

- [4] A. M. Talbot and D. E. Furman, *Trans. ASM*, **45**(1953), 429.
- [5] C. P. Sullivan and M. J. Donachie, *Metal Eng. Quart.*, **11-4** (1971), 1.
- [6] 郭建亭、朱耀宵、师昌绪, 金属学报, **10-1** (1974), 74.
- [7] 郭建亭, 金属学报, **15-2** (1979), 203.
- [8] H. J. Beattie and W. C. Hagle, *Trans. AIME*, **221**(1961), 28.
- [9] 增本, 铁与钢, **48**(1962), 696.
- [10] 郭可信, 金属学报, **14-1** (1978), 82.
- [11] D. K. Das, S. P. Rideout and P. A. Beck, *Trans. AIME*, **194** (1952), 1071.
- [12] L. Pauling, *Phys. Rev.*, **54**(1938), 899.
- [13] C. T. Sims, *The Superalloys*, John Wiley & Sons, (1972), 259.
- [14] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, Wiley, (1956), 329.
- [15] S. P. Rideout, W. D. Manly, E. L. Kamen, B. S. Lement and P. A. Beck, *Trans. AIME*, **191**(1951), 372.
- [16] C. H. Lund, M. J. Wouds and J. Hoakin, *International Symposium on Structural Stability in Superalloys*, Metals and Ceramics Information Center, (1968), 95.
- [17] W. J. Boesh and J. S. Slaney, *Met. Prog.* **86** (1964), 109.
- [18] L. R. Woodyatt, C. T. Sims and H. J. Beattie, *Trans. AIME*, **236**(1966), 519.
- [19] R. G. Barrow and J. B. Newkire, *Met. Trans.* **3-11** (1972), 2889.
- [20] W. Wallace, *Metal Science*, **9**(1975), 547.
- [21] 渡边力藏, 九重常男, 铁与钢, **61-9** (1975), 2274.
- [22] E. W. Ross, *J. Metals*, **18**(1966), 1119.
- [23] E. W. Ross, *Met. Prog.* **93-1**(1968), 89.
- [24] R. B. Herchenroeder, *International Symposium on Structural Stability in Superalloys*, Metals and Ceramics Information Center, (1968), 167.

光学双稳态装置研究进展

李淳飞

(哈尔滨工业大学)

光学双稳性 (Optical Bistability) 是光波通过某种光学装置强度发生非线性变化的特性, 对应某一输入光强存在着两个或多个稳定的输出光强状态。这是属于量子电子学的非线性光学领域的一个新研究课题。利用光学双稳性可以制成具有光开关、光存储、光放大等功能的光学器件, 具有开关速度快、不受电磁干扰等优点, 在光通讯和光学信息处理中可能获得实际应用, 因而引起了人们的重视。

光学双稳性的研究是在激光技术和非线性光学迅速发展的六十年代末在美国首先开始的。十年前提出理论预言, 五年前首次在实验中观察到。近年来世界各国纷纷开展研究, 提出了多种实验方案, 进行了大量的基础研究工作, 发表文章的数量逐年增多。不少光学和激光学术会议把它列为专题。在 1980 年第十一届国际量子电子学会议上发表了十五篇有关文章。

本文将首先简述双稳态光学装置的工作原理, 然后介绍国外研究概况以及我们的有关工作, 最后再谈谈研究光学双稳态的意义。

一、双稳态光学装置工作原理

具有一定强度的激光束入射某一光学系统, 若透射光具有两个稳定的光强状态, 且两态间可以用光信号使之瞬间转换, 这就是光学双稳性。该光学系统被称为双稳态光学装置 (Bistable Optical Device), 简称 BOD。

