

子在等离子体中的相变(由“液相”变为“固相”)在1992年已有实验室研究及计算机模拟结果的论文发表。这些现象都联系到尘埃粒子间的强耦合作用。尘埃等离子体中 Cluster 态物质的生成向人类显示了在实验室合成新物质的前景,同时也激发了人们研究强耦合等离子体的热情。强耦合等离子体将可能成为现代物理研究中的热门话题。

- [1] C. K. Goertz, *Rev. Geophys.*, **27**(1989), 271.
- [2] O. Havnes et al., *J. Geophys. Res.*, **92** (1989), 2281.
- [3] J. P. Bocuf, *Phys. Rev. A*, **46** (1992), 7910.
- [4] V. T. Tsytovich and O. Havnes, *Comments Plasma Phys. Controlled Fusion*, **15** (1993), 281.
- [5] *IEEE Transaction on Plasma Sci.*, **22** (1994). (1994年4月将出一期尘埃等离子物理专刊)

## 非线性导波光学与波导全光开关器件

李淳飞 张 雷 徐建东

(哈尔滨工业大学物理系, 哈尔滨 150001)

综述了非线性导波光学的研究内容,着重介绍了基于三阶非线性的波导光开关器件的研究成果,其中包括频率调制型器件,振幅调制型器件及孤子非线性波导器件。此外,还讨论了非线性光波导材料的优化问题。

**关键词** 非线性光学,导波光学,全光开关

### Abstract

Research of nonlinear guided-wave optics was reviewed. Emphasise is placed on the introduction of the results of optical waveguide switches based on third order nonlinearity, including frequency modulation, amplitude modulation and soliton nonlinear waveguide. the Material optimization of nonlinear optical waveguide was also discussed.

**Key words** nonlinear optics, guided-wave optics, all-optical switches

1961年美国 Franken 等人首次实验发现光学二次谐波现象<sup>[1]</sup>,标志着非线性光学的诞生。在诺贝尔奖金获得者 Bloembergen 进行了理论阐述<sup>[2]</sup>之后,非线性光学作为现代光学的一个分支迅速发展起来。目前世界各国已召开多次非线性光学专题会议,出版了专门的学术刊物。我国也于1991年和1993年分别在广州和南京举行了有国外专家参加的全国非线性光学会议。

非线性光学是一门研究激光与各种物质相互作用的学科,非线性光学技术是对激光的频率、相位和强度进行控制的有效方法。目前人

们关注的非线性光学课题如光开关、光限幅、光折变、相位共轭、光学混沌、光孤子等,与光计算、光通讯、光学的军事应用以及基础科学研究有密切的关系。

研究光波通过具有波长量级横向尺寸的波导(包括薄膜波导和光纤)的传播规律与各种效应的学科称为导波光学。在波导中由于横向尺寸的限制导致很高的光功率密度和很长的光与介质无色散相互作用长度,使得光波导中的非线性光学效应十分显著,有可能在低功率下实现对光波的有效控制。因此由非线性光学与导波光学相结合而形成的非线性导波光学有重要

的科学与应用意义。近十几年来,我们已经看到,以微电子器件为基础的电子技术在生产和生活中已经发挥了巨大威力。可以预料,下一阶段以光子器件为基础的光子技术将具有很强的竞争潜力,其中非线性导光子器件与技术无疑将发挥重要作用。

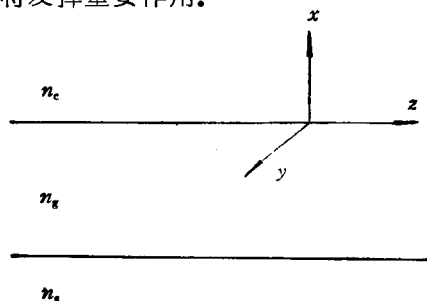


图1 光波导结构示意图

一般介质波导的结构如图1所示。光波沿z方向传播,若在x和y方向有光波长量级的尺度限制,则构成通道波导,光纤也属于这一种。若仅在x方向受限制,则为平面光波导。设导波层、衬底层和覆盖层的折射率分别为 $n_g, n_s, n_c$ ,形成波导的条件是 $n_g > n_s, n_c$ 。一般非线性光波导是指其中的某层由非线性介质构成。可将非线性光波导器件按其控制作用不同分为两类:频率调制型器件和强度调制型器件。

