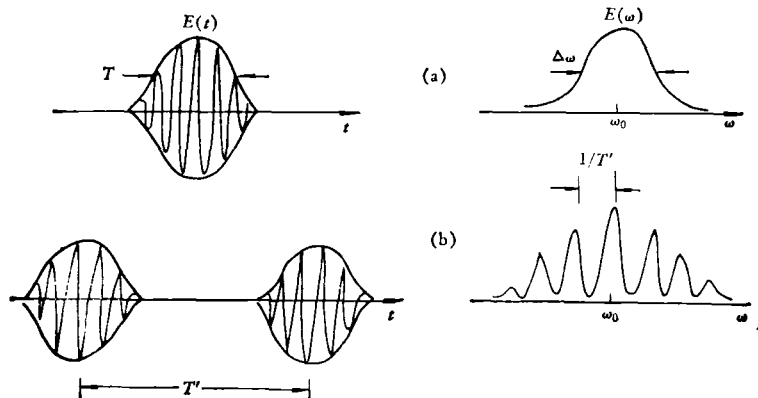


图 9

收谱弱多少。

### 五、光学 Ramsey 技术<sup>[7,8]</sup>

七十年代末，当激光光谱学在克服了多普勒加宽和压力加宽而向自然线宽的极限冲击时，需要克服两个障碍。其一是原子渡越光束横截面时间的影响，以及与此相联系的激光脉宽变窄后对谱的影响。另一是平方多普勒加宽的影响。光学 Ramsey 技术是为克服第一个障碍而产生的光谱学方法。

为便于理解，先介绍时间 Ramsey 技术。我们知道，激光脉冲愈窄，它的频谱愈宽。如图 9 (a) 所示，若  $\tilde{E}(\omega)$  是激光脉冲  $E(t)$  的频谱函数，则用这样的脉冲激光去进行光谱探测，可分辨的最小频率间隔不会小于频谱宽度  $\Delta\omega$ 。在仍然采用窄脉冲激光的情况下，为了提高光谱分辨率能力，可利用时间间隔相同的一个脉冲系列作用于原子系统。如图 9(b) 所示，设有两个相继作用的激光脉冲，时间间隔为  $T'$ 。如果这两个脉冲是相干的，则现在的频谱函数是在  $\tilde{E}(\omega)$  上进行了幅度调制。两个相邻尖峰间隔是  $1/T'$ 。脉冲串的数目愈多，峰愈尖。可以看出，现在可分辨的最小频率间隔将缩小为  $1/T'$ 。这称为时间光学 Ramsey 技术。

与此相类比，发展了空间 Ramsey 技术。如图 10(a) 所示，设与原子束相互作用的激光束具有横向宽度  $a$ 。平均速度为  $\bar{v}$  的原子通过横

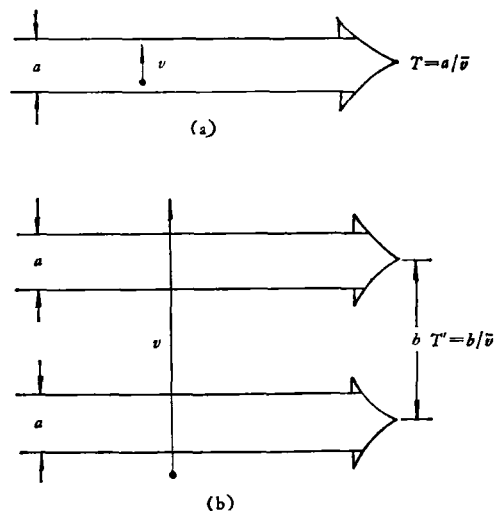


图 10

截面的时间为  $T = a/\bar{v}$ 。根据测不准原理，这将引起大小为  $\Delta\omega \sim \bar{v}/a$  的谱线加宽，也就是说，这时可分辨的最小频率间隔不会小于  $\Delta\omega$ 。为了进一步提高分辨能力，设想有两束以上相互平行的互相相干的激光束，相互的距离为  $b$  [见图 10(b)]，让原子束相继通过这些激光束，则可分辨的最小频率间隔将由  $T' = b/\bar{v}$  而不是由  $T$  决定。亦即可分辨频率为  $\Delta\omega' \sim \bar{v}/b$ 。加大  $b$  便可提高光谱分辨率。