双稳态光学装置的特性曲线为具有透射光滞后于入射光特性的延迟回线, 如图 1(a) 所

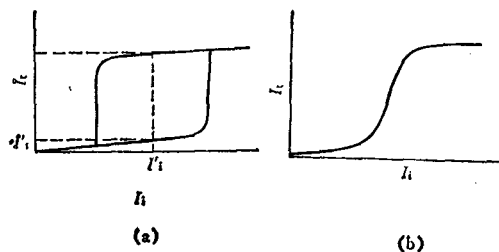


图 1

(a) 为光双稳态特性; (b) 为光三极管特性

示。这种特性类似于电子学的记忆元件和开关

元件特性。若使回线的两临界边线彼此靠近以致重合,则形成单值有拐点的曲线,如图 1(b)所示。这个类似于电子学的三极管特性,可作为光三极管,具有对光信号进行放大、限幅、整形、振荡以及其他光逻辑(与门、或门等)功能。也可以把几个双稳回线连结起来构成多稳态器件,用作光强的数字化显示。可见双稳态光学器件是一种具有多功能的非线性的光学元件。

如何实现光学双稳性? 作为一个双稳态光学装置应该能完成以下两种物理过程: 一是必须有一个物理量, 如电压、折射率、相位差等能够对透射光强进行调制, 使该物理量 P 与双稳装置的透射率 τ 之间呈现如图 2(a) 曲线 I 的非线性关系, 表示为

$$\tau = \frac{I_t}{I_i} = f(P), \quad (1)$$

式中 I_i 和 I_t 分别表示输入光强和输出光强。二是透射光必须能够通过某种方式反馈控制该物理量, 使它的变化量 ΔP 随 I_t 而变。如果 ΔP 正比于 I_t , 即 $\Delta P = KI_t$, K 为常数, 则得另一关系

$$\tau = \frac{I_t}{I_i} = \frac{\Delta P}{KI_i} = \frac{P - P_0}{KI_i}, \quad (2)$$

P_0 为物理量 P 的初始值。相应于不同的 I_i 值有不同斜率的 τ - P 直线关系, 如图 2(a) 曲线族 II。我们分别把曲线 I 和 II 称为调制曲线和反馈曲线。BOD 的工作点由曲线 I 和曲线 II 的交点确定。如果连续地增强入射光强 I_i , 曲

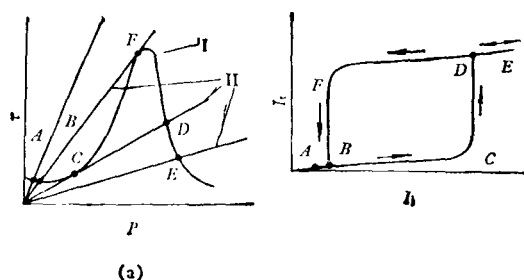


图 2

(a) 为两种 τ - P 关系; (b) 为相应的双稳特性

线 II 的斜率将连续由大到小变化, 使工作点沿 $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow D \rightarrow E$ 变化, 在 C, D 处发生物理

由低态向高态的跃变。反之连续地减弱输入光强 I_i , 则工作点将沿 $E \rightarrow D \rightarrow F \rightarrow B \rightarrow A$ 变化, 在 F, B 处发生由高态向低态的跃变。用作图法可求出 I_t 随 I_i 变化的特性曲线, 得到一个双稳延滞回线, 见图 2(b)。所以, 光学双稳性一般是由调制和反馈两种作用联合产生的。

一般电子线路的稳定性往往是通过负反馈来实现的。同样光学双稳性也是要利用输出光的负反馈来保证它的稳定性。图 2(a) 中的 FE 曲线段属于负反馈是稳定的, 而 FC 曲线段属于正反馈, 是不稳定的, 因而在双稳区域对于某一输入光强, 输出光强只有两个稳定的状态。

双稳态光学装置由于反馈的方式不同而分为两大类: 全光学型和电光混合型。前者多是用法布里-珀罗标准具的反射镜来实现纯光学反馈; 后者则是用光电探测器将光信号转变成电信号, 再加入到某个光电元件上来实现混合反馈的。