### 一、频率调制型非线性光波导器件

频率调制型光波导器件是具有不同频率的

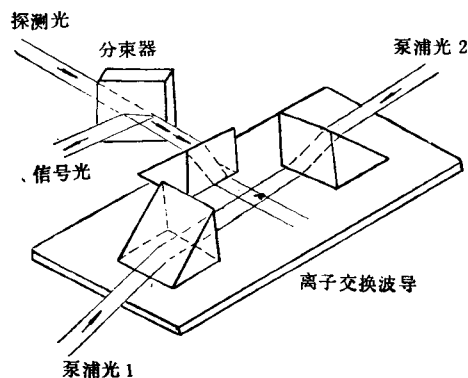


图2 平面波导中的四波混频实验装置<sup>[6]</sup>

光波在波导中相互耦合而产生倍频<sup>[3]</sup>、和频<sup>[4]</sup>参量过程<sup>[5]</sup>、四波混频<sup>[6]</sup>、受激拉曼<sup>[7]</sup>等非线性过程用以实现光波频率转变和能量转移的器件。一个典型的平面光波导并四波混频实验如图2所示<sup>[6]</sup>。平面波导是在半导体掺杂玻璃的基底上用离子交换技术制成,而泵浦光、探测光和信号光皆用棱镜耦合进出波导。泵浦光源为调Q倍频YAG激光器。

### 二、强度调制型非线性光波导器件

强度调制型光波导器件的原理是基于波导介质的折射率依赖于光波强度的现象,即所谓光克尔效应。折射率n随光强I变化的规律为

$$n = n_0 + \Delta n = n_0 + n_2 I. \quad (1)$$

设波导层与覆盖层折射率之差为 $\Delta n_0$ ,在光强较弱, $\Delta n \ll \Delta n_0$ 的情况下,波导中传播常数(有效折射率) $\beta$ 的变化属于一级效应。考虑两个模的相互作用,第j个高功率模引起第i个低功率模的传播常数为

$$\beta = \beta_i + \Delta\beta_{ij} P_j, \quad (2)$$

式中 $\Delta\beta_{ij}$ 是 $n_2$ 对第i和第j导波的横向场分布平均值。

$$\Delta\beta_{ij} \propto \int n_2 |E_i|^2 |E_j|^2 dA. \quad (3)$$

设TE模导波场分布为

$$E_i(r, z) = \frac{1}{2} \hat{e} E_i(x, y) a_i(z) \exp [j(\omega t - \beta_i z)] + c.c.,$$

其中 $E_i(x, y)$ 是横向场分布,  $|a_i(z)|^2 = P_i$ 是导波功率,两模耦合方程为<sup>[8]</sup>

$$\begin{aligned} -j \frac{d}{dz} a_1(z) &= \Gamma e^{i\Delta\beta z} \omega_2(z) \\ &+ k_0 [\Delta\beta_{11} |a_1(z)|^2 + G \Delta\beta_{12} |a_2(z)|^2] \\ &\times a_1(z) + G' \Delta\beta_{12} a_1^*(z) a_2^2(z) \exp \\ &\times (-j2\Delta\beta z), \\ \pm j \frac{d}{dz} a_2(z) &= \Gamma e^{-i\Delta\beta z} a_1(z) \\ &+ k_0 [\Delta\beta_{22} |a_2(z)|^2 + G \Delta\beta_{21} |a_1(z)|^2] \\ &\times a_2(z) + G' \Delta\beta_{21} a_1^*(z) a_1^2(z) \exp \\ &\times (+j2\Delta\beta z), \end{aligned} \quad (4)$$

±号表示反向和同向传播的波,  $k_0$  为真空中的波矢,  $\Gamma$  和  $\Delta\beta$  是两模间的耦合系数和线性波矢失配量,  $G$  是取决于非线性特性和导模偏振的常数,  $G'$  是表征模间散射的量。

当导波传播一段距离  $L$  后会产生一个非线性相位移动

$$\Delta\Phi_i^{NL} = \Delta\beta_{ij}LP_j, \quad (5)$$

可见非线性相移与导波光功率有关。大多数非线性波导器件都必需产生大于  $\pi$  的非线性相移。图 3 给出几种典型的全光波导器件及其透射率随入射功率变化的特性。

