

液晶界面物理效应研究及进展*

关荣华^{1,2,†} 张书敬¹ 杨国琛¹

(1 河北工业大学材料学院 天津 300130)

(2 华北电力大学应用物理系 保定 071003)

摘 要 液晶表面和与它接触的固体表面的相互作用,作为边界条件对液晶显示起着重要的控制作用,并影响着液晶表现出的各种物理效应. 液晶表面和界面科学一直是液晶物理学研究的重要领域. 这一领域内一个重要的课题是,从物理机理出发寻找正确反映界面作用规律的数学物理方程,以便完善发展液晶界面理论,指导界面诱导技术. 文章就这一研究领域已取得的成果、未解决的问题、当前研究的热点(一级转变和挠曲电效应)及目前有争议的问题(表面弹性项是否存在等)进行了介绍.

关键词 液晶,界面物理,锚定能

Studies of the interfacial physical effects of liquid crystal cells

GUAN Rong-Hua^{1,2,†} ZHANG Shu-Jing¹ YANG Guo-Chen¹

(1 Material Institute of Hebei University of Technology, Tianjin 300130, China)

(2 Physics Department of North China Electric Power University, Baoding 071003, China)

Abstract The interaction between a liquid crystal and the solid surface it is in contact with controls the display and influences the physical effects of the liquid crystal. The surface and interface behavior of liquid crystals is an important field of research, in which a major task is to find appropriate mathematical and physical equations to describe the liquid crystal-solid interaction. Development of the theory will help to improve surface inducement technology. The achievements obtained, problems still unsolved, current points of interest (such as the first order transitions and flexoelectric effect) and controversial issues (whether the surface elasticity term exists or not) are reviewed.

Key words liquid crystal, interface physics, anchoring energy

我们生活在一个信息时代,光电成像显示技术是适应信息社会的需要而迅速发展起来的一门新技术,这一先进的新技术为人类有效地扩展了自身的视觉能力. 液晶材料因其独特的形态及性质在信息显示中发挥着巨大的作用. 我国不仅是液晶显示器件的生产大国,同时也拥有液晶显示器件的广大市场. 随着液晶显示器件生产和科研工作的日益发展,应用范围的不断扩大,对液晶所表现的光电特性进行有效控制的要求日益迫切,而液晶表面及界面的物理性质,直接影响着液晶的表面特性,研究液晶表面及其与固体表面接触的界面物理一直是液晶科学

的重要领域. 本文将就这一领域的研究历程及目前的热点问题介绍,为广大物理工作者提供一个新的研究方向,期望液晶界面物理研究的重大成果在广大物理研究者开创性的劳动中产生.

1 液晶及其界面

通常,固态物体加热至熔点就变成透明的液体,然而有些分子结构特殊的物质不是直接从固态变为

* 2003-02-12 收到初稿,2003-04-20 修回

† 通讯联系人. E-mail: ronghua_guan@sohu.com

液态,而是先要经过一种被称为液晶的中间状态,然后才转变为液态.这种中间状态外观是流动的浑浊液体,同时又具有光学各向异性晶体所具有的双折射性.这种能在一定温度范围内兼有液态和固态二者特性的物质就叫液晶(liquid crystals).

液晶,这个看似矛盾的词语,在开始发现时便带有明显的交叉学科的特点.1888年,奥地利植物学家埃尼采尔(Reinitzer)^[1]在研究胆甾醇对植物作用时,发现这种有机物材料竟有两个熔点.为了弄清“两个熔点”的难题,他把这种神奇的材料寄给德国的卡斯鲁尔大学物理教授 Lehman.经研究,Lehman^[2]认识到,介于“两个熔点”之间的胆甾醇是一种物质存在的新态——液晶.现在液晶已经成为软凝聚态^[3](soft condensed matter)物理学的主要研究对象和内容,而且已经渗透到物理、化学、电子学、生物学等领域^[4].

液晶分子的排列既不像晶体那样有序,又不像流体那样无序,因此在实际的研究中,通常抛开液晶分子的结构问题,在宏观上把液晶当作连续体来处理,并经常引用一个平滑的矢量场 n 来描述液晶的结构或状态,它反映的是液晶分子局部排列的平均取向,一般情况下,指向矢 n 的取向由极角 θ 和方位角 φ 来确定.

