

# 热刺激放电技术在极化聚合物材料研究中的应用\*

陈钢进<sup>1 2</sup> 韩高荣<sup>1</sup>

(1 浙江大学硅材料国家重点实验室 杭州 310027)

(2 浙江师范大学应用化学系 金华 321004)

**摘要** 从热刺激放电技术基本原理出发,讨论了极化聚合物材料热刺激电流的基本特性,并根据文献中报道的实验结果,针对极化聚合物材料研究中的一些热点问题(如极性生色团分子的取向弛豫机制、极化后的物理老化、键合型材料稳定性增强机制等)介绍了热刺激放电技术的应用。

**关键词** 极化聚合物 热刺激放电技术 极化稳定性

## THERMALLY STIMULATED DISCHARGE TECHNIQUES IN POLED POLYMER RESEARCH

CHEN Gang-Jin<sup>1 2</sup> HAN Gao-Rong<sup>1</sup>

(1 State Key Laboratory of Silicon Materials, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China)

(2 Applied Chemistry Department, Zhejiang Normal University, Jinhua 321004, China)

**Abstract** The basic characteristics of thermally stimulated discharge (TSD) currents in poled polymers are described. The application of TSD technology to key problems of poled polymer materials, for example, the oriented relaxation of chromophore dipoles, physical aging under a poling field and improving the stability of bonding material are discussed with reference to the current literature.

**Key words** poled Polymer, thermally stimulated discharge, poling stability.

### 1 引言

极化聚合物是一类非线性光学材料.它是由极性生色团分子通过掺杂或化学键合的方式引进到聚合物材料中,并在外电场作用下,极性生色团分子沿外电场方向取向并被冻结下来而形成的.它是由美国科学家 Meredish 在 1982 年借鉴了压电聚合物的概念后首先提出来的<sup>[1]</sup>.这类材料具有一系列独特的优点,如优异的光学质量、低介电常数、皮秒至飞秒的响应速度、优异的可加工性和可集成性等.它一诞生就备受重视,一度成了分子非线性光学材料研究中的热点.20 世纪 90 年代初,科学家们曾预言,极化聚合物电光波导器件将在几年内进入市场.C&EN 杂志也在封面上刊登了通栏标题“极化聚合物正处于进入市场的门槛上”,并配以长文作了介绍<sup>[2]</sup>.但正如大多数新兴学科的发展一样,在经过了

十多年的热门之后,非线性光学高分子的研究步入一个相对低潮期.许多在此领域作出过杰出贡献的科学家对此作了总结<sup>[3,4]</sup>.正是在这样一种情况下,本文试图通过介绍热刺激放电技术在解决极化聚合物材料研究中的一些热点问题(如极性生色团分子的取向弛豫机制、极化后的物理老化和键合型材料稳定性增强机制等)方面的应用,以促进材料研究的发展.

极化聚合物材料的非线性光学活性起源于掺杂或键合在聚合物基底材料中的极性生色团分子在外电场的作用下形成的有序取向.它们属于分子偶极驻极体<sup>[5]</sup>.极化后的薄膜中实际存在两类电荷:一类是由外界注入的被材料表面或体内的各类陷阱捕获的空间电荷;另一类是材料内极性生色团分子定向排列所产生的偶极电荷.尽管表面电位可以完全消

\* 2001-06-25 收到初稿,2002-03-28 修回

除(非屏蔽系统),但材料内部仍然是荷电的(同时存在空间电荷和偶极电荷)。热刺激放电技术(thermally stimulating discharge, TSD)是电介质材料微观介电性质研究中所使用的基本方法<sup>[6]</sup>。它是通过将驻极体样品线性升温,使捕获在驻极体不同陷阱能级内的空间电荷脱阱、或使取向的偶极分子发生松弛,在外电路上产生电流。通过对所获得的电流温度谱的分析、计算,可得到捕获空间电荷和取向偶极分子的束缚能级、活化能分布和储存的电荷密度等参数<sup>[7]</sup>。因此采用热刺激放电技术,可以获得极化聚合物材料在极化期间和储存周期内,材料内部空间电荷受激励脱阱后的迁移和衰减规律、取向生色团分子(以下简称偶极电荷)的松弛动态变化规律、空间电荷和偶极电荷之间的相互作用规律等信息,这对了解材料光学非线性产生的物理机制和极性生色团分子的取向弛豫机制至关重要。

