

所示

激光器类别	效率	能量	功率	波长
钕玻璃激光器	~1%	~10 <sup>3</sup> 焦耳	10 <sup>10</sup> —10 <sup>13</sup> 瓦	1.06微米
二氧化碳激光器	~20%	~300—1000焦耳	10 <sup>7</sup> 瓦	10.6微米

钕玻璃激光器的谱线宽度较宽,通过锁模脉冲后可实现微微秒脉冲,此外,钕玻璃激光器波长短,利于吸收。目前发展起来的片状放大器可以解决扩大口径,增大输出能量的问题。因此,虽然它效率低,工作物质易破碎等限制,以及造价高等。但无疑它是作为聚变研究过渡阶段的有效工具。

高压二氧化碳激光器正在发展中,目前器件亮度是低的,由于放电激发区的不均匀以及气体击穿等,使它的方向性很差,这是目前器件发展中遇到的障碍之一。但它存在着通过提高压力和加大体积,提高输出能量的可能性。理论上孔径为三平方米的二氧化碳激光器可以给出 10<sup>7</sup> 焦耳-0.1 毫微微秒脉冲的输出。有人估计 1975 年前后可望得到一万焦耳-0.1 毫微微秒脉冲激光。

综上所述,激光聚变研究不论在理论和实验方

面<sup>[1]</sup>其内容是极其丰富的,对它的研究已经开辟了若干新的领域,提出了许多新的研究课题,它已成为当前国际上很受重视的科研项目。

### 参 考 文 献

- [1] Nuckolls, John, Wood, Lowell, et al., *Laser Compression of Matter to Super-high Densities Thermonuclear (CTR) Applications*, *Nature*, **239** (1972), 139—142.
- [2] Brueckner, Keith A., *Laser Driven Fusion* K. M. S. Fusion Inc. 21, April, 1972.
- [3] Clarke, J. S., et al., *Laser-Driven Implosion of Spherical DT Targets to Thermonuclear Burn Conditions*, *Phys. Rev. Letter*, **30** (1973), 89.
- [4] Boyer, Keith, *Astronautics & Aeronautics*, **11** (1973), 28.
- [5] Bobin, J. L. "Laser Created Plasma and Controlled Thermonuclear Fusion", Fifth European Conf. on Controlled Fusion & Plasma Physics, Vol. 2, p. 171, Aug. 21—25, 1972.
- [6] Lubin, M., et al., "Laser Heated Overdense Plasma for Thermonuclear Fusion" in "Laser Interaction & Related Plasma Phenomena", Vol. II, p. 433—469, Plenum Press, 1972.

# 非 线 性 光 学

邱 明 新

(上海市激光技术试验站)

## 一、引 言

激光出现之前的光学是研究弱光束在介质中的传播、反射、折射、干涉、衍射、线性吸收与线性散射等现象的科学。这些现象是满足波的线性迭加原理的,现在称之为线性光学。而将强光在介质中出现的很多新现象<sup>[1]</sup>,如谐波的产生、光参量振荡、光受激散射、自聚束、多光子吸收、光致透明和光子回波等现象的研究称为非线性光学,波的线性迭加原理不再成立。

光电场作用下,原子或分子正负电荷中心发生位移,称为极化,并在宏观上出现电极化矢量,表达为

$$P = \chi_1 \cdot E + \chi_2 : EE + \chi_3 : EEE + \dots \quad (1)$$

式中  $E$  为电场强度矢量;

$\chi_1$  为线性极化系数,是线性光学研究的对象,为二阶张量;

$\chi_2$  和  $\chi_3$  为非线性极化系数,分别是三阶张量和四阶张量,称为二阶和三阶非线性极化系数。从二阶非

线性极化系数开始,所有高阶非线性极化系数都是非线性光学的研究对象。低一阶非线性极化系数元与高一阶非线性极化系数元的比值,约为原子内电场数量级。因此在弱光电场情形,(1)式仅需考虑第一项,极化矢量与光电场之间存在线性关系,各光波场产生的极化矢量之和等于各光波场矢量和产生的极化系数。激光出现之后,中等功率的激光器输出光束稍加会聚之后,其光电场已能够与原子内电场相比较。这时原子或分子已不能用线性偶极子描述了,必须考虑更高的非线性项。与线性光学相似,极化系数实部表示折射率的变化,虚部表示光的衰减。

从量子电动力学观点讲,非线性光学现象意味着一些光子的湮没伴随着另一些频率光子的产生,新旧光子之间满足能量守恒定律与动量守恒定律。二阶非线性极化系数也可以写成  $\chi_2^{ijk}(-\omega_1, \omega_2, \omega_3)$ ; 二阶非线性极化矢量表达为  $P_i = \chi_2^{ijk}(-\omega_1, \omega_2, \omega_3)E^j(\omega_2)E^k(\omega_3)$ 。其中正频率代表入射晶体的光子,负频率为晶体产生的新光子。光子的湮没也可以伴随其他波色子

的产生,如声子、光频声子、等离子体波与自旋波等也属于非线性光学研究的对象。经典光学中的各种电光效应与磁光效应也属于非线性光学范畴,这些现象中用低频电磁场代替一个或二个光频场。