当液晶与其他的物相(如固体、液体或气体)接触时,就会在两相之间产生一界面来限制液晶相.当接触的物相是固体或液体时,这个界面就是固体或液体的表面,在其他的情况下,这个界面可以任意选择.界面对液晶分子产生的影响可以分为两个方面^[5]:第一,在表面附近,其他的物相引起了厚度为 ξ_s 的液晶诱导层,一般情况下 ξ_s 为液晶分子的长度(20—40Å);第二,界面附近的液晶分子受与其接触的物相的作用,其指向矢会倾向于固定的平均方向,一般用单位矢量 e 表示,这个方向称为液晶在界面的锚定方向或易取向方向.在没有其他外场(电场或磁场等)的情况下,易取向方向矢量 e 经由分子之间的弹性力作用到液晶体内,这种由表面引起的液晶分子定向取向的现象就叫做表面定向锚定,简称表面锚定,也称为界面效应.

在液晶研究中,表面效应主要针对的是向列相液晶中的表面效应.因为向列相液晶是液晶相中结构最简单的一种,并且向列相液晶是作为液晶显示的主要材料,通常作为显示器件液晶盒内的液晶层厚度只有微米数量级,在边界处的表面效应作为边界条件对液晶盒内的液晶状态将产生重要的影响.

从这一点看,研究向列相液晶的界面物理,无论作为基础物理还是实际应用都有重要的科学意义和实际意义.

相关知识:向列相液晶

向列相液晶为丝列的意思,以偏光显微镜观察向列相液晶时,可见到多条的线状条纹.它的特点(以棒状液晶分子为例)是分子做平行排列,其分子轴方向保持平行,而分子的中心排列无序,不具有层状结构,分子沿分子轴的方向比较容易自由运动.

2 界面锚定能公式

在实际应用中,人们一直利用界面诱导来获得向列相液晶的单晶层.为了表征界面对液晶分子锚定诱导作用的规律,人们引入了界面自由能 g_s ^[6],又称锚定能.通常情况下,和固体表面接触时,液晶在表面处的指向矢方向 n_s 沿着易取向矢量 e 方向,锚定能 g_s 是 n_s 和 e 的复杂的函数,依赖于固体表面的物理和化学特性.很多作者对锚定能公式的具体表示形式进行了大量的研究.

1969年,Rapini和Papoular提出了一个简单的唯象公式^[7]:

$$g(n_s, e) = \frac{1}{2} W \sin^2 \alpha, \quad (1)$$

式中 $g(n_s, e)$ 是表面自由能中的各向异性部分; W 是使界面附近指向矢最大偏离易取向方向所需要的能量,它反映了偏离易取向方向的能力,称为锚定强度; α 为界面附近指向矢 n_s 方向和易取向矢量 e 方向之间的夹角.(1)式即 R-P 公式.由于指向矢的指向由极角 θ 和方位角 φ 决定,所以,在一般情况下,把锚定能 $g(n_s, e)$ 分为完全独立的两部分:极角锚定能 $g_\lambda(\theta_s - \theta_0)$ 和方位角锚定能 $g_\alpha(\varphi_s - \varphi_0)$.在这种假设下,人们可以分别对它们进行研究.试验表明 $g_\lambda(\theta_s - \theta_0)$ 一般在 10^{-7} Jm^{-2} 和 10^{-2} Jm^{-2} 之间,比 $g_\alpha(\varphi_s - \varphi_0)$ 小 1—2 数量级,文献[8]对此进行了解释.

在研究有界面与液晶相互作用的问题时,R-P公式在一定程度上成功地描述了很多物理效应,但随着大量理论计算和实验研究的进行,人们不断发现,当 α 很小时,R-P公式理论与实验符合得较好,但当 α 较大时,理论和实验偏差较大.因此许多作者在此基础上提出了新的公式来代替原来的 R-P公式.典型的有:

1983年, Yang 和 Rosenblatt^[9]; 1983年, Yang^[10]; 1985年, Yokoyama 和 van Sprang^[11]; 1986年, Barbero 和 Durand^[12]都提出将表面自由能 $g(n_s, e)$ 展成 $\sin\alpha$ 勒襄德多项式的形式, 可重新表示为

$$g(n_s, e) = \sum W_i \sin^{2i} \alpha \quad (i = 1, 2, 3, \dots). \quad (2)$$

1984年, Barbero^[13]提出将表面自由能 $g(n_s, e)$ 展成傅里叶级数的形式, 记为

$$g(n_s, e) = \sum W_i \sin 2i\alpha \quad (i = 1, 2, 3, \dots). \quad (3)$$

1983年, Barnik^[14]提出将表面自由能 $g(n_s, e)$ 改写为 α 的椭圆函数形式, 记为

$$g(n_s, e) = \frac{W}{2} \operatorname{sn}^2(\alpha, c), \quad (4)$$

其中 c 是椭圆的模 $0 \leq c \leq 1$, 实际上, 它是一个可调节的参数.