## 2 极化聚合物材料热刺激放电电流的基本特性

给处在二电极之间的极化聚合物材料加热,会使有序排列的极性生色团分子重趋混乱,也会使空间电荷释放。当这种放电发生时,在联接两电极的外电路中,将出现电流,称为热刺激电流。若样品处在恒定的或非恒定的温度场中,材料将分别进行等温或非等温放电。TSD 的实验技术可分为以下两种<sup>[5]</sup>:

(1)短路(short-circuit, SC)TSD:两边镀金属膜,并用镀金铜块在两边压紧,外电路和电流表接通。

(2)开路(open-circuit, OC)TSD:单面膜膜样品的自由面与上电极形成一定的气隙。样品的自由面与上电极间的气隙中存在一电场,并使上电极的下表面感应出一层镜像电荷。

开路 TSD 测量如图 1 所示。设上电极上的感应电荷密度为  $\sigma_2(t)$ ,样品表面的电荷密度为  $\sigma_1(t)$ ,它们产生的电场强度分别为  $E_2(t)$ 和  $E_1(t)$ ;样品厚度为  $l_1$ ,介电常数为  $\epsilon_1$ ,气隙厚度为  $l_2$ ,介电常数为  $\epsilon_2$ ,上下电极间有  $E_2(t)l_2 = -E_1(t)l_1$ 。这时上电极上的电荷密度为

$$\sigma_2(t) = \epsilon_0 \epsilon_2 E_2(t) = -\frac{\epsilon_2 l_1}{\epsilon_2 l_1 + \epsilon_1 l_2} \sigma_1(t). \quad (1)$$

因此,测量时的 TSD 电流可表示为

$$J = \frac{d\sigma_2(t)}{dt} = \beta \frac{d\sigma_2(t)}{dT} \\ = -\beta \frac{\epsilon_2 l_1}{\epsilon_2 l_1 + \epsilon_1 l_2} \frac{d\sigma_1(T)}{dT}. \quad (2)$$

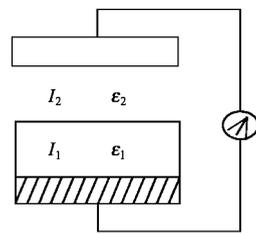


图 1 开路 TSD 测量示意图



上式中已代入了线性升温关系  $T = T_0 + \beta t$ ,即  $dT = \beta dt$  关系。当采用短路 TSD 测量时,  $l_2 = 0$ ,此时 TSD 电流变为

$$J = -\beta \frac{d\sigma_1(T)}{dT}. \quad (3)$$

比较(2)和(3)式,可以看出,由于  $l_1 \ll l_2$ ,因此短路 TSD 测量时的电流大大地大于开路。显然,这与上电极上的电荷是由于感应而产生有关。

当样品中同时存在空间电荷和偶极电荷时,  $E_2(t)$ 可写成

$$E_2(t) = \frac{\sigma_1(t) - P(t)}{1 + \epsilon_\infty l_2/l_1}. \quad (4)$$

相应回路电流为

$$J = \epsilon_0 \epsilon_2 dE_2(t)dt = \frac{\epsilon_0 [\rho(t) - P(t)] dt}{1 + \epsilon_\infty l_2/l_1}. \quad (5)$$

