

总之,对于微扰 QCD 可应用的小距离,虽然在定性或半定量上实验可以验证其正确性,但却不能精确验证,更没找到像 $g-2$ 因子检验 QED 那样的实验检验;而对大距离, QCD 还无法计算. 因此,如何对微扰 QCD 进行精确地计算和检验,如何寻找验证 QCD 的关键实验,作为描述强相互作用的基本理论 QCD 如何向着能够描述从小距离到大距离的完整理论的发展,是摆在理论物理学家面前的重要而又艰巨的任务. 也许需要从 QCD 的一些模型理论的成功之处汲取一些反映强相互作用本质的内核,来发展非阿贝尔规范理论的 QCD.

最后,我们感谢汪容同志为我们审阅了全稿.

参 考 文 献

[1] C. N. Yang and R. L. Mills, *Phys. Rev.*, **96**(1954), 191.
 [2] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.*, **8**(1964), 214.
 [3] 朱洪元,《层子模型的回顾》,1980年1月在广州召开的高能粒子物理讨论会上的报告.
 [4] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.*, **179**(1969), 1547.
 [5] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.*, **19**(1967), 1264.
 [6] A. Salam, In *Elementary Particle Physics: Relativistic Groups and Analyticity* (Nobel Symposium No. 8367), ed. N. Svartholm, (Almqvist and Wiksells, Stockholm, 1968).

[7] L. S. Faddeev and U. N. Popov, *Phys. Lett.*, **25B**(1967), 29.
 [8] G. 'tHooft, *Nucl. Phys.*, **B33**(1971), 173; B. W. Lee and J. Zinn-Justin, *Phys. Rev. D*, **5**(1972), 3121; *ibid.*, *Phys. Rev. D*, **7**(1973), 1049.
 [9] E. S. Abers and B. W. Lee, *Phys. Rep.*, **9c-1**(1973).
 [10] W. Marciano and H. Pagels, *Phys. Rep.*, **36C-3**(1978), 139.
 [11] H. D. Politzer, *Phys. Rev. Lett.*, **30**(1973), 1346; D. J. Gross and F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.*, **30**(1973), 1343.
 [12] A. A. Belavin, A. M. Polyakov et al., *Phys. Lett.*, **59B**(1975), 85.
 [13] R. Balian and J. Zinn-Justin, *Methods in Field Theory*, North-Holland, Amsterdam, (1976), 162—250.
 [14] G. Altarelli and G. Parisi, *Nucl. Phys.*, **B126**(1977), 298.
 [15] AIP Conference, Proceedings No. 55 Particles and Fields Subseries No. 18, Quantum Chromodynamics, (1978), 1—169.
 [16] J. Ellis and C. T. Sachrajda, *Quantum Chromodynamics and Its Applications*, CERN Preprint 2782(1979).
 [17] A. J. Buras, *Rev. Mod. Phys.*, **52-1**(1980), 199.
 [18] Yu. L. Dokshitzer, D. I. Dyakonov and S. I. Troyan, *Phys. Rep.*, **58-5**(1980).
 [19] A. Chodos, R. L. Jaffe et al., *Phys. Rev. D*, **9**(1974), 3471; R. L. Jaffe, *Phys. Rev. D*, **15**(1977), 28.
 [20] K. G. Wilson, *Phys. Rev. D*, **9**(1974), 3501; *ibid.* **10**(1974), 2449.

固体光学薄膜结构研究的一些进展

仲 永 安

(陕西师范大学物理系)

一、引 言

我们现在所说的固体光学薄膜,大多数是指用真空蒸发的方法制备的薄膜,也就是所谓物理蒸汽淀积膜. 这种薄膜的制备过程受着多种条件的影响. 例如,由于蒸发材料、加热源材料、蒸发速率、环境条件、基体材料、基体温度等因素的不同,形成薄膜的性质和结构也就不同. 而且理论上的计算往往与实际测量的结果有着

很大的偏差. 这就是所谓成膜的多因素影响薄膜的多变化. 要制备一种合乎要求、经久耐用的薄膜实属不易. 因此,为了制得合乎要求的光学薄膜,对薄膜结构的研究也就成为一个重要的课题了.

早期人们对薄膜性质的分析偏重于物性测试以及化学成份分析. 在形貌分析上由于受实验条件的限制,开始只能依靠光学显微镜观察,直到有了电子显微镜这种先进的工具,才对薄膜的表面微观结构和形貌有了更多的了解.