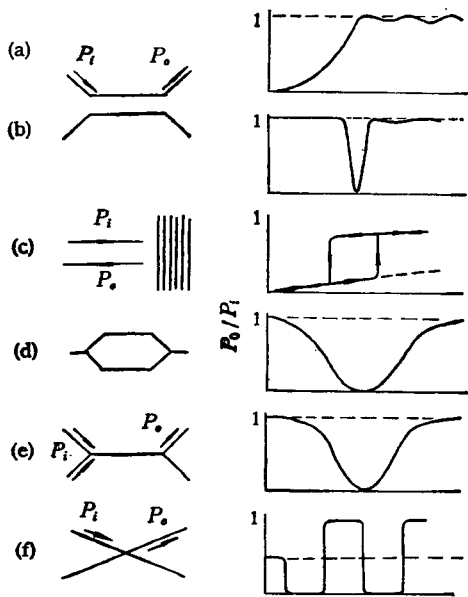


图 3 几种典型的非线性光波导器件<sup>[1]</sup>

- (a) 半拍长方向耦合器; (b) 全拍长方向耦合器;  
(c) 分布反馈光栅; (d) 非线性 M-Z 干涉仪;  
(e) 非线性模混合器; (f) 非线性 X 型开关

### 1. 非线性方向耦合器

这是一种四端全光开关器件。它由两个相距很近的相同通道波导组成, 两通道的光场可以相互交叠, 因而可能把光功率从一个通道转移到另一个通道去。

由耦合模方程 (4) 式可以解出当光功率很低或  $n_2 = 0$  时, 通道 1 和 2 中光功率作为  $z$  的函数为

$$P_1(z) = P_1(0)\cos^2kz,$$

物理

$$P_2(z) = P_2(0)\sin^2kz. \quad (6)$$

光功率随  $z$  的增加而振荡, 拍长为

$$l_b = \frac{2\pi}{k}.$$

若器件长度为  $l_b$ , 光由输入通道 1 输出, 此器件称为全拍长耦合器; 若器件长度为  $l_b/2$ , 光由通道 2 输出, 此器件称为半拍长耦合器。两种方向耦合器的透射率随入射光功率的变化规律如图 3(b) 和 3(a) 所示。当光功率增加时, 两种器件输出特性发生变化。对半拍长器件, 当  $P \geq 1.25P_c$  时 ( $P_c$  为临界功率), 几乎全部功率由通道 1 输出。对全拍长耦合器, 当  $P = 1.25P_c$  时, 全部由通道 2 输出。再提高功率, 全部功率由通道 1 输出, 即在很窄功率区间呈现开关特性。

### 2. 非线性光栅器件

光栅器件仅当满足以下布拉格条件时才能有效地反射光波:

$$\beta_s k_0 = \beta_i k_0 + k, \quad (7)$$

式中  $\beta_s k_0$  和  $\beta_i k_0$  分别为散射和入射波矢,  $k$  为光栅波矢。对非线性波导, 波矢  $\beta_s k_0$  和  $\beta_i k_0$  与光功率有关, 因此可用控制光功率的方法来改变布拉格条件。既可以通过调变导波的光功率实现双稳开关, 又可以用另一束平行光栅的非导波光束来实现可调谐光栅滤波器, 还可以制成光栅模式转换<sup>[10]</sup>。

图 3(c) 示出的分布反馈光栅是一种两模相对传播的非线性波导。它能反射和透射光束, 其反射率依赖于光功率。当入射光束的功率很低并满足布拉格条件时, 大部分光被反射, 透射率很小。随着光功率的增加, 导致光栅偏离布拉格条件, 使透射率加大, 这样又使更多的光进入光栅而进一步引起偏离布拉格条件。这种正反馈作用使器件实现双稳开启。虽然光功率减弱, 但光栅区内仍保持足够的光功率, 使其保持于高输出态, 直至光功率减低到器件关闭值, 才使输出回到低态, 从而获得光双稳特性。可以用 (4) 式计算透射功率与入射功率的关系,  $\Gamma$  可视为分布反馈光栅的反射率。

### 3. 非线性 M-Z 干涉仪

如图 3(d) 所示, 两通道是用同样非线性材料制成, 但两者的横截面不同. 设  $A_2 > A_1$ , 两光波通过长度  $L$  后, 其间的相位差为

$$\Delta\Phi = n_2 k_0 L \left( \frac{1}{A_1} - \frac{1}{A_2} \right) \frac{P_0}{2}, \quad (8)$$

式中  $P_0$  为入射光功率. 在输出端两光束干涉之后, 获得极大与极小的开关过程, 其相位差  $\Delta\Phi = \pi$ , 因此所需开关功率为

$$P_c = \frac{2\pi}{(\Delta\beta_{11} - \Delta\beta_{22}) L}, \quad (9)$$

其中  $\Delta\beta_{ii} \approx n_2 k_0 / A_i$ , 两波不存在相互耦合的问题.