二、国外双稳态光学装置发展概况

1969 年美国的 Szöke 等人首先指出, 将可饱和吸收体置于 FP 干涉仪中, 使入射光被可饱和吸收体共振吸收, 可能实现光学双稳性^[1]。他们用 CO_2 脉冲激光入射内含 SF_6 的 FP 干涉仪, 实验观察到脉冲变窄和光学延滞现象, 但未观察到光学双稳性, 以后别人用不同的激光和可饱和吸收体重复类似实验, 也未观察到双稳性。研究表明, 一般可饱和吸收体的线性吸收系数太大, 降低了光学谐振腔的精细度, 掩盖了非线性吸收效应, 以致使所需的人射光功率太大。所以, 吸收型光学双稳性始终难于实现。

直到 1975 年, McCall 和 Gibbs 等人用含钠蒸汽的 FP 干涉仪才首次成功地演示了光学双稳性^[2]。他们以可调谐染料激光器为光源, 使激光频率与钠的一条 D 线共振。实验发现最大的非线性效应是将入射光频率调到偏离吸收峰处获得的, 因此光学双稳性的产生被解释为共

振色散的结果。也就是起因于强光使介质产生非线性折射率。

1976年 Felber 等人提议用无共振的非线性材料——光学克耳介质来演示光学双稳性^[3],指出光场 E 引起介质折射率发生变化:

$$n = n_0 + \Delta n = n_0 + n_2 \langle E^2 \rangle, \quad (3)$$

考虑到如下关系:

$$\Delta n \propto \langle E^2 \rangle = I_t / T \quad \text{及}$$

$$\Delta \phi = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot L \cdot \Delta n, \quad (4)$$

则有

$$\Delta \phi = \phi - \phi_0 = KI_t,$$

这里 T 为反射镜透射率, K 为比例常数。总透射率 τ 与相移中的关系则为

$$\tau = \frac{I_t}{I_i} = \frac{\phi - \phi_0}{KI_i}, \quad (5)$$

相当于(2)式。对 FP 干涉仪 τ 与 ϕ 还存在着另一关系:

$$\tau = \frac{1}{1 + f \sin^2 \frac{\phi}{2}}, \quad (6)$$

f 为与 FP 腔镜反射率有关的常数。联立(5)和(6)式,用图解法可得光学双稳特性。

1978年沈元壤和 Bischofberger 合作,使用 Q 开关红宝石激光,对含 CS_2 、硝基苯和 MBBA 液晶的三种克耳介质的非线性 FP 干涉仪进行了动态的光学双稳性研究,实验结果与理论计算结果一致^[4]。

上述全光学型双稳态光学装置存在着一些缺点,如入射激光功率一般需要较高,激光的频带要求很窄,而且器件的非线性受材料性能局限。美国 Bell 实验室的 Smith 等人于 1977 年首次提出一种光电混合式 BOD 方案^[5],见图 3。在 FP 谐振腔中放置一块电光晶体相位调制器,反馈是由透射光中取样,经探测器和放大器变成电信号,再调控加在晶体电极上的电压来实现。对于线性反馈系统,晶体的折射率随透射光正比变化,从而引起谐振腔中光的相位移随之正比变化,即 $\Delta \phi \propto \Delta n \propto V \propto I_t$, 则有 $\Delta \phi = KI_t$ 。因此 τ - ϕ 关系同时满足(5)和(6)