非线性极化系数是物质的新常数,非线性光学提供了研究物质结构的新手段;用非线性光学方法,将一种频率变成另一种频率的相干辐射,使新频率的光适于测量大气污染及其他光谱学上的用途;用非线性光学技术产生远红外、亚毫米波、微波辐射和相干超声波等;用高次谐波方法产生真空紫外,成为受激辐射向X光波段进军的手段之一;参量振荡是实现连续调频的方法之一,正好与染料激光在光谱区上互相补充,前者调频范围主要在红外,后者主要在可见光波段;双光子荧光可测量短至  $10^{-13}$  秒的光脉冲;非线性吸收的染料匣提供为固体激光Q调制的工具,用以产生窄脉冲激光;为了防止激光晶体的损坏必须研究受激布里渊散射和自聚束;非线性光学揭示了光子转变过程的特性,成为场与物质作用研究的工具;即使在天体物理学和理论物理学,也有人试图借助非线性光学。如用受激布里渊散射解释反常红移问题;试图在真空中实现自聚束来证明狄拉克真空。

## 二、非线性极化系数

非线性光学理论上处理方法常采用半经典方法。光电场用经典的麦克斯韦方程处理,非线性极化系数用量子力学方法处理。用量子力学计算 III-V 族半导体的非线性极化系数获得很大成功。非线性极化系数也可用实验测定。

二阶非线性极化系数为三阶张量,共 27 个张量元。三阶非线性极化系数为四阶张量,共 81 个张量元。由于晶体的对称性及极化系数本身对易不变性,使不为零的张量元大大减少。对于中心对称晶体以及水、玻璃等均匀非晶体物质,外加电场方向倒向引起极化矢量方向亦倒向,因此(1)式展开中所有偶次项极化系数应为零。一般地说,中心对称晶体、以及气体、均匀液体等非晶体不能用于倍频和参量放大,但是可以用于产生三次谐波等奇次非线性过程。

非线性极化系数存在三个对易不变性。从(1)式定义上讲,二个(或三个)光波场  $E(\omega_2)$  和  $E(\omega_3)$  入射于晶体,它们在式子中前后位置不应导致物理结果的不同,故

$$\chi_2^{ijk}(-\omega_1, \omega_2, \omega_3) = \chi_2^{ikj}(-\omega_1, \omega_3, \omega_2). \quad (2)$$

极化矢量正比于  $e^{i\omega t}$ ,它是非传播的量,故对极化矢量取共轭等于将  $\omega$  改变符号,故

$$[\chi_2^{ijk}(-\omega_1, \omega_2, \omega_3)]^* = \chi_2^{ijk}(\omega_1, -\omega_2, -\omega_3). \quad (3)$$

当介质是非耗散的,极化系数元为实数,则(3)式成为时间反演不变,(3)式左边的星号可以去掉。时间

反演不变说明在非耗散介质中非线性过程可逆,例如  $\omega_2$  和  $\omega_3$  二个波可经合频合成  $\omega_1$  波,其逆过程是  $\omega_1$  波经参量振荡分解成  $\omega_2$  和  $\omega_3$  二个波。

第三个对易不变性,可用热力学方法加以证明,当介质非耗散的则有<sup>[1]</sup>:

$$\chi_2^{ijk}(-\omega_1, \omega_2, \omega_3) = \chi_2^{ijk}(\omega_2, -\omega_1, \omega_3). \quad (4)$$

以倍频为例加以说明,将  $\chi_2^{ijk}$  写成  $d_{ijk}$ 。例如 ADP 晶体非零的倍频张量元仅为  $d_{14}$  和  $d_{36}$ : 对 1.06 微米来说  $d_{14} = (0.89 \pm 0.04) \times 10^{-12}$  米/伏,  $d_{36} = (0.93 \pm 0.06) \times 10^{-12}$  米/伏。

$$d_{ijk} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{36} \end{pmatrix}.$$

i 标号从 1 至 6,由对易关系(2)可将第二第三两角标合并为一个角标,并令  $XX = 1, YY = 2, ZZ = 3, YZ = ZY = 4, XZ = ZX = 5, XY = YX = 6$ 。

## 三、非线性电磁场耦合波方程

这里从麦克斯韦方程出发导出计算几个波非线性光学过程之间振幅与相位关系的耦合波方程。耦合波方程是计算非线性过程的增益或转换效率的出发点,从它可导出参量振荡的起振条件。从耦合波方程出发也可导出相位匹配条件,相位匹配条件是动量守恒定律的一种表达形式,耦合波方程包括了能量守恒定律与动量守恒定律。电四极矩与磁偶极矩也能导致非线性光学效应,但这些过程是不重要的,故只考虑电偶极矩。从麦克斯韦方程得到耦合波方程为:

$$\nabla \times \nabla \times E + \frac{1}{c^2} \epsilon(\omega) \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P^{NL}}{\partial t^2}, \quad (5)$$

式中  $c$  为光速,利用高斯单位制;

$$\epsilon \text{ 为介电常数, } \epsilon = 1 + 4\pi\chi_1$$

$P^{NL}$  为极化矢量除去线性部分的所有非线性项。实际过程可以是一种非线性过程单独出现,也可以是几种非线性过程同时出现。

以三波为例,若三个波传播方向相同,其光电场表示为  $E_i = A_i(\xi) a_i \exp\left[i\left(\frac{\omega_i n_i \xi}{c} - \omega_i t\right)\right]$ ,  $A_i$  为第  $i$  个光波场振幅,  $a_i$  为偏振单位矢量,  $\omega_i$  是第  $i$  波圆频率,  $n_i$  为相应的折射率,  $\xi$  为离介面距离。