平方多普勒加宽是在量级上比普通的多普勒加宽要小的一种加宽，来源于上述二级多普勒效应，并与原子速度的平方有关。由于它与原子是沿着或逆着光束传播方向无关，因此上

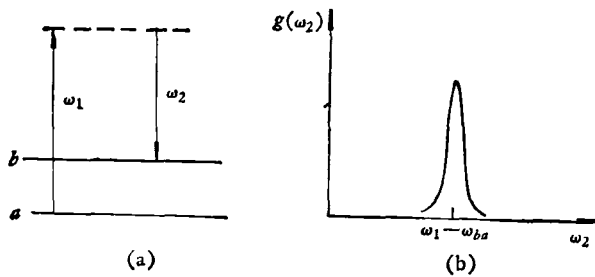


图 11

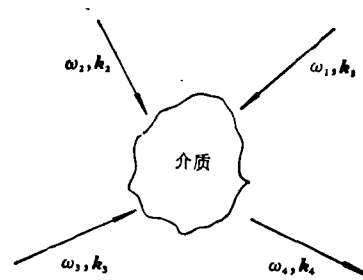


图 12

面介绍的消多普勒光谱法都无法将它消除。为消除这种加宽，现在已发展了一种称为陷阱原子法的光谱学方法，亦即将原子约束在一个较小的活动范围，以降低其运动速度。

### 六、非线性光学的光谱方法<sup>[9]</sup>

随着激光光谱学研究范围的扩大，人们希望发展一些不仅适用于气体中的原子和分子，同时也适用于凝聚态物质的光谱学方法。在探讨各种非线性光学效应的基础上发展起来的多种光谱学方法就属于这一类。这里仅介绍其中几种。

#### 1. 喇曼增益光谱法

如图 11(a) 那样的能级系统，如果有频率分别为  $\omega_1$  和  $\omega_2$  的两束激光同时作用在它上面，且其中  $\omega_1$  是固定的。当调谐  $\omega_2$ ，并当

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_{ba}$$

时，频率为  $\omega_2$  的激光束将获得最大的增益。增益曲线如图 11(b) 所示。

#### 2. 逆喇曼光谱法

如图 11 所示，现在固定频率  $\omega_2$ ，调谐  $\omega_1$ ，则当  $\omega_1 - \omega_2 = \omega_{ba}$  时，激光束  $\omega_1$  将出现最大的损耗。因此，从损耗曲线  $\alpha(\omega_1)$  的峰值位置也可定出能级  $b$  与  $a$  之间的间隔。

#### 3. 四波混频光谱法

四波混频是非线性光学效应中重要的一类。设有三束激光同时作用于非线性介质中，它们的频率、波矢和光场分别为  $\omega_i, \mathbf{k}_i, \mathbf{E}_i (i=1, 2, 3)$ ，则它们与非线性介质相互作用后，可

产生频率为  $\omega_4 = \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3$  的第 4 束光（见图 12），但必须满足所谓位相匹配条件  $\mathbf{k}_4 = \mathbf{k}_1 \pm \mathbf{k}_2 \pm \mathbf{k}_3$  ( $\mathbf{k}_i$  为所产生光束的波矢)。产生的第 4 束光的电场矢量为

$$\mathbf{E}_4(\omega_4) \propto \mathbf{X}^{(3)}: \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2 \mathbf{E}_3$$

其中  $\mathbf{X}^{(3)}$  是介质的三阶极化率张量。一般说来  $\mathbf{X}^{(3)}$  是频率  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$  以及它们的和、差的函数。当这些频率或它们的和、差与介质中的某一对能级发生共振时， $\mathbf{X}^{(3)}$  出现极值，因而混频信号  $\mathbf{E}_4(\omega_4)$  也出现峰值。利用这种所谓共振增强效应可以探测介质中能谱的位置。这种方法称为四波混频光谱法。

CARS 光谱（相干反斯托克斯喇曼散射谱）是四波混频光谱的一种。如图 13(a) 所示，当  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$  三束激光同时作用于具有能级  $a, b$  的系统时，在满足位相匹配条件下将产生频率为  $\omega_4 = \omega_1 - \omega_2 + \omega_3$  的激光。但只有当  $\omega_1 - \omega_2 = \omega_{ba}$  时频率为  $\omega_4$  的信号才会足够强并出现尖峰。在通常的实验中， $\omega_3$  与  $\omega_1$  是同一束光。这时 CARS 信号的频率为  $2\omega_1 - \omega_2$ 。信号强度与  $\omega_1 - \omega_2$  的关系如图 13(b) 所示。峰值出现在  $\omega_{ba}$  处。