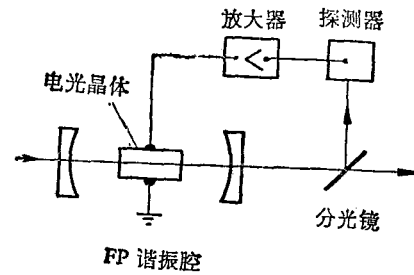


图 3 电光非线性 FP 型 BOD

式,从而获得双稳性。这是一种具有可调非线性性的装置,只需低功率 He-Ne 光源。

1978年美国的 Garmire 等人提出了另一种无腔镜非相干的混合式 BOD^[6],其原理如图 4。LiNbO₃ 电光调制晶体置于正交偏振器之

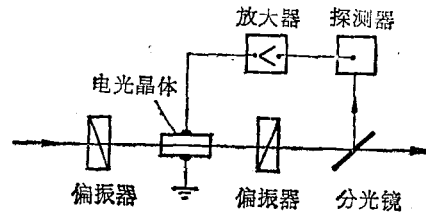


图 4 偏振调制混合型 BOD 原理

间构成光强调制器,取自输出光的反馈信号调制经过晶体的光的相位。设两束正交偏光的相位差为 ϕ , 则有 τ - ϕ 关系:

$$\tau = \frac{1}{2} (1 - \cos \phi) \quad (7)$$

及 ϕ - V 关系:

$$\Delta \phi = \frac{\pi V}{V_{1/2}},$$

其中 $V_{1/2}$ 是半波电压。由于 $\Delta \phi \propto V \propto I_t$, 可得

$$\tau = \frac{\phi - \phi_0}{KI_i}.$$

同样由正弦形调制曲线和反馈直线可以确定双稳特性曲线。这是一种不用 FP 谐振腔的 BOD, 结构比较简单,可以采用宽带或多模光源,因为不存在建立腔内振荡的时间而开关速度较快,此外单次通光使光的损耗减少。

为了降低双稳态光学装置的光电功耗,需要尽量降低调制晶体的半波电压,因此有必要采用集成光学波导器件,这也是实现微型化的必然趋向。1978年以来人们利用各种集成光

学波导调制器演示了光学双稳性。这些波导调制器有 Smith 等人的集成光学 FP 谐振腔^[7], Garmire 等人的光波导相位调制器^[8], Cross 等人的定向耦合器^[9], Schnepfer 等人的 Mach-Zehnder 双臂波导调制器^[10], Sohler 等人的条波导截止调制器^[11]以及 Albert 等人的声光波导调制器^[12]等。总之,原则上任何光强调制器加上反馈措施都能构成混合型双稳态光学器件。

混合型 BOD 往往有外部接线、分光镜和探测器等,不便于实现集成化。Gibbs 等人于 1979 年首次发表了在半导体砷化镓中观察到光学双稳性的报道^[13]。他们在 GaAs 基板上,用分子外延技术,形成了以 AlGaAs 夹层(镀有反射率 90% 的涂层)为谐振腔,内含 GaAs 材料的双稳器件,其腔长仅 4.1 μm 。以染料激光激励,在 5—120K 低温下观察到光学双稳性,其开关时间为 40ns,维持光强为 1mW/ μm^2 。同年,英国的 Miller 和 S. D. Smith 等人发表了在半导体材料 InSb 中观察到光学双稳性的论文^[14]。FP 谐振腔是用 InSb 的天然晶面(具有反射率 36%)构成的,腔长 560 μm 。用 CO 激光激励,在 5K 温度下观察到双稳性。维持光强只有 15 $\mu\text{W}/\mu\text{m}^2$ 。

1979 年 P. W. Smith 等人又报道了一种概念全新的 BOD,即非线性界面双稳态光学装置^[15]。这是利用光束掠射由线性介质(石英)和非线性界质(CS₂)的交界面,随入射光强的变化光束在界面上发生全反射和透射两个状态间的变化而产生光学双稳性。这里利用了非线性介质一侧反射光的消逝场引起介质折射率发生变化的效应。这种全光学器件不用谐振腔,开关速度高达 2ps。Smith 等人已进一步提出使这种装置实现集成化的设想。