1966年 Pashly^[1] 曾用电子显微镜观察了薄膜的成核和生长, 生长期间结构迅速变化, 他采用电影摄影机记录, 获得了重要的资料. 同年 Grigson 和 Dove^[2] 更进一步在装有扫描装置的电子衍射仪中边蒸发边观察薄膜的生长和形貌.

随着固体薄膜的应用日益广泛, 特别是就光学薄膜领域来说, 由于激光技术的迅速发展, 多层膜系的镀膜日益增多, 对膜的质量特别是稳定性和耐久性也提出了更高的要求. 而在生产和使用过程中, 对一种现象, 例如对某些窄带滤光片的红移问题, 往往难以作出解释, 这就促使人们进一步对薄膜的内部结构进行深入的研究.

本文仅就目前国外对固体光学薄膜结构研究中取得重大进展的几个方面, 以及研究方法作简要介绍, 并提出一些尚须探讨的问题.

二、薄膜的多孔结构

1970年 Pearson^[3] 在一篇文章中介绍了采用透射电子显微镜的复型技术, 首次拍摄了多层薄膜横截面的微观结构照片. 这是七十年代固体薄膜研究的一项重要进展.

Pearson 拍摄多层膜系的样品, 其中有全介质法布里-珀罗滤光器的薄膜. 图1为该种膜系横截面电子显微照片. 薄膜有一种柱状结构, 晶体具有柱状生长特征. 薄膜中除柱状体

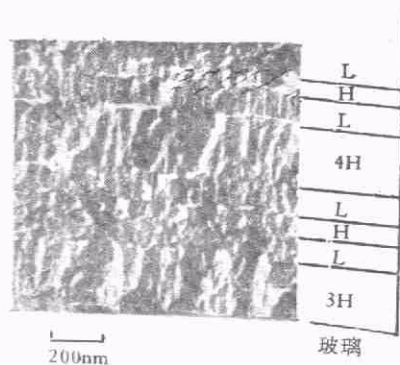


图1 全介质法布里-珀罗滤光片横截面电子显微照片
H为高折射率 $n = 2.35$ 的硫化锌膜层; L为低折射率 $n = 1.35$ 的冰晶石膜层

以外, 其余部分为空隙. 柱状体几乎与衬底表面垂直生长. 在层与层之间有比较明显的界线, 下层晶体与上层晶体之间并不连续生长, 错开一定的距离. 这也显示出下层膜中的空隙并不完全与上层中的相连. 这些特征所以引起人们的兴趣, 在于薄膜的结构与许多光学特性(例如折射率、透射率、光散射等)有密切的关系.

能否真实反映膜层的柱状结构, 关键在于制取透射电子显微镜样品的复型技术. 图2为膜层折裂横截面示意图. 图中 S_{C_1} , S_{C_2} 表示碳支持膜蒸发方向, S_P 为铂预成阴方向.

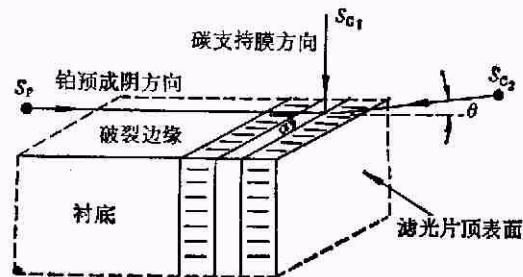


图2 薄膜折裂横截面示意图

1. 薄膜中水蒸汽渗入图形

1976年 MacLeod 和 Richmond 研究潮气渗透到滤光片中的影响, 发现热处理后引起膜层结构的变化, 他们并介绍了通过检验图形的变化来观察潮气渗透的程度, 见图3^[4].

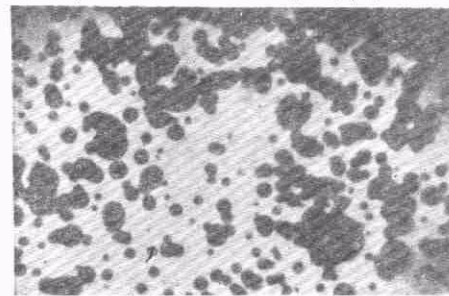


图3 潮气渗透 MgF_2/ZnS 滤光片图形, 图中白色部分为渗透潮气

MacLeod 等人的工作是在 Pearson 发现薄膜的“柱状体+空穴”结构以后的进一步工作. 他们在薄膜中发现有潮气渗透空穴, 空穴便成为潮气渗透并盘踞下来的空间. 潮气深入空穴增加了薄膜的折射率. 因为空的空穴折射率为1, 而水的折射率为1.33, 这就使光学薄膜厚度