这里讨论合频情形  $\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$  (注:倍频是合频的特殊情形  $\omega_2 = \omega_3$ ,参量振荡是合频的逆过程,所以计算结果是普遍适用的)。将  $P^{NL} = \chi_2(-\omega_1, \omega_2, \omega_3): E(\omega_2)E(\omega_3)$  代入(5)式,并考虑光电场梯度在一个波长范围内变化很小,即  $\left|\frac{d^2}{d\xi^2} A(\xi)\right| \ll \left|k \frac{d}{d\xi} A(\xi)\right|$ ,

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ 。则(5)式可化简为一组耦合波方程:

$$\frac{dA_1}{d\xi} = i \frac{2\pi\omega_1}{cn_1} \chi_{123}^{NL} A_2 A_3 e^{+i\Delta k\xi}, \quad (6.1)$$

$$\frac{dA_2}{d\xi} = i \frac{2\pi\omega_2}{cn_2} \chi_{123}^{NL} A_1 A_3^* e^{-i\Delta k\xi}, \quad (6.2)$$

$$\frac{dA_3}{d\xi} = i \frac{2\pi\omega_3}{cn_3} \chi_{123}^{NL} A_1 A_2^* e^{-i\Delta k\xi}, \quad (6.3)$$

式中  $\chi_{123}^{NL} = a_i \chi_2^{ijk} a_j a_k = a_i \chi_2^{ijk} a_j a_k = a_k \chi_2^{kji} a_i a_j$ .

当三个波传播方向相同时,  $\Delta k = k_2 + k_3 - k_1$ . 当三个波传播方向不同时, 则  $\Delta k = (k_2 + k_3 - k_1) \cdot b_z$ .  $b_z$  为单位矢量, 可以选晶体特定方向、晶体介面法线或主波方向. 主波指泵频波, 基波等.

各种散射、双光子过程、折射率非线性调制和自聚束等要考虑四光子相互作用,  $P^{NL} = \chi_3(-\omega_1, \omega_2, \omega_3, -\omega_4) : E(\omega_2)E(\omega_3)E(\omega_4)$ ,  $\omega_1 = \omega_2 + \omega_3 - \omega_4$ . 代入(5)式经类似的处理后得到四波作用的耦合方程组:

$$\frac{dA_1}{d\xi} = i \frac{2\pi\omega_1}{cn_1} \chi_{1234}^{NL} A_2 A_3 A_4^* e^{+i\Delta k\xi}, \quad (7.1)$$

$$\frac{dA_2}{d\xi} = i \frac{2\pi\omega_2}{cn_2} \chi_{1234}^{NL} A_1 A_3^* A_4 e^{+i\Delta k\xi}, \quad (7.2)$$

$$\frac{dA_3}{d\xi} = i \frac{2\pi\omega_3}{cn_3} \chi_{1234}^{NL} A_1 A_2^* A_4 e^{-i\Delta k\xi}, \quad (7.3)$$

$$\frac{dA_4}{d\xi} = i \frac{2\pi\omega_4}{cn_4} \chi_{1234}^{NL} A_1^* A_2 A_3 e^{-i\Delta k\xi}, \quad (7.4)$$

式中  $\chi_{1234}^{NL} = a_i a_j \chi_3^{ijkl} a_k a_l$ ;

$$\Delta k = (k_2 + k_3 - k_1 - k_4) \cdot b_z.$$

(6)式或(7)式求解得到各波振幅与晶体厚度  $L$  的关系中出现因子  $f(\Delta kL) = \sin \frac{\Delta kL}{2} / \frac{\Delta kL}{2}$ . 非线性光学转换效率正比于  $|f(\Delta kL)|^2$ , 当  $\Delta k = 0$  时  $|f(\Delta kL)|^2 = 1$ , 从一个频率转换成另一个频率效率最高, 称为相位完全匹配;  $\Delta kL = 2\pi$  时,  $|f(\Delta kL)| = 0$ , 称为相位完全不匹配; 在两者之间的情形称为相位部分匹配. 定义非线性光学过程的相干长度为:

$$L_c = \frac{\pi}{\Delta k}. \quad (8)$$

相干长度表示产生非线性光学过程的晶体有效长度, 倍频情形  $L_c = \frac{\lambda_1}{4(n^{\omega} \cos \theta - n^{\omega})}$ ,  $\theta$  为基波与谐波之间夹角,  $\lambda_1$  为基波波长,  $n^{\omega}$  和  $n^{2\omega}$  分别为基波与谐波的折射率.

#### 四、谐波的产生<sup>[4]</sup>

1960年法兰开用 6943 埃红宝石激光通过石英晶体发现其谐波 3472 埃辐射. 此后很多人用多种晶体和激光进行了倍频工作. 令方程(6)在相位完全匹配情况下, 基波为  $\omega$ , 谐波频率为  $2\omega$ , (6)式积分得到:

$$A_2(L) = i A_1(0) \tanh(gL), \quad (9.1)$$

$$g = \frac{4\pi\omega}{cn_1} \chi_{123}^{NL} A_1^2(0), \quad (9.2)$$

式中  $A_1$  和  $A_2$  分别为基波与谐波的振幅, 0 表示入射面处;  $n_1$  为基波折射率.