集成化的半导体 BOD 和非线性界面 BOD 具有结构简单,速度快,功耗小,体积小的优点,有较大的发展前途。

三、我们的双稳态光学装置研究

自 1978 年末开始,我们在混合型双稳态光

学装置方面进行了一系列实验和理论研究,研究过六种不同类型的装置,其中包括 FP 谐振腔 BOD,无谐振腔 BOD 以及光波导 BOD,补充和发展了国外在这方面的工作。

我们对 Smith 等人提出的电光非线性 FP 型 BOD 作了系统地研究,用平行平面腔代之以共焦腔从实验上演示了光学双稳性^[16]。考虑到晶体介质对 FP 干涉仪的影响,我们将 τ - ϕ 关系改写成为

$$\tau = \frac{I_t}{I_i} = \frac{\tau_m}{1 + f \sin^2 \frac{\phi}{2}}, \quad (8)$$

这里 τ_m 是透射率极大值。式中的 τ_m 和 f 分别表示为

$$\tau_m = \left(\frac{1-R}{1-RA} \right)^2 A, \quad (9)$$

$$f = \frac{4RA}{(1-RA)^2}, \quad (10)$$

其中 R 是腔镜的反射率, A 是光通过介质强度的单次透过率。 R 和 A 与 FP 干涉仪的精细度 F 和半宽度 $\Delta\phi_{1/2}$ 有如下关系:

$$F = \frac{\sigma \sqrt{f}}{2} = \frac{\sigma \sqrt{RA}}{1-RA}, \quad (11)$$

$$\Delta\phi_{1/2} = \frac{2\sigma\tau}{F} = \frac{2(1-RA)}{\sqrt{RA}}. \quad (12)$$

可见由于介质的存在使 FP 干涉仪的峰值透射率大大下降,半宽度加大,精细度降低。这使输出光强的探测增加了困难,并增大了器件的功率损耗。因此我们提出了另一种不含介质的 FP 型 BOD^[17],其实验装置如图 5 所示。由于 ϕ 可表达为

$$\phi = \frac{4\sigma L}{\lambda},$$

$$\Delta\phi = \frac{4\sigma}{\lambda} \Delta L. \quad (13)$$

因此,我们利用压电材料改变谐振腔的腔长从而使相移 ϕ 变化。对于线性反馈系统, $\Delta\phi \propto \Delta L \propto V \propto I_t$, 则使(5)式成立,加上关系式

$$\tau = \frac{1}{1 + f \sin^2 \frac{\phi}{2}}, \quad (14)$$

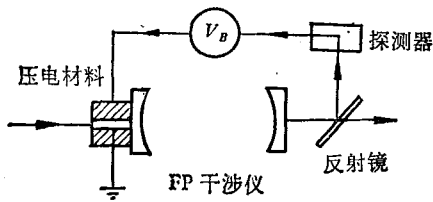


图5 扫描 FP BOD

即可实现双稳性。我们还提出了这种装置的微型化方案,它具有功耗小,结构简单,便于与多模光纤耦合的优点。

1979年我们对 Garmire 等人提出的电光偏振调制型 BOD 进行了研究,发现由于他们采用线性反馈系统,所得到的双稳特性曲线形状不太好,上边太斜。我们改用非线性反馈放大电路,而得到了近矩形的特性曲线,而且省去了偏置电压^[18]。由此证明非线性反馈对于增强双稳性是有益的。即使对无放大器的集成化器件,如果将光电探测器的特性做成非线性的,对于增强双稳性也会有好处。

1980年我们提出了另一种无 FP 谐振腔的 BOD。在一台麦克耳孙干涉仪的一臂上放置一个 LiNbO₃ 电光相位调制器,而另一臂光束不调制,将两臂光束干涉后的输出信号反馈控制调制器电场,从而方便地演示了双稳性^[19]。实验装置如图 6 所示。调制曲线为正弦形

$$\tau = \alpha(1 + M \cos \phi), \quad (15)$$

式中 τ 为输出光强与输入光强之比; ϕ 为两束光间的相位差; α 为比例常数; M 为对比度。我们还在理论上给出了这种双光束干涉型 BOD 实现双稳运转及光三极管运转的条件。实验得到了一组理想的特性曲线。