一般情况下气隙中的介质为空气,因此  $\epsilon_2 = 1$ 。由(5)式可见,TSD 电流正比于样品内的净电荷损失  $P(t) - \sigma_1(t)$ 。 $P(t)$ 的减少和  $\sigma_1(t)$ 的减少对电流的贡献方向相反。当偶极电荷的解取向速度比空间电荷的衰减速度快时,可先观测到偶极电荷的解取向峰,然后看到空间电荷峰。两者方向相反(见图 2)。偶极电荷在一定温度下的松弛,将使用作补偿电荷的空间电荷的电极性在样品表面显示出来。这个过程相当于空间电荷密度的增加。由(5)式所示的开路 TSD 的表达式和图 2 都可非常清楚地表明这一

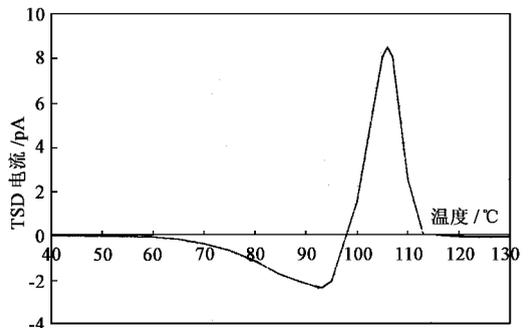


图 2 开路 TSD 电流谱

点.

极化聚合物材料的极化一般都采用在材料表面施加电场的方法来实现,如平行板极化、电晕极化或电子束极化等.以图 2 和图 3 所示的主客体掺杂 DR1/PMMA 膜的 TSD 谱为例.极化后的聚合物膜中存在空间电荷(电子或空穴)和偶极电荷,在 TSD 谱中的表现与理论模型的推导结果完全一致<sup>[8]</sup>.由图 2 可以看到,在开路 TSD 谱中,材料的玻璃态转变温度 90℃ 附近有一负峰,显然这是由于  $P(t)$  的减少所致,即为取向生色团分子的松弛所产生,而在转变温度 110℃ 附近有一正峰,为空间电荷所释放.由图 3 可知,在短路 TSD 谱中,偶极峰与空间电荷峰重叠,形成一宽的负峰,峰温也在 110℃ 附近.文献 [8] 详细分析了空间电荷和偶极电荷在 TSD 电流谱中的表现.

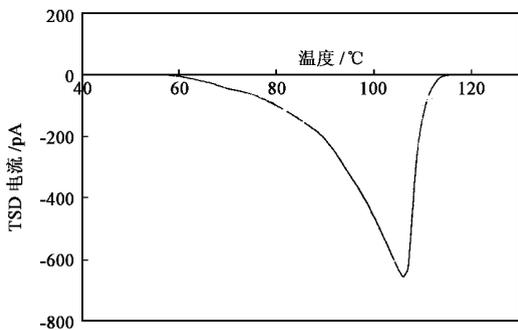


图 3 短路 TSD 电流谱

### 3 极化聚合物材料中极性生色团分子的取向弛豫机制

在极化聚合物材料实用化进程中,需要解决的首要问题是极性生色团分子极化后高温取向的稳定性.因此,对它们取向弛豫机制的了解就显得十分重要.人们已经发现,决定弛豫时间的主要参数是整个体系的玻璃态转变温度  $T_g$ ;另外,热历史、极性生色团分子的尺寸、以及主客体的相互作用等对极性生色团分子的取向弛豫都有重要影响.这些结果一般是通过测定材料在极化前后的吸光度、折光指数的变化或通过实时监测二次谐波产生和电光系数获得的,而这些方法没有将极化衰减过程与外电场作用后材料内部的荷电特性相联系.因此,难以解释极性生色团分子取向弛豫的主要原因是由于外激发导致的分子热运动引起的,还是由于极化后捕获在聚合物中的空间电荷受激发脱阱后的迁移和衰减导致的内电场分布变化(即取向极性生色团分子箝制场的削

弱)所造成的.