(9)式表示基波与谐波位相差  $\frac{\pi}{2}$ ; 当晶体厚度

为  $L = \frac{1}{g}$  时  $[\tanh(1)]^2 = 0.6$ , 即有 60% 基波能量变成谐波. 因此晶体在位相完全匹配情况下只需几个  $1/g$  长度就可达 100% 转换. (9.2)式表示  $g$  正比于基波光强.

实验室用精心加工的  $Ba_2Na_2Nb_2O_7$  晶体对 1.064 微米激光倍频成 0.532 微米的效率达 100%. 但是商业上由于晶体质量差, 温度变化, 以及基波激光单色性差等原因效率大大下降. 例如 100 瓦 YAG 激光 1.064 微米经  $LiNbO_3$  晶体倍频可获得 5 瓦 0.532 微米倍频光; 2 瓦 5145 埃激光经  $-10^\circ C$  恒温盒中的 ADP 倍频可得 2572 埃数十毫瓦.

为了使基波与谐波相位匹配, 通常晶体按一定方向切割, 这样晶体中基波与谐波将分开. 现以单轴正晶体  $oec$  相位匹配为例加以说明之,  $oec$  相位匹配条件是  $n_o^2 = n_e^2(\theta_m)$ , 即谐波是  $o$  光, 基波是  $e$  光并使光轴与入射面法线成  $\theta_m$  角. 在入射面法线方向两束光的相速相同, 图 1 的曲线表示两束光的等相面, 图 1 表示两束光以一个夹角分离, 其有效作用范围为晶体阴影部位. 基波与谐波的偏振将互相垂直.

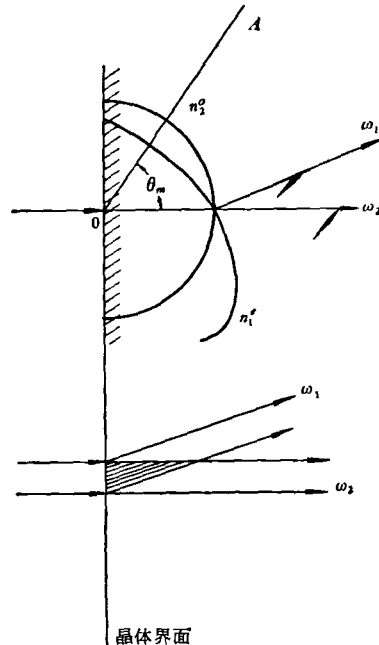


图 1 倍频产生的  $oec$  相位匹配图示

伴随倍频过程出现一个直流的整流电场,  $E_0 =$

$-4\pi P_0^{NL} = -8\pi A_1^2 \chi^{(3)}(0, \omega, -\omega) E_j E_k$ . 10MW6943 埃在 KDP 晶体上产生 0.5 伏直流场, 场方向取决于入射光偏振及晶体切割方向. 除二次谐波外, 尚有 3 次、4 次、5 次高次谐波产生, 对应极化系数为  $\chi_3, \chi_4$  和  $\chi_5$  等. 将钽玻璃激光经倍频后 0.532 微米再经惰性气体三倍频可获得真空紫外 1773 埃. 由于晶体色散及吸收带等原因目前尚未获得短于 1000 埃的谐波. 三波中有一波为直流电场代替称为电场诱导二次谐波产生. 如果二个波频率不同称为合频. 合频与差频在各种激光波长以及激光与水银灯波长之间观察到. 差频对光通讯很有意义.

### 五、光参量振荡<sup>[5]</sup>

光参量放大与振荡在原理上与微波参量放大与振荡相同. 这里只讨论三波参量振荡, 四波都是光波的参量振荡很弱, 四波中有一个声波为受激布里渊散射. 三波参量振荡使泵频波分裂为二个波称为信号波与闲置波. 信号波可以单独振荡也可以与闲置波同时振荡. 设  $\omega_p$  为泵频,  $\omega_s$  为信号频率,  $\omega_i$  为闲置频率, 由能量守恒定律  $\omega_p = \omega_s + \omega_i$ . 参量实现调谐方法是借助于动量守恒定律, 三光子在转换中应使动量完全匹配, 则  $\omega_p n_p = \omega_s n_s + \omega_i n_i$ . 只要通过转动晶体、加热、加电场或加压等使折射率发生改变则振荡频率便发生变化. 最简单调谐是转动晶体, 使晶体改变温度调谐太慢, 最快调谐是电场调谐, 对 LiNbO<sub>3</sub> 晶体每加 7.5kV/cm 电场可调 50 埃. 参量调频很宽, 例如 LiNbO<sub>3</sub> 晶体在 5300 埃泵频光下可从 0.54 微米至 3.5 微米连续可调.

从 (6) 式可以解得信号波振幅  $A_s$  与闲置波振幅  $A_i$ . 求解中令  $\Delta k = 0$  及泵频波功率近似为常数  $A_p(\xi) = A_p(0)$ , 则

$$A_s(\xi) = A_s(0) ch g \xi, \quad (10.1)$$

$$A_i(\xi) = i A_i(0) sh g \xi, \quad (10.2)$$

$$g = \left( \frac{\omega_s n_s}{\omega_p n_p} \right)^{1/2} \frac{2\pi \omega_s}{c n_s} \chi_{133}^{NL} A_p(0), \quad (10.3)$$

式中信号波与闲置波经一定路程作用后, 其衰减项可以忽略, 则  $A_s(\xi)$  和  $A_i(\xi)$  都正比于  $e^{g\xi}$ , 故  $g$  称为参量放大增益系数, 正比于泵频振幅. 信号波与闲置波在不考虑吸收损耗时增益相同, 信号波与闲置波相差  $\pi/2$  位相. 若  $e^{g\xi} = (R_1 R_2)^{-1}$ , 参量放大转变成振荡,  $R_1$  和  $R_2$  为反射镜反射系数. 精心制作的铌酸锂或铌酸锶钡晶体参量振荡阈值可低至 5 毫瓦泵频光功率. 参量振荡的第一个光子来自自发参量辐射, 或相当于噪音. 在 KDP 晶体中观察到一个泵频光子分解为两个频率相同的信号光子  $\omega_s = \omega_i = \frac{1}{2}\omega_p$ , 这一过程证明了时间反演不变性.