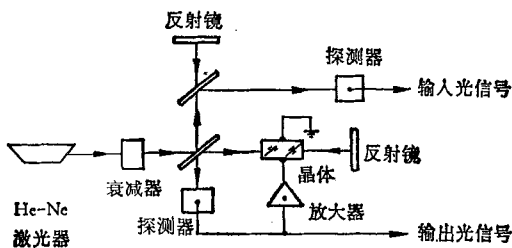


图6 电光麦克耳孙 BOD

1981年我们^[20]将双光束干涉原理应用于集

成光学波导 BOD。所用的波导调制器是在 γ 切割钛扩散 LiNbO₃ 平面波导上镀两条平行电极构成的。电极长为 1.4cm, 宽和间距为 0.2mm。激光束与调制器的耦合采取端面输入和稜镜耦合输出的方法,测得半波电压为 48V。因此当我们将通过调制器的光束与不通过调制器的光束相干涉,并将输出信号反馈控制晶体调制器时,不仅可以得到双稳性而且获得了几种多稳性曲线。

接着我们又试验成功在一个电光波导调制器中同时激发 TE 模和 TM 模,并用稜镜将两模导出,再用反射镜系统使两者在波导外部干涉,作为输出光束反馈控制 TM 模和 TM 模的相位,由于二者的折射率不同而产生相位差的变化

$$\Delta\phi = \phi - \phi_0 = \frac{\pi V}{V_{1/2}},$$

而得

$$\tau = \frac{I_t}{I_i} = \frac{\phi - \phi_0}{KI_i}, \quad (16)$$

式中 $V_{1/2}$ 为半波电压, K 为常数,同时考虑 τ 与 ϕ 的另一关系:

$$\tau = \frac{I_t}{I_i} = \alpha[1 + M \cos \phi]. \quad (17)$$

联立(16)和(17)式因而获得双稳性。这里 ϕ 包括电光效应和光程不同引起的两部分相位差。 α 为比例常数, M 为调制度,具体实验装置见图 7。

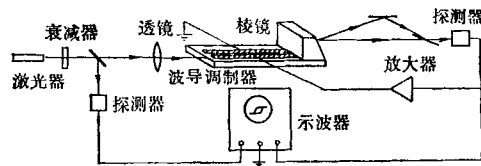


图7 TE-TM 模干涉调制 BOD

同时激励 TE 模和 TM 模要求入射光的偏振方向与波导平面成 45°, 并且入射方向与波导平面的夹角小于 4°。自稜镜输出时 TE

1) 以下这一部分光波导光学双稳态工作, 有我们科研课题组的邹立勋、万立德、金恩培、张雷、李淳飞等同志参加, 总结文章待发表。

模和 TM 模间夹角约 10° (我们采用锗酸铋耦合棱镜)。我们的实验表明,本装置即使用多模激光光源也可获得双稳性。预计如果使用条形波导和端面输出技术,可以使这种 BOD 的结构大大简化。

四、研究光学双稳态的意义

如上所述双稳态光学器件具有类似于电子学器件的功能,可能应用于光通讯、光信息处理、甚至未来的光计算机中,将成为集成光学的一种基本元件,因而具有明显的实用意义。BOD 与电子器件相比主要有以下两个优点:

(1) 开关速度快。其开关速度取决于光学材料和探测元件对光的响应时间。一般估计可达 ns 量级,而非线性界面 BOD 器件有可能达到 ps 量级。一般电子器件的开关速度只有 μ s 量级。

(2) 不受电磁干扰。特别是全光学器件和自持式混合器件(不需外界提供电能,仅靠输入的光能实现开关动作)具有这个特点。作为一个光控光开关,可与光纤装置、光波导器件组合成全光学系统。