为了搞清楚这一问题,文献 [9] 报道了采用热刺激放电技术中常用的热清洗法<sup>[10]</sup>获得的主客体掺杂型 DR1/PMMA 样品表面电位为零时的 TSD 电流谱(见图 4).样品采用在 90℃ 下的栅控恒压电晕极化(即电子注入作为沉积的空间电荷)方法制备.测定过程为:先测室温至 100℃ 时的 TSD 电流谱(图 4 中的曲线 1),急冷至室温后再立即测定室温至 140℃ 范围内的 TSD 电流谱(图 4 中的曲线 2).图 4 中曲线 1 的终点处 TSD 电流已由负值回到零.由于测定前样品所呈现的电光效应非常显著,而此时已观测不到.因此,可以认为取向的极性生色团分子已完全松弛.这时测得其表面电位为 -73 V.显然,这时的电场是热清洗前存在于样品中,作为取向极性生色团分子补偿电荷的空间电荷所产生的.第二次测得的 TSD 电流谱中(图 4 中曲线 2),未见负峰也说明在第一次热清洗过程中,取向极性生色团分子已完全松弛(其松弛温区在 100℃ 以下).这说明由于热激发导致取向极性生色团分子完全松弛后,大部分空间电荷仍被禁锢在较深的能阱内.因此,可以认为取向弛豫的主要原因是由于外激发所导致的分子热运动所引起的.

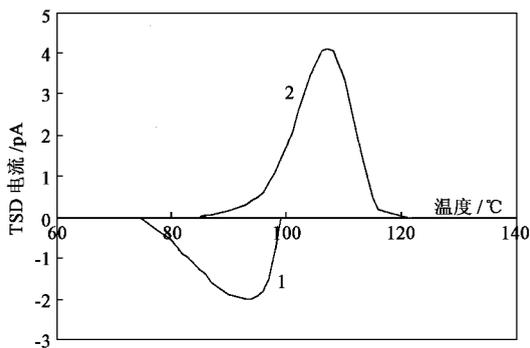


图 4 负电晕极化膜热清洗 TSD 电流谱

为了进一步研究空间电荷和偶极电荷的相互作用特性,文献 [9] 还列举了样品经常温储存后呈现不同表面电位时的 TSD 电流谱(见图 5).由图 5 可见,极化后立即测出的 TSD 电流谱中只有一个正峰(曲线 1,表面电位达 -400 V).随着存储时间的延长,空间电荷不断衰减,当将样品经十天左右的存储,表面电位减至 -96 V 时,TSD 谱中开始出现了极性相反的两个峰,正的空间电荷的峰温(约 100℃)高于负的偶极电荷峰(约 85℃,与材料的玻璃态转变温度相近).该结果表明,极化后的样品中存有不同能态的两类空间电荷:一类位于表面浅阱中,称为表面电

荷;另一类被捕获在深陷阱中,称为陷阱电荷.表面电荷在常温储存时就容易衰减.陷阱电荷是在较高温位释放的,表现出高存储稳定性.当样品中含有较高浓度的表面电荷时,其表面将呈现出较高的电位.这时的开路 TSD 谱中只能见到变宽的空间电荷释放所产生的正电流峰,见不到偶极电荷的松弛产生的反向峰.反向峰的强度随表面电位的减少而增加,而峰温则几乎不变.这说明表面电荷是和取向的偶极子相互约束,即作为取向偶极子的补偿电荷存在的.当表面电荷完全衰减、材料表面呈现电中性时,这些陷阱电荷便成为取向偶极子的补偿电荷.这时 TSD 谱中出现的极性相反的两个峰可清楚地反映出捕获空间电荷和偶极电荷的性质.取向偶极子的束缚能级和空间补偿电荷所处的陷阱能级不因表面电位的不同而改变,仅仅受材料的固有特性(如玻璃态转变温度及材料的分子结构等)的影响.