简并四波混频光谱是四波混频光谱的另一特例。这时三个作用光波的频率以及所产生的混频光波的频率均相同。这种光谱学可用于产生单光子和双光子消多普勒光谱。

### 七、瞬态相干光谱学<sup>[10]</sup>

设二能级原子的基态和激发态分别为  $|1\rangle$

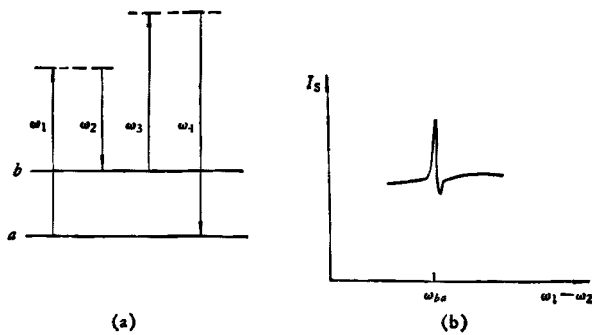


图 13

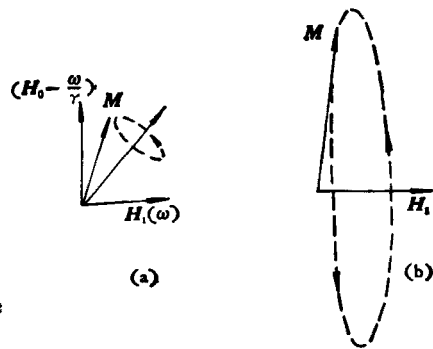


图 14

和 $|2\rangle$ 。在频率与之共振的激光场作用下，( $t=0$ 时)处在基态的原子要发生状态的改变。一般说来，在 $t$ 时刻将处于状态

$$|\psi\rangle = C_1(t)|1\rangle + C_2(t)|2\rangle.$$

$|C_1(t)|^2$ 和 $|C_2(t)|^2$ 分别反映了原子在状态 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 的布居数， $C_1 C_2^*$ 代表 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 两个态之间的相干(coherence)。  $C_1 C_2^*$ 对原子系综的平均值 $\langle C_1 C_2^* \rangle$ 比例于原子的振荡电偶矩。 $\langle C_1 C_2^* \rangle$ 一般不为零。这表示在相干光的作用下，不仅能发生原子能级布居的变化，还能产生态与态之间的相干并因而激发起振荡的电偶矩。由此而产生的一系列效应称为瞬态相干光学效应。

描写二能级原子在相干光场作用下状态的变化，一般用所谓光学矢量模型。这个模型是将磁矩在磁场中的运动图象推广而建立的。已知磁矩 $M$ 在恒磁场 $H_0$ 作用下将围绕 $H_0$ 方向作拉摩进动，进动圆频率为 $\omega_0 = \gamma H_0$  ( $\gamma$ 称迴旋磁比)。如果同时在垂直于 $H_0$ 的方向加入圆偏振的交变磁场 $H_1(\omega)$  (即 $H_1$ 围绕 $H_0$ 方向以角速度 $\omega$ 转动)，则在以 $H_0$ 为轴的旋转坐标系(转动角速度为 $\omega$ )中，磁矩 $M$ 将围绕 $(H_0 - \omega/\gamma)$ 与 $H_1$ 的合成矢量方向作拉摩进动，如图14(a)所示。若合成矢量为 $H_{eff}$ ，则进动频率为 $\gamma|H_{eff}|$ 。当 $\omega = \omega_0$ ，即磁共振时， $H_0 - \omega/\gamma = 0$ ，故磁矩 $M$ 将在垂直于 $H_1$ 的平面内围绕 $H_1$ 作拉摩进动[见图14(b)]。光学矢量模型的要点是：定义一个光矢量 $R$ ，它在 $o-xyz$ 坐标系下的三个分量 $u, v, w$ 分别为

$$w \propto |C_2|^2 - |C_1|^2;$$

物理

$$u, v \propto C_1 C_2^*, C_1^* C_2.$$

可以证明，在频率为 $\omega$ 的光波场作用下 $R$ 的运动规律为：在以 $z$ 为固定轴的旋转坐标系(转动角速度为 $\omega$ )中， $R$ 将围绕 $(\omega - \omega_0)z$ 和 $\epsilon_1 t$ 的合成矢量作拉摩进动(如图15所示)。进动角速度与合成矢量的大小成比例。其中 $\omega_0$ 是二能级原子的固有频率， $\epsilon_1$ 是光场的振幅。