为了使 BOD 集成器件性能超过集成电路元件,就要求使 BOD 做到体积小达 μ m,速度快达 ps,开关能量小到 10^{-15} J,维持功率低到小于 mW,并能在室温下运转。至今尚未找到一种全部满足上述条件的方案。目前看来半导体 BOD 和非线性界面 BOD 很有希望。而混合型集成器件具有多种功能,灵活多变,既可光激励又可电激励,还具有功耗小,可多模运转等特点,有可能在目前多模光通讯系统及光电混合式信息处理中获得应用。

研究光学双稳态还具有重要的理论意义。大多数双稳态光学装置涉及强光与物质相互作用的非线性光学效应。如非线性共振吸收与色散效应,电光克耳效应和普克耳效应,斯塔克效应和塞曼效应,声光效应和压电效应,非线性参量过程,拉曼散射,双光子过程,四波混频,自聚焦及各种瞬态效应等。大多数 BOD 的原理起

源于强光引起非线性极化,使非线性介质的折射率发生变化。因而光学双稳态是非线性光学的重要研究课题。

具有 FP 谐振腔的 BOD 与激光器有相似之处,不仅二者都靠光学谐振腔实现反馈,而且往往要求腔内光与介质发生共振相互作用。不同的只是 BOD 内含非线性介质,而激光器内含增益介质。因而几乎全部研究激光器的理论方法都被用来研究光学双稳性^[20]。包括经典平面波理论,速率方程理论,半经典密度矩阵理论,全量子理论及光子统计方法。所用的模型有二能级模型和三能级模型,还有应用布洛赫方程的矢量模型。光学双稳性的理论研究还涉及驻波腔和环腔,均匀增宽介质和非均匀增宽介质,以及非线性 FP 干涉仪等光腔理论问题,此外还涉及荧光光谱和起伏与噪声等问题。总之光学双稳态研究与激光物理密切相关。

利用光学反馈原理的光学仪器已成为光学仪器的一个新分支^[21],除了光学双稳器件和激光器之外还有电视光学反馈,在光腔中插入图象的光学处理方法等。反馈在激光器中与在 BOD 中的作用是不相同的。激光器是靠光腔的正反馈实现激光振荡,产生相干光,而 BOD 是靠负反馈来维持稳态,而靠正反馈来实现稳态间的转换。

光学双稳性的特征除了“反馈”这一点之外,“突变”也是一个重要特点。光学双稳态是一种典型的尖顶突变现象。例如对具有 FP 谐振腔的 BOD,可以将方程(8)近似表达为洛仑兹函数形式:

$$\tau = \frac{I_t}{I_i} = \frac{\tau_m}{1 + \frac{f}{4} \phi^2} \quad (18)$$

再将反馈关系式 $\phi = \phi_0 + KI_t$ 代入(18)式,则得

$$AI_t^3 + BI_t^2 + CI_t - I_i = 0 \quad (19)$$

这种 I_t 的三次方程可以化为具有一个变量(x)和两个参变量(u, v)的尖顶突变的标准稳态方程:

$$x^3 + ux + v = 0 \quad (20)$$

通过对光学双稳性的研究有助于人们加深对突变现象的认识；突变理论也可用来分析研究在光学双稳态中各物理量的定量关系。

综上所述光学双稳态的研究涉及激光和现代光学理论和技术的各个方面，是一个边缘性的研究课题，必须引起足够重视。研究光学双稳态的历史很短，目前尚处于基础理论研究阶段，下一步除了发现新原理、探索新器件之外，尚须在研究器件的稳态特性基础上进一步研究器件的动态特性，如开关时间，“临界延迟”效应等，特别是要研究集成的双稳器件，解决制造工艺问题，探索光学双稳态的各种可能的应用。