#### 4. 非线性模混合器和 X 型开关

如图 3(e) 和 (f) 所示, 这两种器件仍然是类似于方向耦合器的两模耦合器件, 不同的是模混合器中的两模的耦合是在同一个通道波导中进行, 而 X 型开关中两模的耦合系数随传播距离而变, 接近交点位置最强. X 型结构波导具有吸引人的矩形输出开关特性. 由数值计算可知这种结构需要较大的非线性相移(约  $7.4\pi$ ), 以实现开关动作.

### 三、孤子非线性光波导器件

光孤子是一种光在时域或空域的发散效应与非线性会聚效应相互平衡的波包. 它具有能量、质量、动量等实物粒子特性. 在一定条件下它能出现在非线性光波导中, 可以利用光孤子来传递光信息和传送光能, 并可以做成各种有用的非线性光波导器件.

#### 1. 空间光孤子

考虑一个介质波导系统, 衬底和导波层皆为线性的, 但覆盖层是克耳型的非线性介质. 导波层的折射率将随入射光功率的增强而增大. 在足够高的光功率下, 会使  $\Delta n > \Delta n_0$ . 在这种情况下, 不能再使用属于微扰理论的耦合模理论. 当功率高于某一功率阈值  $P_c$  时, 导波层和覆盖层的折射率差将消失, 能量将移向覆盖层. 对全非线性波动方程进行数值求解, 可知场分布经过几次振荡后, 将会在覆盖层产生一

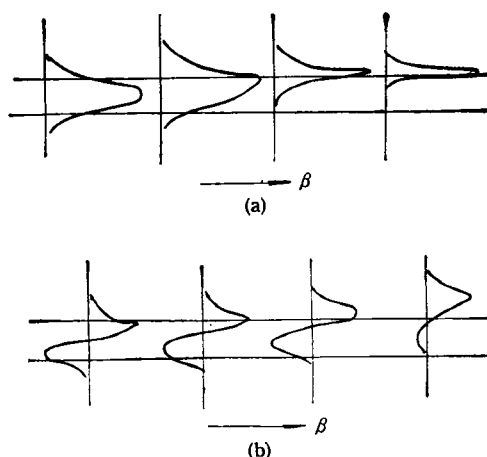


图 4 非线性导波场分布随  $\beta$  增加而改变<sup>[14]</sup>  
(a)  $TE_0$  模; (b)  $TE_1$  模

个孤子, 可求得一个稳态解, 这就是所谓空间孤子. 形成空间孤子的原因是光束的衍射效应与自聚焦效应相互平衡. 在强光作用下, 非线性导波场形成的波包将随  $\beta$  的增加而逐渐移向覆盖层(即功率最大值移向覆盖层), 如图 4 所示. 这就使原来的波导层发生透射率减低的跃变和原覆盖层的开关开启现象, 如图 5 所示.

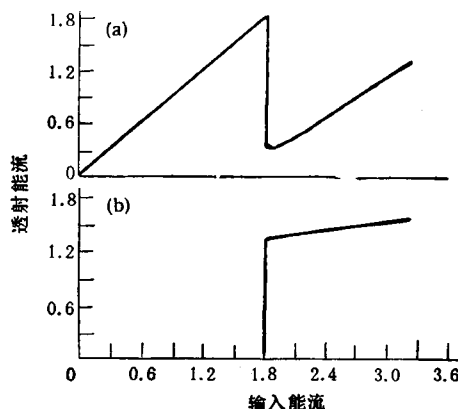


图 5 孤子的开关特性<sup>[15]</sup>  
(a) 光信号在波导中发生的变化;  
(b) 在波导中通过空间孤子的辐射与俘获而产生的开关过程

覆盖层用非线性材料的非线性波导有两个例子, 一是在线性离子交换玻璃导波层上覆盖液晶<sup>[12]</sup>, 另一是在导波层上覆盖有机高分子材料(如酞菁铜 LB 膜<sup>[13]</sup>). 在这两种情况下都曾观察到光双稳开关现象.