增大。这一实验观察十分有力地说明，窄带滤光片峰值波长的“红移”主要来自大气中的水汽对滤光片的渗透(见图4)。

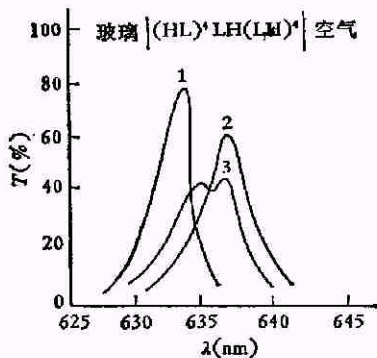


图4 窄带硫化锌和冰晶石滤光片偏移(红移)特性
1为刚制成的片子的特性曲线;2,3分别为三天和四天后面子的特性曲线

通过对许多薄膜测量结果的分析,发现潮气对氟化镁的渗透速率和渗透深度要比冰晶石大得多。作者认为氟化镁膜层有高的抗张应力,有一种细小的裂痕,潮气很快沿着这些裂痕渗透到整个膜层。

MacLeod 等还提到,将滤光片制成后放置11分钟,然后在真空中加热至200℃,将潮气赶出,并保持高温4小时,然后降至室温,再暴露于大气。这种热处理工艺对稳定滤光片的性能有效,主要效果是阻止潮气的渗透。

在可见光区一般用作窄带滤光片的材料是硫化锌、冰晶石或氟化镁。这些材料的薄膜,如在接近于室温情况下淀积,就聚集成柱状体。膜层中的微孔很容易为水汽所充满,这样薄膜的折射率和光学厚度就增加。多层膜中情况更加复杂,外层像单层膜,然后水汽很快就渗到第二层,一直渗到薄膜的底层和其他各层。层间相隔材料不同便不连续。这种不连续可以阻碍水汽进入下一层,因为一层的微孔并不和其他层直接相连接。水汽渗透速度的快慢与膜料、蒸镀条件、膜系结构、环境湿度等密切相关,因而窄带滤光片的“红移”亦带有随机性。

MacLeod 等还发现膜层中有一些大的微孔很可能是由灰尘造成的缺陷。通过对潮气渗入图形的研究还可为多层介质膜结构变化提供资

料。

研究表明,造成 λ_0 偏移的内因是膜层多孔结构,外因是潮气的渗入。对多层膜来说,潮气渗透过程十分复杂,并不是均匀地渗透整个膜面,而是通过那些半径为某一临界值的微孔横向弥散到膜层内的。因此微孔的大小与潮气渗入的速率直接有关。这就牵涉到要定量地测量薄膜的聚集密度和微孔的大小了。

2. 薄膜的聚集密度

我们知道氧化铅薄膜是光电导薄膜中非常不稳定而易于变化的一种膜。1966年荷兰的Drift^[5]曾用透射电子显微技术拍摄了这种薄膜的横截面照片。由照片可以清楚地看到,薄膜中的氧化铅微晶垂直生长于基片上,具有明

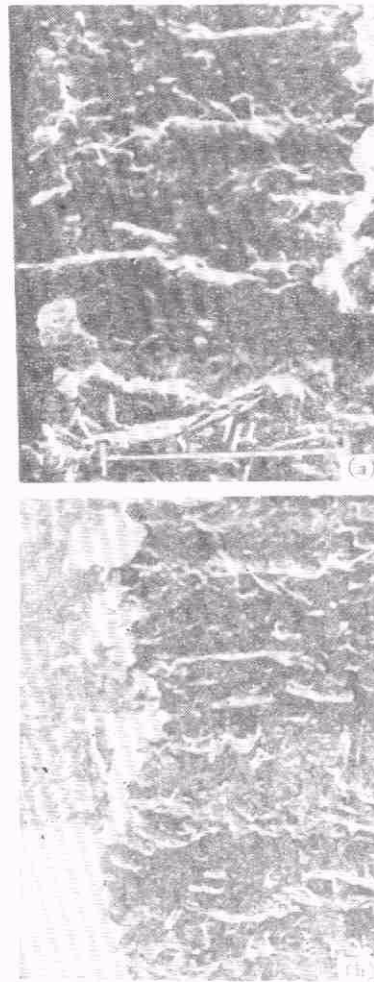


图5 氧化铅膜的横截面电子显微照片
(a)是靠近玻璃基片的一边;
(b)是靠近薄膜表面的一边

显的针状结构。

氧化铅薄膜也是用真空蒸发淀积方法制备的,但是它特殊的工艺,就是在蒸涂过程中要渗入一定量的氧气和水汽。因此,在这种膜层中,含水成份是预知的。在 Drift 的文章中,当时虽然没有明显地提出“柱状体”的名称,但同样揭示了薄膜内部的多孔特性。