参 考 文 献

- [1] A. Szöke et al., *Appl. Phys. Lett.*, **15**(1969), 376; E. Spiller, *J. Appl. Phys.*, **43** (1972), 1673.
- [2] S. L. McCall et al., *J. Opt. Soc. Am.*, **65**(1975), 1184; H. M. Gibbs et al., *Phys. Rev. Lett.*, **36** (1976), 1135.
- [3] F. S. Pellber et al., *Appl. Phys. Lett.*, **28**(1976), 731; J. H. Marburger et al., *Phys. Rev. A*, **17** (1978), 335.
- [4] T. Bischofberger et al., *Appl. Phys. Lett.*, **32** (1978), 156; T. Bischofborgor et al., *Phys. Rev. A*, **19**(1979), 1169.
- [5] P. W. Smith et al., *Appl. Phys. Lett.*, **30**(1977), 280; P. W. Smith et al., *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-14** (1978), 207.
- [6] E. Garmire, *Appl. Phys. Lett.*, **32**(1978), 320.
- [7] P. W. Smith, *Appl. Phys. Lett.*, **34**(1979), 62.
- [8] E. Garmire et al., *Opt. Lett.*, **3**(1978), 69.
- [9] P. S. Cross, et al., *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-14** (1979), 577.
- [10] A. Schnapper et al., *Opt. Commun.*, **29**(1979), 364.
- [11] W. Sohler, *Appl. Phys. Lett.*, **36**(1980), 351.
- [12] J. Albert et al., *J. Opt. Soc. Am.*, **70**(1980), 1561.
- [13] H. M. Gibbs et al., *Appl. Phys. Lett.*, **30**(1977), 282.
- [14] D. A. B. Miller et al., *Appl. Phys. Lett.*, **35**(1979), 658; D. A. B. Miller et al., *Opt. Commun.*, **31** (1979), 101.
- [15] P. W. Smith et al., *Appl. Phys. Lett.*, **35**(1979), 846; P. W. Smith et al., *J. Opt. Soc. Am.*, **70** (1980), 658.
- [16] 李淳飞等, 哈尔滨工业大学学报, **1**(1981), 57.
- [17] 李淳飞等, 光学学报, **1**(1981), 167.
- [18] 李淳飞, 物理, **9**(1980), 99.
- [19] 李淳飞等, 光学学报, **1**(1981), 336.
- [20] J. H. Marburger et al., *Phys. Rev. A*, **17**(1978), 335; L. A. Ungiatio et al., *Phys. Rev. A*, **18**(1978), 238; S. T. Dembinski et al., *Phys. Rev. A*, **18** (1978), 1145; R. Bonifacio et al., *Phys. Rev. A*, **18**(1978), 2266.
- [21] Stuart A., *Optical Engineering*, **19**(1980), 478.

过渡族金属化合物中的电荷密度波

F. J. Di Salvo T. M. Rice

绝大部分化合物都可以结晶成规则形状的晶体。在这些晶体里，除了缺陷、杂质和晶界以外，晶胞无限循环重复。但是，在足够低的温度下，一些化合物晶胞之间的电子-离子相互作用，使这种规则排列产生小小的畸变，变得不稳定起来。在稳定的状态中，电荷密度^[1,2]、自旋密度^[3]或离子位置^[4]为长周期调制，这些调制的周期可能与基本晶格的周期是无公度的。结果，晶体有了两个独立的周期，不再是真正周期性的了。本文将集中讨论电子密度以及离子位置都出现周期变化的电荷密度波。

一、一维电荷密度波

大约二十年前，R. Peierls^[5]和H. Fröhlich^[6]首先提出，电荷密度波能降低金属的电子能量。他们考虑的是一维金属的特殊情况，这种金属的电子被限制在线性原子链上，仅能在一维范围里运动。这样，费米面由两个平行的平面组成。通过电子-离子相互作用，一种特定周期性的晶格调制（它的波矢正好等于这两个平面之间的间隔）将使费米面两端的电子态耦合起来。由于动量满足布喇格条件的电子被调制的晶格