### 六、受激喇曼散射<sup>[6]</sup>

自发喇曼散射已经研究了四十多年了. 喇曼散射光频率  $\nu_s = \nu_L - \nu_{ab}$  称为斯托克斯频率,  $\nu_{ab}$  为分子振动或转动能级差. 对受激喇曼散射  $\nu_{ab}$  可以是光也可以是光频声子、等离子体波和自旋波的能量. 受激喇曼散射与自发喇曼散射的差别正如受激辐射与自发辐射的差别一样, 受激喇曼散射具有很高的空间时间相干性. 利用受激喇曼散射可以使相干辐射产生  $\nu_{ab}$  的频移, 称为喇曼激光, 可以用在大气污染测量中.

受激喇曼散射的极化系数为  $\chi_3^{ijk}(-\omega_s, \omega_s, \omega_L, -\omega_L)$ , 是负的虚数, 代入 (7) 式得到

$$\frac{dA_s}{d\xi} = \frac{2\pi\omega_s}{cn_s} |\chi''| |A_L|^2 A_s. \quad (11)$$

在小转换情况下,  $|A_L|$  为常数, (11) 式积分得到

$$A_s(\xi) = A_s(0) e^{g\xi}, \quad (12.1)$$

$$g = \frac{2\pi\omega_s}{cn_s} |\chi''| |A_L|^2. \quad (12.2)$$

$g$  为受激喇曼散射的增益系数, 正比于泵浦光强, 与方向无关, 该增益值仅在小增益喇曼放大器中被证实. 由于自聚束等非线性效应的出现, 喇曼振荡往往被推向反常喇曼散射. 受激喇曼散射装置如图 2 所示, 其起振条件为  $R_1 R_2 e^{g\xi} = e^{-a\xi}$ ,  $a$  为衰减系数,  $l$  为散射盒长度.

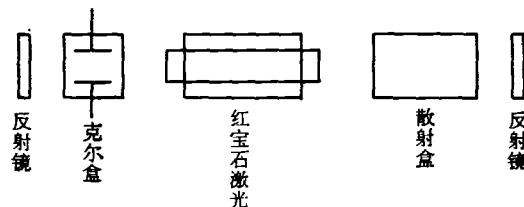


图 2 受激喇曼散射振荡器结构

反常喇曼散射有四个特点: (1) 自聚束使光能集中于几个微米的丝中, 导致反常高的喇曼增益; (2) 在光丝中其他非线性光学过程也非常强烈, 由于各类非线性过程相互作用和缠绕在一起, 组成一个非常复杂的过程; (3) 由于受激瑞利散射, 受激布里渊散射和折射率频率调制耦合在一起使喇曼谱线出现反常线宽; (4) 出现反常强的反斯托克斯锥.

反斯托克斯频率为  $\omega_{st} = \omega_L + (\omega_L - \omega_s)$ , 其中  $\omega_L - \omega_s = \omega_{ab}$ ,  $\omega_{ab}$  为物质振转能级差. 反斯托克斯线的非线性极化系数为  $\chi_3^{ijk}(-\omega_{st}, \omega_L, \omega_L, -\omega_s)$ . 反斯托克斯线的振荡总是伴随着斯托克斯线的振荡, 后者比前者强, 在无衰减介质中可以达到二者相等. 从动量守恒定律可得到反斯托克斯线传播方向与激光成  $\theta$  角, 如图 3a 所示, 形成  $2\theta$  角的光锥称为反斯托克斯锥. 反反斯托克斯锥角进一步加大, 如图 3b

所示。将 6943 埃脉冲通过苯匣可以得到一组彩色的光锥，在屏上由中心暗红向外分红、橙、黄、绿等同心环组成，每相邻环频差为 992 厘米<sup>-1</sup>。

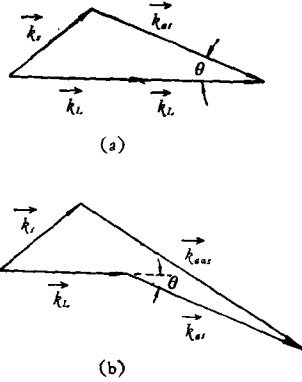


图 3 (a) 为反斯托克斯线波矢量；  
(b) 为反斯托克斯线波矢量

### 七、受激布里渊散射<sup>[7]</sup>

声波在晶体中传播引起晶体内折射率周期性变化，光电场的低频调制信号引起晶体电致伸缩，光能与声能之间的耦合称为光弹性耦合。自发布里渊散射的声波是外加的热声子，介质对声波是衰减的；而受激布里渊散射参加作用的声波是相干声子，声波是放大的，不必外加声波。大多数物质能引起受激布里渊散射。稳定的受激布里渊散射往往很强，可使 90% 以上泵浦光能转变为斯托克斯线的光能，并在晶体中产生强烈的相干声振动，常导致激光晶体的破裂。受激布里渊散射的增益可从声与光的耦合方程中求得，正比于入射光强，介质的平均密度以及光弹性系数的平方。