图 6 表明氧化铅膜中横截面照片是如何拍摄的,右面是与衬底相接触部分,左面是膜层面向蒸汽源部分。

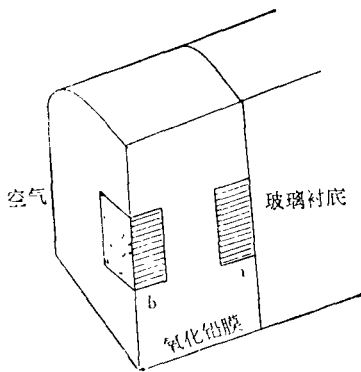


图 6 氧化铅薄膜横截面示意图
a, b 表示电子显微照片的有关部分

Drift 采用 Brunauer, Emmett 和 Teller 的方法(简称 B. E. T. 法)对膜层的孔隙率进行测量,即在 77K 时用惰性氮气单分子层的吸附方法,测量并计算出 50% 的孔隙率。他测得晶体总表面大约是 $50\text{m}^2/\text{g}$, 经过计算晶体的平均厚度约为 50Å , 晶体的大小是 $2\mu\text{m} \times 0.5\mu\text{m}$ 。晶体生长方向显示出一种由氧化铅蒸汽分子入射角所决定的明显取向,这种取向是膜在淀积过程中逐步形成的选择性所造成。

在介质膜方面,1976 年 Ogura^[6]和 MacLeod 在分析光学薄膜中水吸附现象时,专门用聚集密度这样一个参数来说明水汽的影响。并特别考虑到内表面积和微孔大小的分布。他们是以 Wheele 提出的吸附等温线的理论为基础。这种假设把水吸附的两种机理结合在一起。一种机理是根据 B. E. T. 法得出多层膜的总表面积;另一种是当气压大于临界值时微孔完全被填满,形成毛细状凝聚。假定微孔是圆柱状的, Wheele 的公式可以写成如下形式:

$$V_0 - V = \pi \int_{R+t}^{\infty} (r-t)^2 L(r) dr, \quad (1)$$

式中 V_0 和 V 分别代表饱和气压 p_0 和在改变气压 p 时吸附水蒸汽的体积, $L(r)dr$ 是微孔半径在 r 至 $r + dr$ 范围的总长度, t 是气压为 p 时吸附的多层薄膜的厚度,而 R 是作为气压比 p/p_0 函数的 Kelvin 半径,其表达式为

$$R = - \frac{1}{2.303} \cdot \frac{2vr}{R_g T \log_{10}(p/p_0)}. \quad (2)$$

从 Wheele-Halsey^[7] 公式可得出多层膜的厚度为

$$t = 3.23 \left\{ \frac{5}{2.303 \log_{10}(p_0/p)} \right\}^{1/3}, \quad (3)$$

式中常数 3.23 是根据六角状聚集分子选定的。

微孔大小的分布函数 $L(r)$ 和内表面积可以 p_0/p 为函数测出吸附水蒸汽体积 V 来确定(见参考文献 [7])。

吸附水的体积可用一种 Balzers 公司的 QSG20 型石英晶体微量天平来测量。它实际上是通过淀积或吸附在表面上的质量转换为频率变化测出。单层膜水吸附等温线和微孔大小分布见图 7。

这里需要说明一点,自从找到膜层的“柱状体+空穴”的结构以后,人们有了感性认识,但是,如何从定量的概念来考虑薄膜的特性,以满足膜系设计的要求,从而改进膜系的结构,这就是膜层结构设计学的任务。因此,薄膜中微晶的总表面积以及微孔的大小是必不可少的重要参数。今天国外已经开始在做这方面的工作。例如 Balzers 公司的 Ritter 曾对常用的 13 种介质薄膜的填充密度作了测量。任何薄膜在蒸镀过程中,或者在镀制之后,只要填充密度 P 发生变化,薄膜的折射率就随之改变,膜层或膜系的光学特性也随之改变。因此,填充密度的变化直接影响光学特性,而填充密度又与微孔的大小有密切关系。