实际上, 以上描述锚定能的三种公式, 当 n 和 e 夹角 α 很小时, 都近似地变为 R-P 公式.

为了把这些公式放在统一的理论框架内, 并注意无论那种形式, 都可以用 $\sin^2\alpha$ 的幂级数展开, 如果保留到二阶项, 采用截断近似, 锚定能可以表示为

$$g(n_s, e) = \frac{1}{2} W \sin^2 \alpha (1 + \xi \sin^2 \alpha), \quad (5)$$

其中 ξ 为修正参数. Sonin^[15]在他的著作中用作图的方法比较了上述几种表达式, 指出: 当 $\xi = 0$ 时, 还原为原来的 R-P 公式; 在勒襄德多项式表达式中, ξ 为负值, 而在傅里叶级数形式和椭圆函数形式中, 相当于 ξ 取正值. 实际上, 锚定能函数具体表达形式应由液晶系统和界面性质共同决定, 即使同样用勒襄德多项式表式, ξ 也可以大于或等于 0. Yokoyama, van Sprang^[11]和 Yang, Rosenblatt^[16]从实验上来决定锚定能的函数形式, 分别得到 $\xi = -0.2$ 及 $\xi > 0$.

然而, 上述的锚定能公式都没有解决 $g_s(\theta_s - \theta_0)$ 和 $g_s(\varphi_s - \varphi_0)$ 不相等的现实, 并且两者的差距很大, 这不能不考虑在内. 这就需要寻找更好的锚定能公式来解决这样的问题. 目前, 有研究人员认为, 锚定能公式应该包括 $n \cdot k$ (表面弹性项 k_{13} 及 k_{24}) 的作用, k 是界面的法线方向, 为的是把极化作用考虑在内, 因为锚定能函数中没有明确指出依赖于液晶体中的指向矢方向, 而指向矢 n 与 $-n$ 是不可分的, 因此极化作用应该考虑在内. 关于这方面的研究工作, 我们在下节将作详细介绍.

需要指出的是, 尽管对锚定能表达式还没有一个完全与所有实验数据相符的精确的描述形式, 但就目前来说, 修正后的 R-P 公式 (5) 已为大多数人

所接受^[17].

3 界面物理效应及热点问题

3.1 液晶的表面记忆效应

大家都知道液晶的流动排列^[18-20], 在大部分的各向同性或轻微的各向异性的基板上, 向列相液晶的锚定方向是由开始和基板接触时的流动方向确定的, 以前认为这种锚定是一种快速记忆, 会持续很长时间甚至永久, 所以用这种方法我们可以得到强锚定. 对液晶的表面记忆效应有两种机理解释: 一种机理可以解释软基板上(也就是聚合物层)的表面记忆效应, 向列相液晶能够引起表面场的各向异性, 然后这种方向就记忆到了基板的表面上, 确定了表面的易取向方向; 另一种机理可以同时解释在软基板和硬基板上的表面记忆效应, 它认为这种效应是由于液晶分子对基板的吸附作用引起的, 被吸附的液晶分子保持它们最初的方向, 可作为新的、高度各向异性的基板层. 这两种排列不是简单的弹性锚定而是记忆效应. 在向列相液晶的作用下, 基板变成了各向异性, 使最初被记忆的表面方向变成了易取向方向, 这种锚定强度(极角锚定能和方位角锚定能)很高, 使其偏离易取向方向必须用很强的力矩. 然而, 在长时间的外力矩的作用下, 易取向方向会慢慢滑向新的方向.

直到目前, 记忆效应还没有被研究清楚, 实际上, 在得到强锚定的过程中, 记忆效应被强的基板各向异性所掩盖, 几乎没有发现液晶的表面记忆效应. 然而, 近年来由于液晶显示技术的发展, 液晶装置需要弱锚定或适度的强锚定, 这样, 液晶的表面记忆效应就为广大研究人员所观察到, 从而对液晶的记忆效应产生了很大的兴趣, 但表面记忆效应也成为得到弱锚定或适度强锚定的障碍.