受激布里渊散射的声波频率从零至 10<sup>11</sup> 赫芝。从图 4 可以求出布里渊散射的频移与散射角的关系，在  $|\mathbf{k}_s| \approx |\mathbf{k}_L|$  的假定下，图 4 为等腰三角形，由简单几何关系得到：

$$\omega_B = 2\omega_L \left( \frac{nv_{ac}}{c\gamma^{1/2}} \right) \sin \frac{\theta}{2}, \quad (13)$$

式中  $\omega_L$  和  $\omega_B$  分别为泵频和散射频率；

$v_{ac}$  为声速， $n$  为折射率， $c$  为光速， $\gamma = \frac{\text{定压比热}}{\text{定容比热}}$ ， $\theta$  为散射角。反向散射时  $\theta = \pi$ ，频移最大。观察反

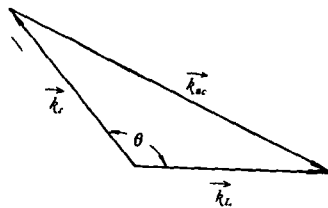


图 4 受激布里渊散射矢量图

向散射用 45 度反射镜将散射光分出，再用法布里-帕罗干涉仪测量频移。

除光弹性耦合可以引起受激布里渊散射外，在吸收介质中由于吸收光引起热胀也可以使介质密度涨落波与激光相作用，称为受激热布里渊散射。例如，在二硫化碳中热布里渊散射频移为  $5.8 \times 10^9$  周，增益  $g_{TB} = 0.13$  厘米/兆瓦。

### 八、受激瑞利散射<sup>[8]</sup>

每一种自发散射对应存在着受激散射，因此瑞利散射也存在受激瑞利散射。受激瑞利散射分弹性与非弹性。弹性瑞利散射或称之为热瑞利散射、瑞利(中心)散射或简称为瑞利散射；非弹性瑞利散射或称之为瑞利(翼)散射或瑞利(摇摆)散射。

瑞利(中心)散射在非吸收介质中很难观察到，它是由于吸收光引起的温度涨落波与光波能量耦合引起的。温度涨落引起折射率的涨落，折射率涨落时导致热布里渊散射与热瑞利散射，前者引起频移  $\Delta\omega_{TB} = v_{ac}k$ ， $v_{ac}$  为声速， $k = |\mathbf{k}_L - \mathbf{k}_s|$ ，而后者则引起谱线变宽。瑞利(中心)散射引起的线宽由热扩散弛豫时间  $\tau_{TR}$  决定， $\Delta\omega_{TR} = \tau_{TR}^{-1}$ 。散射光强正比于密度涨落  $\delta\rho$ ， $\delta\rho$  满足于热扩散方程：

$$\frac{\partial\delta\rho}{\partial t} = -k^2 D \delta\rho. \quad (14)$$

从扩散方程可以得到  $\Delta\omega_{TR} = k^2 D$ 。这里  $k$  为密度涨落波波矢量， $D$  为扩散系数。对  $CS_2$  来说， $\Delta\omega_{TR} = 75$  兆周。

瑞利(翼)散射是由于分子趋向波引起的，一般发生在非中心对称分子组成的液体中，如二硫化碳、丙酮、苯及苯的衍生物。在电场中，非对称分子发生趋向，热运动则抵消取向，最后达到稳定分布与电场强度有关。垂直电场方向与平行电场方向的极化系数出现不同，并与电场强度有关，称为克尔效应。分子趋向弛豫时间  $\tau_{RW} = \frac{4\pi a^2}{3k_B T} \eta$ ，式中  $a$  为分子半径， $T$  为温度， $k_B$  为玻尔兹曼常数， $\eta$  为粘滞系数。 $\tau_{RW}$  一般在  $10^{-10}$  至  $10^{-13}$  秒之间，散射光频移  $\Delta\omega_{RW} = 10^{10} - 10^{13}$  赫芝之间。例如苯 20℃ 时  $\tau_{RW} = 47.8 \times 10^{-13}$  秒。

表 1 列出几种受激散射的频移、线宽、截面、增益

散射名称	散射频移 线宽 (厘米 <sup>-1</sup> )	截面 ( $d\lambda/dQ$ ) <sub>N</sub>	增益 (厘米/兆瓦)	弛豫时间 (秒)
喇曼散射	1000	5	$5 \times 10^{-3}$	$10^{-12}$
布里渊散射	$1 \sim 5 \times 10^{-3}$	$10^{-6}$	$10^{-2}$	$10^{-9}$
瑞利(中心)散射	0	$5 \times 10^{-4}$	$5 \times 10^{-6}$	$10^{-8}$
瑞利(翼)散射	0	1	$10^{-4}$	$5 \times 10^{-12}$