## 2. 时间光孤子

在石英光纤中传播的光脉冲, 在反常色散下, 同时存在群速色散和非线性自相位调制两种效应。群速色散会引起不同频率的光以不同群速度传播, 使光脉冲展宽。而自相位调制引起频率啁啾现象, 即脉冲前沿的频率低, 而群速大, 后沿的频率高, 群速小, 使光脉冲向中心压缩。这两种效应达到平衡, 光脉冲以相同的振幅和形状稳定地在光纤中传播, 此即基模光孤子的形成过程。时间光孤子可由解非线性薛定谔方程求得<sup>[14]</sup>。以非线性方向耦合器为例(如双芯光纤), 入射光脉冲的变化由以下两个线性耦合方程确定:

$$\begin{aligned} j \frac{\partial a_1}{\partial z} &= \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 a_1}{\partial t^2} - \frac{\pi}{2L_c} a_2 - g |a_1|^2 a_1, \\ j \frac{\partial a_2}{\partial z} &= \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 a_2}{\partial t^2} - \frac{\pi}{2L_c} a_1 - g |a_2|^2 a_2, \end{aligned} \quad (10)$$

式中  $a_1, a_2$  为两波导模的振幅,  $g = \omega n_2 / c A$ ,  $L_c$  为耦合长度,  $\beta_1 = \frac{\partial \beta}{\partial \omega}$ ,  $\beta_2 = \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2}$ ,  $\beta(\omega)$  是依赖于频率的传播常数。对  $L_c \rightarrow \infty$ , (10) 式退耦,  $N = 1$  的基模光孤子表达为

$$a_1(z, t) = A \operatorname{sech}(t/\Delta t) \exp(iz\beta_2/2\Delta t^2), \quad (11)$$

式中  $\Delta t$  是脉冲宽度,  $A = |\beta_2/g\Delta t^2|^{1/2}$ 。

当增加孤子脉冲的功率时, 孤子可能从通道 2 转换到通道 1。图 3 的各种非线性波导器件都可以采用孤子脉冲实现光开关。孤子全光开关的优点在于脉冲的边缘和中心经历同样的相移, 因此光开关是以相同精确的方式进行。

## 四、关于非线性光波导材料

目前多数非线性光波导都采用半导体材料, 以 III-V 族半导体量子阱材料为多, 如 GaAs/GaAlAs 等。结构有多种, 如量子阱条型波导、沟道型波导、非线性覆盖层波导、非线性量子阱双面覆盖的沟道波导。此外还有半导体 (CdSSe) 掺杂玻璃波导等<sup>[15]</sup>。

半导体材料之所以广泛采用是因为其带隙共振光学非线性很强, 在线性吸收峰处有较大的非线性吸收变化  $\Delta\alpha$ , 导致较大的非线性折射率变化  $\Delta n$  (K-K 关系)。材料具有的大三阶非线性, 可使器件所需的功率阈值下降, 因而所需的相移减小。此外还要考虑非线性材料的响应时间  $\tau$ 。但在另一方面, 大的线性吸收 ( $A_0 = \alpha_0 L$ ) 又会导致器件的输出功率 ( $\propto \exp(-\alpha_0 L)$ ) 和器件的开关对比度减小。因此材料的优劣, 可用以下品质因素衡量:

$$W = \frac{\Delta\Phi^{NL}}{A_0\tau} = \frac{k_0\Delta nL}{\alpha_0L\tau} = k_0 \frac{\Delta n}{\alpha_0\tau}. \quad (12)$$

由此可见, 全光开关器件品质因素的提高必须同时使非线性折射率变化  $\Delta n$  加大、线性吸收系数  $\alpha_0$  降低以及响应时间减少才能实现。这对于工作在带隙共振的半导体材料很不利。但若避开共振区, 则会导致非线性的下降。因此近年来人们热心于研究非共振的玻璃掺杂材料和有机高分子材料。它们既可以避开吸收峰, 又可以有较大的非线性, 而且响应时间很短。比如具有中心对称的有机大分子, (如具有二维  $\pi$  电子机制的金属有机化合物和具有三维  $\pi$  电子机制的  $C_{60}$  等), 它们可以工作在非共振区, 使基态的线性吸收  $\alpha_0$  很小, 具有很高的光学透明度。但是激发态仍具有较大线性吸收  $\alpha_e$ , 保持有较高的光学非线性, 而总线性吸收  $\alpha = \alpha_0 + \alpha_e$  仍很小, 也就是说该材料的光学非线性是由激发态吸收所引起。此外激发态的寿命很短, 使器件的响应速度很快。有机材料作为覆盖层或导波层还有另一个优点, 即无需考虑与导波层或衬底层半导体材料的晶格匹配问题, 比全部使用半导体材料方便。其主要缺点是光损伤阈值较低, 有待进一步解决。

- [1] P. A. Franken et al., *Phys. Rev. Lett.*, **7** (1961), 118.
- [2] N. Bloembergen, *Nonlinear Optics*, Benjamin, N. Y., (1965).
- [3] D. B. Anderson et al., *Appl. Phys. Lett.*, **19** (1971), 266.
- [4] G. H. Hewig et al., *Opt. Commun.*, **47** (1983), 347.