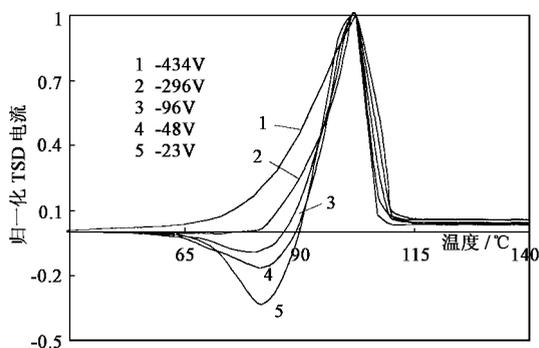


图5 极化膜在不同表面电位时的 TSD 电流谱

众所周知,物理老化可以有效地改善极性生色团分子的取向稳定性.但对其机制的了解仍不很清楚.一般认为,取向稳定性的提高是由于物理老化减少了材料内部生色团分子运动的自由体积空间造成的.但 TSD 技术的分析结果表明,这可能与极化后捕获在材料中的空间电荷稳定性提高有关. Köhler 等人将 TSD 和二次谐波产生(SHG)热分析技术相结合,研究了含有同一生色团的一个侧链和两个主链型极化聚合物材料的极化稳定性<sup>[1]</sup>.他们对极化后的样品,在保持恒定电场的情况下,采用不同的冷却速度.结果表明:以恒定慢速度冷却样品的 TSD 峰的峰形都比快速冷却的峰窄,而且向高温区移动.图 6 所示的侧链型聚合物 TSD/SHG 的结果非常清楚地表明了这一点.陈钢进等人对主客体掺杂型 DR1/PMMA 材料的 TSD 实验,也证明了老化使样品的 TSD 峰的峰形变窄<sup>[9]</sup>,而且向高温区移动.并推断这是由于材料中的脱阱电荷在体内的输运受快速再捕

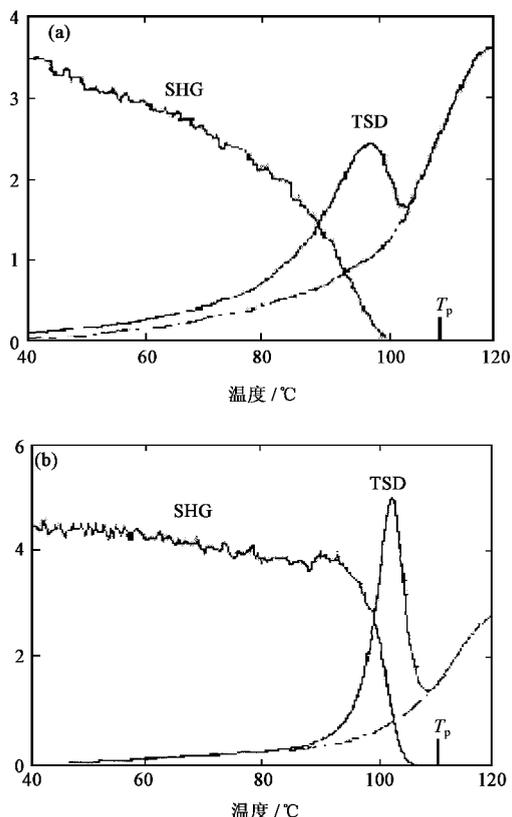


图6 侧链型聚合物的 TSD/SHG 结果

(a)极化条件:110°C,30V,30min,快速冷却到30°C;  
(b)极化条件:110°C,30V,10min,以3°C/h的速度冷却

获效应控制.老化过程中的热激发所导致的从较浅能阱中脱阱的电荷的大部分,在向背电极运输过程中被途中较深能阱再度捕获.如图 7 所示,与未老化样品的 TSD 电流谱的峰温(曲线 1,约 106°C)相比,经 80°C老化的样品的峰温温位漂移至较高的温区(曲线 2,113°C).图中阴影区就是经 80°C老化导致沉积在较深能阱中的电荷量.显然,在这种情况下,再捕获效应的存在减缓了空间电荷的衰减,提高了其稳定性.