3.2 一级 Freedericksz 转变和双稳态

基板对液晶的锚定作用, 作为边界条件控制影响着液晶内部分子的整体排列, 如果对液晶施加一个与指向矢取向不同的磁场, 从力学的角度分析, 液晶内部将受到两个转矩的影响: 一个是外磁场对液晶分子施加的转矩; 另一个是由于受到边界条件的限制而引起的形变力矩. 在平衡态下, 两个转矩的作用相互抵消. 一旦磁场超过一定的阈值, 从能量上看, 液晶内部的分子将更适合于转向外磁场方向排列, 于是发生分子排列的变动, 这就是所谓的 Freedericksz 转变. 如果分子指向矢的转变是连续变化的,

那么这种转变称为二级 Fredericksz 转变. 如果指向矢的变化是跳跃的, 不连续的, 那么这种转变称为一级 Fredericksz 转变. 液晶界面的锚定情况对转变性质有着很大的影响. 文献 [21] 指出, 扭曲向列液晶显示器的光电性质由液晶的性质和基板附近指向矢的排列决定. 而 Fredericksz 转变最早是在强锚定液晶盒内发现的, 并且为二级转变^[22-23]. 最近的实验发现光场可以诱导一级转变^[24], 加相互垂直的电磁场也可以导致一级转变^[25]. 目前还没有一种工艺可以获得弱锚定, 但对弱锚定液晶盒可能产生的各种物理效应已经从理论上开展了研究. Sugimura, Luckhurst 和 Ou Yang^[26] 讨论了弱锚定扭曲向列液晶盒的阈值场强及饱和场强, 计算结果出现了阈值场强大于饱和场强的异常结果, 这预示着弱锚定下一级转变的存在. 最近文献 [27] 和 [28] 对弱锚液晶盒采用修正后的 R-P 公式描述界面锚定能, 详细讨论了不同界面锚定情况对 Fredericksz 转变性质的影响. 其结果是: 在阈值点, 如果锚定强度较小并且修正参量 ξ 取负值, 则在一定条件下, 液晶盒内可以发生一级转变. 如果修正参量 ξ 大于等于零, 则一定是二级转变. 而在饱和点却出现了相反的结果.

在一级转变情况下, 虽然液晶由一个平衡态到另一个平衡态的转变, 指向矢的变化不连续, 但在转变点, 自由能却相同, 且同为最小, 都为稳定态, 形成双稳态. 因此, 一级转变往往与双稳态相联系. 如果文献 [27-28] 工作成立, 并且通过锚定技术能够得到所要求的弱锚定液晶盒, 那么一级转变及与之相关的双稳态效应, 通过锚定技术经液晶界面诱导就可以实现, 这对实际应用意义非常重大.

3.3 挠曲电效应与界面锚定能

如同晶体在发生形变以后会产生极化现象一样 (也就是压电效应), 液晶发生形变后也会引起极化, 同时极化电场又反过来使液晶发生形变, 这种效应称为挠曲电效应 (flexoelectric effect).

梅叶^[29] 首先提出了一个解释挠曲电效应的模型. 他提出, 具有永久性偶极矩的向列相液晶分子, 如果在几何形状上也具有极性, 那么展曲或弯曲形变就可以引起极化现象. 此外, 梅叶还给出了挠曲电效应的定量描述形式, 极化强度 p 为

$$p = e_1(\nabla \cdot n)n + e_3(\nabla \times n) \times n,$$

式中 n 为液晶指向矢, e_1, e_3 分别为表示展曲和弯曲的挠曲电系数.

最近几年, 对挠曲电效应的研究发现, 挠曲电效应将导致向列相液晶盒锚定能的改变, 并且这个问

题越来越受到人们的关注^[30-34]. Alexe - Ionescu, Barbero 和 Petrov^[35] 提出, 当液晶与固体基板接触时, 会发生离子选择性吸附, 形成表面电场, 这一电场与挠曲电效应耦合, 导致一项与液晶层厚度有关的附加锚定能, 并且挠曲电效应对锚定作用的影响随吸附离子浓度的变化而变化. 其中包括锚定易取方向的改变. 反过来, 界面锚定作用影响着吸附粒子的浓度, 并作用于挠曲电效应. 实际上, 在理想条件下, 即使不存在吸附粒子, 液晶盒内电场完全由外加电场产生, 挠曲电效应作用效果仍然可以导致一项新的表面能, 这是因为: 挠曲电效应对体自由能的影响, 经体自由能积分, 由高斯定理可以转化为面积分, 从而可视为表面能. 这一表面能因在上下基板处不同, 从而导致液晶分子分布对盒中间层对称性的破坏, 并影响着液晶盒的阈值场和饱和场. 我们正在对这方面的工作做进一步的研究.