和弛豫时间加以比较。

### 九、折射率光强效应<sup>[9]</sup> 与折射率非线性调制<sup>[10]</sup>

非线性光学常出现一些自作用，如自聚焦、自散焦、自相位调制和非线性吸收等。自聚焦是由于折射率的光强效应引起的，若光强强地方折射率大，则由于激光光强具有高斯分布，轴上的光强最强，故使光束向轴上会聚。达到平衡时自聚作用与衍射散焦作用平衡，可以得到产生自聚束的临界功率：

$$P_c = \frac{(1.22\lambda)^2 c}{512n_2} \quad (15)$$

式中  $\lambda$  为光波波长， $c$  为光速， $n_2$  将在下边讨论到。在非对称分子组成的液体中很易发生，例如二硫化碳中，只要 16kW 就能产生自聚束。

自聚束的光丝可以是一条也可以是多条，直径在几微米至几十微米之间。光丝中强光引起介质电击穿或热击穿，使光学元件损坏。最初形成自聚束往往由于介质内部不均匀性引起，也可由电致伸缩引起。自聚束形成的路程仅几个厘米，短于  $10^{-10}$  秒时间。自聚束使光强大大增强了，很多非线性光学现象同时出现，互相缠绕在一起，并产生反常喇曼散射。

折射率光强效应的非线性极化系数为  $\chi_i^{(j)k}(-\omega, \omega, \omega, -\omega)$ ，为一纯正实数。可以认为二个旧光子的湮没，同时产生两个新光子，新光子稍偏向于轴。如果考虑更高阶非线性极化系数  $\chi_3, \chi_5$  等，折射率可表达为  $n = n_0 + n_2|A_L|^2 + n_4|A_L|^4 + n_6|A_L|^6 + \dots$  (16) 式中  $n_0 = \sqrt{1 + 4\pi\chi_1}$ ； $n_2 = 2\pi\chi_2^{NL}/(1 + 4\pi\chi_1)^{1/2}$ 。在一般情况下，(16)式只需取二项。对二硫化碳  $\chi_2^{NL} = 2 \times 10^{11}$  c.s.u.  $n_2 \sim 10^{-10}$ 。  $n_2, n_4, n_6$  由不同机构引起的，符号也可以不同，如果附加项总体效果是负号，则引起自散焦。

当两个频率的光通过介质时，引起介质折射率空间调制为  $\omega_L - \omega'_L$ 。这时第三条光线  $\omega$ ，通过介质，则产生边带  $\omega, \pm(\omega_L - \omega'_L)$ ，称这一现象为折射率非线性调制。这一现象可以产生很多高阶斯托克斯频率和反斯托克斯频率，并将受激布里渊散射频移，受激瑞利谱线变宽全都耦合进来，产生很多边带  $\omega_s \pm m\Delta\omega_{SBS} \pm n\Delta\omega_{SRLS}$ 。  $\omega_s$  为喇曼散射频率， $\Delta\omega_{SBS}$  为受激布里渊散射频移， $\Delta\omega_{SRLS}$  为受激瑞利散射谱线宽， $m$  和  $n$  为正整数，这可使受激喇曼散射谱线多达数百条，引起反常线宽可达  $2000\text{cm}^{-1}$ 。

### 十、多光子吸收<sup>[11]</sup>、非线性吸收<sup>[12]</sup>等现象

以双光子为例，设两束光光子能量  $\hbar\omega_1$  和  $\hbar\omega_2$  均

小于物质的能级间隙  $E_2 - E_1$ ，但当  $E_2 - E_1 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$  时，物质同时吸收两个光子使电子跳到激发态，称为双光子吸收。可以理解为吸收第一个光子电子跃迁到中间虚能级上，再吸收第二个光子电子被激发到上能态  $E_2$  上。受激喇曼散射与受激布里渊散射也是双光子过程的一种特殊形式。

双光子过程伴随的效应是双光子荧光、半导体双光子电导、双光子光分解和光电离。即用荧光、电导、光电离与光分解等探测到双光子过程的发生，因此双光子吸收可以作为半导体和激光特性的研究，可以用来测量超短脉冲。

多光子吸收可达十个至十五个光子以上，使气体电离，产生高能电子使气体击穿。形成等温等离子体激光功率密度要在  $10^9$  瓦/厘米<sup>2</sup> 以上，成为可控热核反应探索的途径之一。

当激光很强时，物质的吸收系数与激光光强有关，如固体激光 Q 开关染料。弱光情形对光不透明，强光下物质中的分子一半处于激发态。吸收系数正比于上下集居数之差，所以吸收系数为零，称为光致透明，同时产生一个窄光脉冲。物质的吸收系数可表为：

$$\frac{dA_L}{d\xi} = -\alpha A_L + \frac{2\pi\omega_L}{cn_L} |\chi_{i,iii}^{(3)}| |A_L|^2 \quad (17)$$

式中  $\alpha$  为线性吸收系数，与光强无关；

$\omega_L$  为入射光频， $n_L$  为折射率， $A_L$  为光电场振幅， $\chi_{i,iii}^{(3)}$  为非线性吸收的极化系数。(17)式右边第一项为线性吸收项，第二项为非线性吸收项。当(17)式等于零时为光致透明情形，或称为饱和吸收。图 5 表示吸收系数与光强关系曲线。