#### 4 不同结构类型材料非线性光学效应稳定性差异的分析

为了提高材料非线性光学效应稳定性,可通过把极性生色团分子作为侧链或主链键接到聚合物的骨架中,或使其形成交联结构,增强聚合物链的相互作用来抑制聚合物的弛豫.为了深入了解不同结构材料中极性生色团分子的取向弛豫机制,Bauer 和 Ren 等人采用断路 TSD 技术,研究了含有同一生色团分子 DR1 的掺杂型、侧链型和交联型三种极化聚

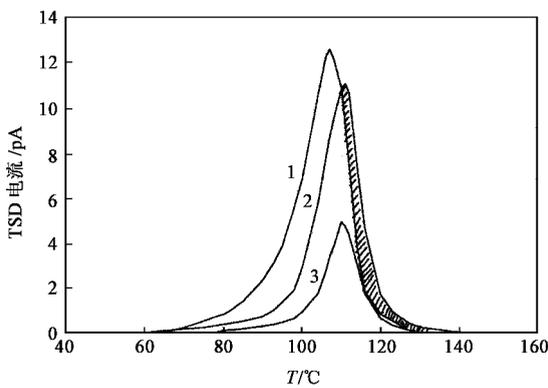


图7 老化前后样品的开路谱

1.未老化 2.80℃老化 10min 3.90℃老化 10min

合物材料中生色团分子松弛能级分布<sup>[12]</sup>,并根据 KWW 扩展指数函数,推出了生色团分子松弛的活化能分别为  $1.1 \pm 0.4\text{eV}$ ;  $1.7 \pm 0.06\text{eV}$ ;  $3.2 \pm 0.6\text{eV}$ .由此证明了交联使极化聚合物的刚性增加是交联体系生色团分子取向稳定性得以显著提高的主要原因.

文献[9]通过测定不同掺杂浓度的 DR1/PMMA 膜的开路 TSD 电流谱,研究了掺杂浓度、玻璃态转变温度与极性生色团分子的束缚能极和空间电荷的陷阱能极间的关系.材料经负电晕极化后,在常温下储存至表面电位衰减到零时的开路 TSD 实验结果见表 1.由表中数据可看出,随着掺杂浓度增加,峰温向低温区方向移动,且与样品因掺杂浓度的改变而导致的玻璃态转变温度  $T_g$  的变化规律相一致.在 Bauer 和 Ren 等人的结果中<sup>[12]</sup>,掺杂型的  $T_g$  为  $80^\circ\text{C}$ ,TSD 电流谱的主峰温度在  $80\text{—}90^\circ\text{C}$  之间;侧链型的  $T_g$  为  $140^\circ\text{C}$ ,TSD 电流谱的主峰温度在  $140^\circ\text{C}$  附近.也说明了不同结构材料的 TSD 主峰与材料的玻璃态转变温度相关.在前一节分析已知,该峰是由被禁锢在较深能阱内的空间电荷的释放所致.因此可以认为,材料非线性光学效应稳定性与玻璃态转变温度的相关性源自于极化后捕获在材料中的空间电荷的稳定性.

表 1 不同掺杂浓度的 DR1/PMMA 膜开路 TSD 实验结果

掺杂浓度/%	偶极电荷峰峰温/ $^\circ\text{C}$	空间电荷峰峰温/ $^\circ\text{C}$	$T_g/^\circ\text{C}$
10	93	106	94
15	84	97	87
20	78	89	82

为了提高极化聚合物材料中的取向稳定性,解决材料在强电场和强激光作用下的光降解及电极化形成的微畴结构所造成的聚合物薄膜光学质量下降等问题,文献[11]提出了在极化聚合物表面制备一

高稳定性的 Teflon - AF 驻极体层,利用 Teflon - AF 层内的空间电荷,抑制极性生色团分子松弛的设想.实验结果表明双层膜电光效应稳定性显著好于单层膜.热刺激放电技术可以非常清楚地说明稳定性提高的原因.负电晕极化后双层膜系统的开路 TSD 电流谱如图 8 所示,与单层膜的开路 TSD 谱相比(图 5),在高温区多了两个由 Teflon - AF 层中的深阱电荷脱阱所产生的空间电荷峰.正是由于这些空间电荷所形成的稳定自身场的箝制作用,延长了极化聚合物层中极性生色团分子的松弛寿命,导致了这类极化聚合物的电光效应稳定性的明显改善.