4 表面弹性自由能

4.1 Nehring 和 Saupe 理论

前面锚定能只展开到形变的二阶项. 但是二阶项不仅是由 $n_i n_j$ 项组成, 指向矢对坐标的二阶导数也可能是形变的二阶项. 考虑到二阶导数项, 可以把液晶的自由能密度 g 用泰勒级数展开为^[36]

$$g = k_l^i n_{i,l} + \frac{1}{2} k_{mn}^{ij} n_{i,m} n_{j,n} + k_{lm}^i n_{i,lm} + \dots$$

$$k_l^i = \left(\frac{\partial g}{\partial n_{i,l}} \right)_0, \quad k_{mn}^{ij} = \left(\frac{\partial^2 g}{\partial n_{i,m} \partial n_{j,n}} \right)_0, \quad k_{lm}^i = \left(\frac{\partial g}{\partial n_{i,lm}} \right)_0 \quad (6)$$

式中下标“0”表示形变为零时的数值. 同样在满足向列液晶的对称性要求下, 自由能密度 g 可简化为

$$g_F = \frac{1}{2} K_{11} (\nabla \cdot n)^2 + \frac{1}{2} K_{22} (n \cdot \nabla \times n)^2$$

$$+ \frac{1}{2} K_{33} (n \times \nabla \times n)^2 + K_{13} \nabla \cdot (n \nabla \cdot n)$$

$$- \frac{1}{2} (K_{22} + K_{24}) \nabla \cdot [(n \cdot \nabla)n - n(\nabla \cdot n)]. \quad (7)$$

此式为 Nehring 和 Saupe 自由能密度的表达式. 上述的 g 的表达式也可以从分子相互作用的观点 (分子长的观点) 导出. 上式引出的问题就是 K_{13} 和 K_{24} 项是否存在, 这两项因体积分后可以根据高斯定理化为面积分, 因而被称为类表面项.

4.2 Pergamenschchik 和 Faetti 方案

目前学术界对液晶表面项 K_{13} 和 K_{24} 项是否存在

有着很大的争议,而且成为液晶表面物理的研究热点.1971年,Nehring和Saupe^[37]提出在液晶的弹性自由能中必须加入含 K_{13} 的表面项,这引起了广泛的关注.1985年,Oldano和Barbero^[38]指出,当考虑了表面项后,自由能将没有下限,因此找不到自由能的最小值.但包含 K_{13} 项的自由能必须被最小化,在最小化的过程中,会发现平衡态时指向矢在边界处是不连续的.然而弹性理论是建立在形变很小的假设基础上的,根据这一假设,弹性自由能中所有高阶项(即所有多于二阶空间导数的项)应被忽略.边界处的无限形变与小形变的假设是矛盾的,这就是著名的Oldano-Barbero佯谬,简称O-B佯谬^[38,39].

目前,有两种相互争议的理论提供了对所谓佯谬问题的解决方法:一个是Pergamenshchik理论^[40],一个是Faetti理论^[41,42].Pergamenshchik假定,对于大形变,高阶弹性项稳定了指向矢量场,高阶项的影响可以被当作满足导数 θ'_0 和 θ'_l 的限制条件.然而Faetti指出,Pergamenshchik对O-B佯谬的解释引出了作用于向列液晶的各种力矩平衡问题.Faetti认为,依赖于正常导数 θ'_0 和 θ'_l 的展曲-一曲弯表面项部分和稳定的高阶弹性项导致一个很强的表面下的形变,即在微观接近边界的很薄的区域内的指向矢的形变.他认为,对ECB盒(电控双折射),没有 K_{13} 项的连续体理论是正确的.