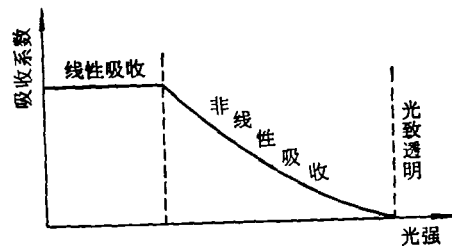


图 5 吸收系数与光强关系

非线性吸收最初在顺磁共振光谱学发现。用 6943 埃对红宝石及 10.6 微米对六氟化硫进行实验，可以在短于能级寿命的时刻内产生光致透明。

激光与近共振分子系统相互作用，出现一系列非线性效应称为非线性共振效应<sup>[13]</sup>。激光本身的现象如增益饱和、模式竞争就是这一类过程，另外超辐射，光子回波等也属于非线性共振效应，是分子系统在强场作用下所表示出的集体效应。这里以光子回波为例加以说明，光子回波是顺磁共振的自旋回波在可见光区

域的推广。当二个光脉冲相隔时间为  $\tau_s$ , 脉冲宽度为  $\tau$ ,  $\tau$  大大短于分子弛豫时间, 则  $2\tau_s$  时刻后样品发回回波脉冲。第一个光脉冲或称激励脉冲, 引起分子激发, 但由于消相位作用彼此相位逐渐无关了。第二个光脉冲称为质问脉冲, 使各已消相位的激发分子重整相位, 在宏观上出现偶极矩, 回波脉冲或称为回答脉冲。用 6943 埃在红宝石, 10.6 微米在六氟化硫中观察到光子回波。回波脉冲方向与前二个光脉冲方向有关。重整相位后的原子系统相当于一个两能级的相干态, 回波脉冲的强度与时间间隔  $\tau_s$  有关, 用这方法可以测量分子系统的弛豫时间。

按时间分, 非线性光学现象可分两大类。一类是由电子引起的称为快速非线性效应, 其响应时间为  $10^{-16}$  至  $10^{-15}$  秒, 如倍频、参量放大、多光子吸收等; 另一类为原子分子振动和极化趋向引起的称为慢速非线性效应, 其响应时间为  $10^{-9}$  至  $10^{-13}$  秒, 如布里渊散射, 喇曼散射和自聚束等。如果光脉冲很短, 例如  $\tau \sim 10^{-12}$  秒, 则很多慢速非线性过程将跟不上, 而快速非线性过程则基本上不受影响。这时, 自聚束不易发生, 受激布里渊散射被抑制, 受激喇曼散射斯托克斯线变窄, 其峰值可高于激光脉冲, 这些现象被称为微微秒脉冲非线性光学。在理论上处理方法基本上与第四节介绍的相同, 在(6)式和(7)式左边出现时间微商项。微微秒脉冲非线性光学成为非线性光学一个新的研究方向。

## 参 考 文 献

- [1] Arecchi, F. T., et al., *Laser handbook*, Vol. 1. & Vol. 2, Amsterdam, (1972).
- [2] Bloembergen, N., *Nonlinear Optics*, New York, (1965).
- [3] Minch, R. W., et al., *Appl. Opt.*, **54** (1966), 1357.
- [4] Walls, D. F., et al., *J. Phys., A. Gen. Phys.*, **5** (1972), 534.
- [5] Bjorkholm, J. E., et al., *IEEE J. Quant. Elect.*, **6** (1970), 797.
- [6] Bloembergen, N., *Laser and unconventional Optics Journal*, **22** & **23** (1970).
- [7] Frische, M., et al., *Ann. Phys.*, **28** (1972), 231.
- [8] Peterson, L. M., et al., *Jour. Opt. Soc. Amer.*, **63** (1973), 13.
- [9] Bjorkholm, J. E., et al., *Jour. Opt. Soc. Amer.*, **63** (1973), 1321.
- [10] Carusotto, S. E., et al., *Nuovo Cimento Lett.*, **11** (1969), 628.
- [11] Catalano, I. M., et al., *Opt. Commun*, **5** (1972), 212.
- [12] Bieme, H. L., *Z. An. Math. Phys.*, **16** (1965), 18.
- [13] Arecchi, F. T., et al., *Phys. Rev. Az*, **1** (1970), 1730.
- [14] Bloembergen, N., *IEEE Jour. Quant. Elect.*, **8** (1972), 519.

# 宇宙射线天文学的实验方法

谭 伦 昌

(中国科学院原子能研究所)

**提要** 本文结合宇宙射线天文学的最近进展, 讨论了 X 射线天文学、 $\gamma$  射线天文学以及其他宇宙射线天文学的实验方法, 重点是利用核辐射探测技术所取得的成果。对实验装置所必需的运载工具也作了简短的描述。

## 一、引 言

近年来, 天文学研究的实验方法有两方面值得注意的进展:

1. 各种天体物理过程所产生的电磁辐射的观测能区, 在高能端大大扩展。1931 年发现了银河系中心辐射的电磁波后, 人类才得以摆脱光学观测天象的限制, 观测能区从可见光延伸到低能电磁辐射, 由此所产

生的射电天文学对天体演化研究做出了重要的贡献。但是, 广泛研究比可见光能量高得多的电磁辐射, 仅开始于 1962 年发现天蝎座方向的强烈 X 射线源。其后发展起来的 X 射线天文学和  $\gamma$  射线天文学在很短的时间内取得了不少重要的成就, 特别是发现了奇特的 X 射线脉冲星, 使它们成为目前天文界瞩目的重心之一。

2. 不仅通过探测高能电磁辐射, 也通过探测其他种类的宇宙射线来进行天文学研究。宇宙射线是存在于宇宙空间的高能粒子流, 它除了包括高能电磁辐射