一些常用介质薄膜的填充密度见表 1。

填充密度 P 表征薄膜中空穴程度,即

$$P = \text{薄膜密度} / \text{块状材料密度},$$

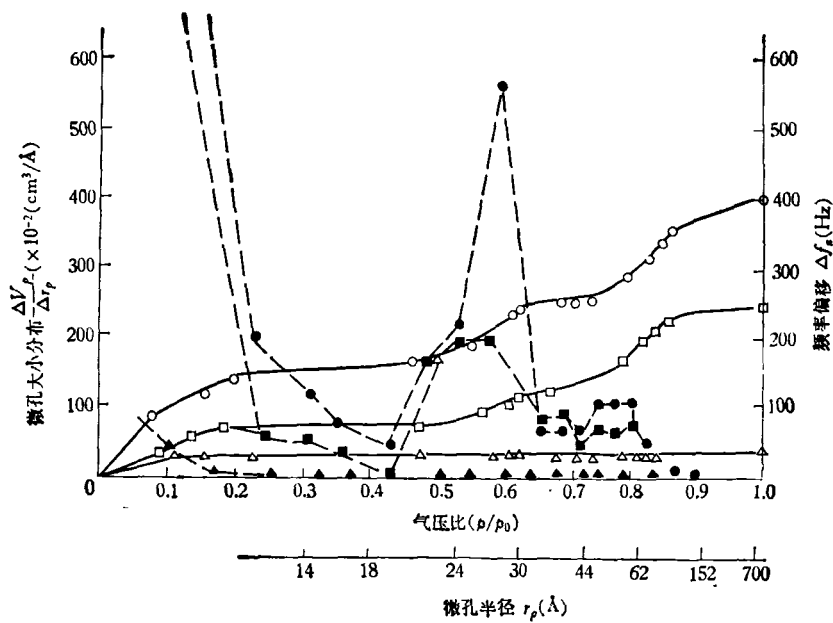


图7 单层膜水吸附等温线和微孔大小分布

p/p_0 为吸附水变化气压和饱和气压比; r_p 为微孔半径 (\AA); $\Delta V_p/\Delta r_p$ 为微孔大小分布; Δf_n 为频率偏移. 图中符号 \circ , \square , \triangle 分别表示 MgF_2 , Na_3AlF_6 和 ZnS 三种不同材料薄膜的等温线

$$P = \frac{(n_t^2 - 1)/(n_t^2 + 1) \cdot (n_m^2 + 2)/(n_m^2 - 1)}{\quad} \quad (4)$$

式中 n_t 和 n_m 分别是薄膜和大块材料的折射率.

表 1

材 料	填充密度 P (基片温度 $T^\circ\text{C}$)
Na_3AlF_6	0.88(30); 0.98(19)
MgF_2	0.72(30); 0.96(300)
CaF_2	0.57(30)
AlF_3	0.64(30)
LaF_3	0.80(30)
NaF_3	0.80(30)
PbF_3	0.91(30)
SiO_2	0.90(30)
Al_2O_3	1.00(3)
ZrO_2	0.67(30)
ZnS	1.00(30)
ZnS_2	1.0(3)

Guenther^[8] 用电子显微镜拍摄了 23 层 $\lambda/4$ 的 ZnS-MgF_2 膜系的横截面显微照片. 介质薄膜由无数柱状体构成, 柱体之间存在微孔, 柱体的截面大体是圆的, 对 TiO_2 , ZnS , MgF_2 膜的柱状体直径作了测量, 其统计结果很符合泊松公式(见表 2).

表 2

薄 膜	柱状体直径 (nm) (平均值)	标准偏差
TiO_2	19.8	6.6
ZnS	27.6	11.3
MgF_2	27.2	9.0

柱状体形成的原因, 目前还没有确切的解释, 有的认为在薄膜形成过程中与衬底温度有密切的关系. 1967 年 Drift 曾对微晶的纵向生长作过理论上的分析^[9]. 他的工作对研究结构晶体学来说, 颇有参考价值.

但是, 前述几位学者的工作, 对于与柱状体结构密切关联的择优取向问题, 并没有给予重视和讨论.

1978 年第四届国际薄膜会议^[10] 的议题定为“薄膜结构性质”不是偶然的, 它说明自 1970 年以来薄膜结构的研究已为世界各国薄膜工作者所注意.