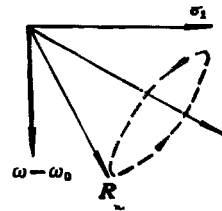


图 15

下面我们利用上述模型说明一种重要的瞬态相干光学效应，即光子回波现象。设原子在 $t=0$ 的时刻受到一个共振的脉冲激光场的作用。这时，原来指向 $z$ 轴的光矢量 $R$  (这相当于原来原子处于基态)将围绕 $z$ 方向在垂直该方向的平面内作拉摩进动[见图16(a)]。进动角速度比例于光场振幅 $\epsilon_1(t)$ 。所加的光脉冲若是一个所谓的 $\pi/2$ 脉冲，则在脉冲结束时 $R$ 转动了角度 $\pi/2$ ，并使 $R$ 处在 $x-y$ 平面内[见图16(b)]。在 $t=0$ 至 $t=\tau$ 的时间内没有光场，因而 $R$ 将在 $x-y$ 平面内以等于共振频率的角速度进动。由于原子运动速度不同，在实验室参考系中的共振频率也不同，因而不同原子 $R$ 的进动角速度也不同。于是，原来一齐起步的



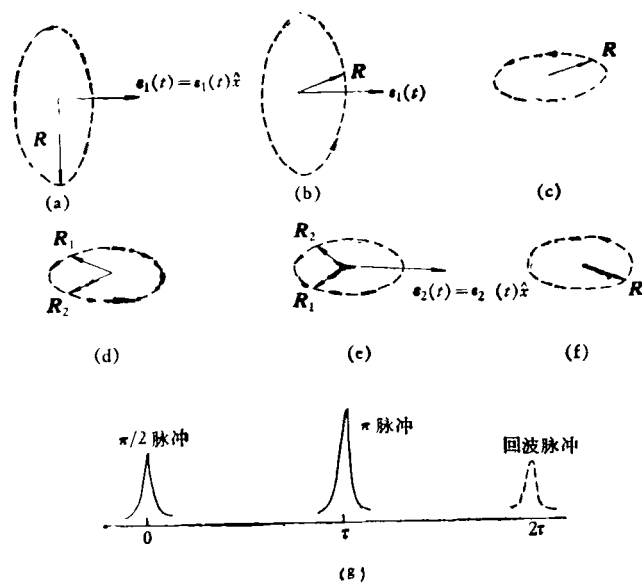


图 16

$R$  [见图 16(c)] 经  $t = \tau$  时刻后便散开了。有些走得快些(如  $R_2$ )，有些慢些(如  $R_1$ )，见图 16(d)。这时如果加一个所谓  $\pi$  脉冲的共振光波，则  $R$  将围绕  $z$  进动一角度  $\pi$ ，从而使不同原子的  $R$  矢量到达一个新的不同位置。原来超前的(如  $R_2$ )变成落后，原来落后的(如  $R_1$ )变成超前，如图 16(e) 所示。此后又没有光场作用， $R$  则又在  $x-y$  平面内进动。现在由于超前的进动速度慢，落后的进动速度快(正好和第一个光脉冲过后的情况相反)，所以再经  $\tau$  时间后它们又会集到一起并形成一个大处在  $x-y$  平面内的数值相当大的  $R$  [见图 16(f)]。这时相当于原子体系有一个较大的振荡电偶矩，从而产生一个可观的脉冲光发射。这就是光子回波，如图 16(g) 所示。在  $t = 0$  至  $t = \tau$  和  $t = \tau$  至  $t = 2\tau$  的时间内，原子振荡偶矩(与  $R$  成比例)的大小是逐渐衰减的，衰减的速率就是原子的弛豫时间。因此，从光子回波的强度随  $\tau$  的衰减规律可以测定原子的弛豫时间。这是目前在光谱学中用以研究原子碰撞和弛豫过程的重

要方法。近年来，已发现多种其它的光子回波现象，而且它们在光谱学中的应用也更广泛了。

### 参 考 文 献

- [ 1 ] V. S. Letokhov, V. P. Chebotayev, *Nonlinear Laser Spectroscopy*, Springer-Verlag, New York, (1977), 4—11.
- [ 2 ] Ch. Bordé, *C. R. Acad. Sci. Paris*, **271** (1970), 371.
- [ 3 ] T. W. Hänsch et al., *Phys. Rev. Lett.*, **26** (1971), 946.
- [ 4 ] C. Wieman, T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **36**, (1976), 1170.
- [ 5 ] T. W. Hänsch et al., *Opt. Comm.*, **11**(1974), 50.
- [ 6 ] F. Biraben et al., *Phys. Rev. Lett.*, **32** (1974), 643.
- [ 7 ] Ye V. Baklanov et al., *Appl. Phys.*, **9** (1976), 171; **11** (1976), 201.
- [ 8 ] R. L. Barger, *Opt. Lett.*, **6** (1981), 145.
- [ 9 ] M. D. Levenson, J. J. Song, in *Coherent Nonlinear Optics*, ed by M. S. Feld and V. S. Letokhov, Springer-Verlag, New York, (1980), 293—365.
- [ 10 ] L. Allen and J. H. Eberly *Optical Resonance and Two-Level Atoms*, John Wiley and Sons, New York, (1975).