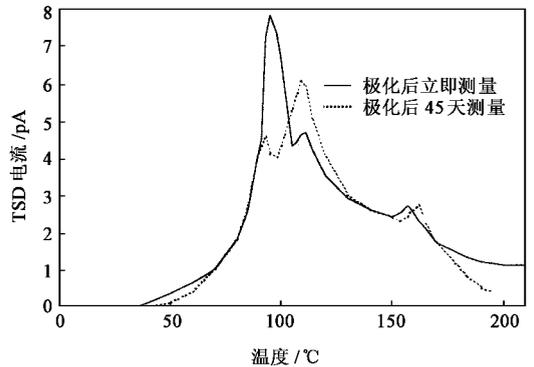


图 8 双层膜负电晕极化时的开路 TSD 电流谱

## 5 结论

热刺激放电技术能很好地表征出材料内部的电荷动态特性,是研究极化聚合物材料内在理化特性的一种非常有效的工具.热刺激放电实验结果表明:极性生色团分子取向弛豫的主要原因是由于外激发所导致的分子热运动引起的.极化后存在于薄膜中的取向生色团分子的束缚能级和由外界注入的空间补偿电荷所处的陷阱能级不因表面电位的不同而改变,仅仅受材料的固有特性(如玻璃态转变温度、及材料的分子立构等)的影响.通过把极性生色团分子作为侧链或主链键接到聚合物的骨架中,或使其形成交联结构及通过提高体系的玻璃态转变温度  $T_g$  和热老化等方法来提高取向弛豫的稳定性都与材料的驻极体特性有关,即受极化后捕获在材料中的空间和偶极电荷的弛豫特性所决定.

## 参 考 文 献

- [ 1 ] Meredith G R, VanDusen J G, Williams D J. *Macromolecules*, 1982, 15 :1385
- [ 2 ] Dagani R. *C&EN*, 1996, 74( 10 ) 22

[ 3 ] Simona B -G ,Reimund G M. IEEE Trans. Diel. Electr. Insul. , 1996 3 677

[ 4 ] Burland M ,Miller D R ,Walsh C A. Chem. Rev. ,1994 94 31

[ 5 ] Gerhard M S. Electrets. Springer-Verlin ,Berlin ,Heidelberg ,New York ,1980. 137

[ 6 ] Turnhout J V. Thermally Stimulated Discharge of Polymer Electret. Amsterdam :Elsevier Sci. Pub. Com. ,1975

[ 7 ] Taro Hino. IEEE ,1980 ,EI-15 301

[ 8 ] 陈钢进 张红焰 夏钟福等. 功能材料 ,1998 29( 6 ) 662 [ Chen G J ,Zhang H Y ,Xia Z F *et al.* ,J. Function Materials ,1998 29( 6 ) : 662 in Chinese ]

[ 9 ] 陈钢进 夏钟福 张治文. 物理学报 ,1999 48( 6 ) :1066 [ Chen G J ,Xia Z F ,Zhng Y W. Acta Physica Sinica ,1999 48( 6 ) :1066 ( in Chinese ) ]

[ 10 ] Creswell R A ,Perlman M M. J. Appl. Phys. ,1970 41 2365

[ 11 ] Köhler W ,Robello D R ,Dao P T *et al.* J. Chem. Phys. ,1990 93 : 9157

[ 12 ] Bauer S ,Ren W ,Yilmaz S *et al.* Appl. Phys. Lett. ,1993 63 2018

[ 13 ] Chen G J ,Xia Z F ,Zhang Y W *et al.* IEEE Trans. Electr. Insul. , 1999 6 361