三、结 束 语

从获得多层膜系横截面的电子显微照片到

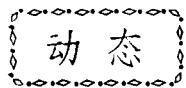
现在不过 10 年的时间,目前虽然对膜结构柱状体作了一些研究,取得了某些重要的进展,但也还有不少问题,例如微晶生长、膜层应力、填充气体种类和吸附状态对多层光学膜系及其他薄膜结构的影响,以及薄膜的机械强度、附着力、化学稳定性与薄膜结构的关系等等,都是值得深入研究的。薄膜的抗激光损伤与膜的结构有密切的关系。

当前制备薄膜的工艺大量的还是采用真空蒸发的方法,这种工艺应用较广,工艺条件比较成熟,已经成为一种传统的工艺。但是从薄膜结构方面来说亦存在着一种较为明显的缺陷,这就是质地比较疏松,附着力比较薄弱,内部空隙较多,当然就存在着被潮气和一些活泼气体渗入的客观条件。正是在这种情况下一种冷落了多年的阴极溅射工艺正在蓬勃兴起,伴之而来的还有如射频离子溅射和磁控溅射。这些新的工艺最突出之点是溅出材料溅向基片的能量远比蒸发分子大得多,因而附着力要强得多,膜层结构更为致密。以前认为溅射速率不高的

问题正在逐步解决。除金属膜外还可以溅射介质薄膜。这一切说明固体薄膜结构的研究,正处于十分活跃的时期。

参 考 文 献

- [1] D. W. Pashly, *J. Vac. Sci. and Tech.*, **3**(1966), 156—167.
- [2] C. W. B. Grigson and D. B. Dove, *J. Vac. Sci. and Tech.*, **3**(1966), 120.
- [3] J. M. Pearson, *Thin Solid Films*, **6**(1970), 349—358.
- [4] H. A. MacLeod and D. Richmond, *Thin Solid Films*, **37**(1976), 163—169.
- [5] A. Van der Drift, *Philips. Res. Rept.*, **21**(1966), 289—303.
- [6] S. Ogura and H. A. MacLeod, *Thin Solid Films*, **37**(1976), 163—169.
- [7] S. J. Grigg and K. S. W. Sing, *Adsorption Surface Area and Porosity*, Academic Press, London, (1967), 135.
- [8] K. H. Guenther, *Appl. Opt.*, **15**(1976), 2992.
- [9] A. Van der Drift, *Philips. Res. Rept.*, **22**(1967), 267—288.
- [10] *Thin Solid Films*, **57-2**(1979); *Thin Solid Films*, **58-1**(1979).



第五届国际铁电会议(IMF-5)简讯

IMF-5 于 1981 年 8 月 17 日至 21 日在美国宾夕法尼亚州大学召开。约 29 个国家的 300 多名学者赴会。我国有李荫远、殷之文等四位参加,每人都有论文在会上发表,殷、李两人的文章为大会邀请文章。在国外的 12 名我国访问学者也参加了会议。

会议共有论文约 360 篇,内容主要包括:不可约(Incommensurate)相,非晶态和非本征铁电体,钙钛矿和氢键铁电体,铁电聚合物,有机铁电体和铁弹体,相变,光效应,有序化研究,畴、晶界和缺陷等方面的理论和实验,以及新的材料、应用、实验技术和现象。其中,不可约相及其有关相变的论文较多,约 40 多篇。也有不少论文是关于电致伸缩、热电、光电、压电等单晶和陶瓷的掺杂改性。还有一些新现象的报道,如热电发光(PEL)的变化规律等。在实验技术上,将扩展了的

X 射线吸收精细结构技术(EXAFS)用于铁电研究,对原子数大于 12 的元素,能测量出百万分之几的浓度,并能测量原子间距达 $\pm 0.001 \text{ \AA}$ 。用光双折射和散射研究相变的技术文章也不少。对铁电体表面研究,如离子表面散射(ISS)、二次离子质谱(SIMS)、俄歇电子谱(AES)等技术也有发展。用声发射方法研究电畴壁的动力学也受到重视。在应用方面,有如高光生伏打效应的器件,热能直接转换为电能的固体引擎,复合铁电陶瓷应用于高灵敏度水听器、无损检测声换能器、红外探测器,微波高介器件和有温度补偿的声表面波器件等

会议决定下届会议(IMF-6)将于 1985 年在日本召开。

(徐其昌)