- [5] W. Sohler et al., *SPIE*, **408**(1983), 163.  
 [6] A. Gibel et al., *Appl. Phys. Lett.*, **51** (1987), 1682.  
 [7] W. M. Hetherington et al., *SPIE*, **620** (1986), 102.  
 [8] S. M. Jensen, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-18** (1982), 1580.  
 [9] G. I. Stegeman et al., *J. Opt. Quant. Electr.*, **22** (1990), 95.  
 [10] C. T. Scaton et al., *Opt. Eng.*, **24**(1985), 593.  
 [11] E. M. Wright et al., *Phys. Rev. A*, **34** (1986), 4442.  
 [12] J. D. Valera et al., *SPIE*, **684**(1986), 113.  
 [13] Y. J. Li et al., *Thin Solid Films*, **210/211** (1992), 156.  
 [14] L. F. Mollenauer et al., *Phys. Rev. Lett.*, **45** (1980), 1095.  
 [15] S. Patela et al., *J. Appl. Phys.*, **60**(1986), 1591.

## 高分子共轭聚合物的结构和电子过程(II)

### ——光学特性

彭景翠

(湖南大学应用物理系, 长沙 410082)

总结、评述了高分子共轭聚合物的线性和非线性光学特性(包括光吸收和激光诱导光吸收特性及其微观机制),重点介绍了高聚物的非线性光学特性、应用前景和存在的问题。

当代计算机和信息处理技术出现了由电子学向光子学发展的趋势。所谓光子学就是用光子来代替电子作为载体而用于信息的采集、存储、传输和加工。采用光子可使信息图像的获得、传递和处理,在处理速度、信息容量和不受电磁干扰等方面具有突破性进展。有机物质作为光子学材料已经显示出一系列的优点和应用潜力。在有机高分子化合物中,具有共轭链的高分子化合物(即高分子共轭聚合物)具有优良的非线性光学特性。例如,它有大的非共振三阶非线性极化率( $10^{-9}$ — $10^{-8}$ esu)和极短的响应时间( $\sim 10^{-13}$ s),而且这些优异特性可以随着其主链和侧链的变化而变化。

这类化合物的非线性光学特性普遍被认为来源于共轭非局域 $\pi$ 电子。但是,实际上在光激发下这类化合物中的光物理和光子学过程都比较复杂,它可以出现自由激子、自陷激子、孤子、极化子、双极化子等多种物理过程,它们对三阶非线性光学过程均有贡献。目前对这类化合物三阶极化率的量子化学计算与实验结果符合得不好,发展相应的理论模型和计算方法,进行瞬态非线性光学及光谱的实验研究,区分在光激发下各光物理过程,是了解这类化合物的

非线性光学机制及相关光电子过程的重要手段。

事实上,高聚物的光学非线性特性和其线性特性一样,都是由于光子与高聚物相互作用的结果,都是其光激发产生的光学现象。大家知道,光激发是研究固体中电子过程的最重要的方法之一,通过测量拉曼散射、光吸收谱、激光诱导光吸收谱、光电流等,可以确定固体中元激发的种类及其弛豫过程。

所谓线性光学特性,是指光照射高聚物后,其反射、折射和透射光的频率和入射光的频率一样;而非线性光学特性即是指反射、折射和透射光的频率和入射光的频率不一样。

### 一、高分子共轭聚合物的光吸收

根据吸收谱可以确定系统中元激发的类型,也可分析体系中的电子-声子作用和电子-电子相关作用。图1给出了反式聚乙炔(trans-(CH) $_x$ )、聚噻吩(polythiophene)(PT)、聚吡咯(polypyrrole)(PPY)和聚丁二炔(polydiacetylene)(PDA)等物质的光吸收谱 $\alpha(\omega)$ ,前三种物质虽然在结构上差别很大,但其吸收