·前沿和动态·

## 控制原子的芯片

### ——在芯片上产生的玻色 – 爱因斯坦凝聚

不久前 ,来自德国慕尼黑的科学家们(如 Hänsel 等)利用微电子芯片实现了玻色 – 爱因斯坦凝聚.这一成果标志着芯片技术应用的一次飞跃 ,为量子退相干理论研究、单粒子探测、原子刻蚀、原子全息乃至量子计算机的发展开辟了一条光明之路. Hänsel 等在  $20 \times 20 \text{mm}^2$  的芯片上制备出了复杂的金导线电路 ,并且按照冷却程序通入可控的交、直电流.微电路所产生的场与外部线圈(其结构比以往要简单得多)所提供的均匀场叠加 ,构成了捕获原子所需的四极磁场.芯片位于体积为  $30 \times 30 \times 110 \text{mm}^3$  的玻璃盒内 ,它面朝下被贴在盒的顶部.磁捕获和 BEC 则发生在芯片附近数十微米的范围内.紧贴芯片的捕获使得实验者能够在  $1 \text{s}$  之内将处于室温的 $^{87}\text{Rb}$  原子气直接冷却到 BEC 临界温度以下.这个冷却速度是以往大系统速度的 10 倍 ,由此获得的好处是 (1)对真空系统的要求降低 ,玻璃盒内残存的杂质原子没有足够的时间干扰 BEC 的生成.(2)可以每  $10 \text{s}$  一批的速度 ,连续制备 BEC.

用芯片产生 BEC ,有助于精确定位凝聚物 ,进而

有助于对凝聚物的性质 ,如凝聚体的外部轮廓或原子内部的超精细结构态等 ,进行操作和控制. Hänsel 等甚至可以按照预定的路线在芯片的表面运动. BEC 原子云 ,行程达  $1.6 \text{mm}$ .在原子云经过了上述“传送带”的水平输运之后 ,实验者令凝聚物在重力的作用下下落 ,从而形成了在垂直于芯片方向的相干物质波发射.为了对 BEC 凝聚物进行探测 ,需用激光对其进行照射 ,而作为光源的半导体光学微腔和作为波导的固体器件都可以用现有的光刻技术集成到单一芯片上.展望未来 ,BEC 芯片将集成任务所要求的全部功能.有专家预计 ,像电子学集成电路一样 ,有朝一日“原子芯片”也将成为寻常百姓在计时、通讯、加密和计算方面的常用语.

#### 参 考 文 献

[ 1 ] Hänsel W *et al.* Nature , 2001 , 413 498

[ 2 ] Folman R *et al.* Nature , 2001 , 413 466

[ 3 ] 戴闻 高政祥. 自然杂志 ,2000 22( 6 ) 332 [ Dai W , Gao Z X. Ziran Zazhi , 2000 22( 6 ) 332 in Chinese ]

(中国科学院理化技术研究所 戴闻)

·物理新闻·

## 一句话新闻

最近德国 Konstanz 和 Dusseldorf 大学的 H. Mueller 教授及其同事们对 19 世纪迈克耳孙 – 莫雷的实验进行了新一轮的验证工作 ,其目的是探讨狭义相对论中提出的“光的速度与其运动方向无关”的论断是否正确.他们用两个装置作为光腔 ,每个光腔内安置着两面保持固定距离的镜子 ,利用光在镜子间来回的运动来测量垂直于镜面的光速.空腔可在不同方向进行旋转 ,从而可测得不同方向的光速.为了精确起见 ,他们对腔体的材料以及周围的温度控制都作了严密的考虑 ,同时还利用先进的激光技术来记录时间等数据.实验结果证实 ,光仍然是各向同性的.

(云中客摘自 Physics News on line 21 May 2002)