然而,两个理论都有不尽如人意^[43].Pergamenshchik理论不能满足力学平衡的要求,Faetti理论预言的微观现象又不能用连续体理论描述.此后,在1999年,Pergamanshchik^[44]对 K_{13} 项的问题重新做出了理论的分析,考虑到界面附近液晶分子分布不均匀等问题,提出有效表面弹性的概念.有效表面弹性引入后可以应用宏观理论方法把液晶作为均匀连续介质处理,对于向列相液晶,以前的变分方法仍然适用.应当指出,按连续体理论计算时,需把界面作为理想界面考虑.在实际界面附近,密度和标量序参量都是变化的,但最后可以转换为理想界面(理想界面是指液晶整体密度和序参量都是均匀的,界面处突然变为0).把系数 K_{13} 改为 K_{13}^* 后, K_{13} 项就转变为有效弹性能项.

4.3 Stallinga等人关于检定 K_{13} 存在的研究

Pergamenshchik认为,液晶表面弹性能 K_{13} 项是否存在是当前液晶理论的一个基本问题.围绕这一问题的大量工作^[44-48]说明了这个问题在人们心目中的重要性.这个问题的最终解决,要由实验检定.已有人根据 K_{13} 项导致的物理效应,提出不同的实验

检测方案.

Faetti^[49]曾提出用简单的实验来判定Pergamenshchik和Oldano-Barbero理论哪个正确.外磁场作用下的垂直排列的弱锚定液晶盒,通过阈值点和饱和点所测出的有效的外推长度来推算 K_{13} 值的大小.至于哪个理论正确还是需要看实验的最后结果,且文中所用的公式是近似的表式,而Madhusudana和Pratibha^[50]从实验上测得 K_{13} 的值与弹性系数 K_{11} 、 K_{33} 是同一数量级的.

Stallinga, van Haaren和van den Eerenbeemd^[51]对于Pergamenshchik和Faetti两种不同的理论从实验上进行了检定.Faetti认为, K_{13} 项对非扭曲盒无影响,而Pergamenshchik认为影响存在,所以这两种理论的分歧可以归结为 K_{13} 是否为零.若 $K_{13}=0$,Faetti理论正确;若 $K_{13}\neq 0$,Pergamenshchik理论正确,也可以说Faetti理论等价于Pergamenshchik理论中 $K_{13}=0$ 的特例.

Stallinga, van Haaren和van den Eerenbeemd在Pergamenshchik理论框架上研究 K_{13} 项.Pergamenshchik认为在锚定系数很小的情况下,表面弹性系数对外加电压有关的电容量、光延迟及表面倾角(表面倾角可以从实验所测的电容和光延迟值得到)影响很大,而且 K_{13} 项影响的幅度可以和体弹性系数影响的幅度相比拟.在低电压时, K_{13} 与表面倾角成正比的关系;在高电压时, K_{13} 与表面倾角却成反比的关系.虽然实验的结果趋近于 $K_{13}=0$,但是考虑到实验误差范围内液晶及盒的各参数的不确定性,故无法完全判定 K_{13} 项是否为零.

液晶弹性系数 K_{11} 、 K_{22} 、 K_{33} 等只有 10^{-7} dyn ($1\text{ dyn}=10^{-5}\text{ N}$)量级, K_{13} 大致也为这一量级,因此强锚定液晶盒根本无法测知这一项的存在,只能用弱锚定液晶盒.由于确定指向矢分布的方程和边界条件都是非线性的,给解此方程带来了很大的困难.不经意的一个近似,可能导致很大的误差.Stallinga等采用ECB盒进行研究,数学的过程往往比其他的工作要严格.但是 K_{13} 既然是小量,就应当同时考虑同一量级的其他效应,如挠曲电效应.但文中没有考虑这一效应,这也是导致不能判定 K_{13} 存在的另一个原因.

5 结束语

液晶由于其分子排列的独特结构,在信息显示中发挥并潜存着巨大的作用.同时液晶由于自身独

特的存在形态,使得液晶界面对液晶体内所表现出的物理现象有着十分重要的影响,液晶界面物理研究不仅对液晶理论,而且对液晶的实际应用都是非常重要的。目前,这一领域虽然取得了一些成果,但也还存在着一些无法与实验相符的理论解释,液晶界面效应的微观机理还没有完全清楚,描述液晶界面锚定作用规律的物理方程也没有完全确定,这制约了液晶在实际中的应用及其潜能的发挥,愿广大理论物理工作者与实验工作者携起手来,共同在这一领域发挥作用。

参 考 文 献

- [1] Reinitzer F. *Montash Chen.* ,1888 9 #21
- [2] Lehman O. Z. *Physic Chen.* ,1889 4 #62
- [3] 欧阳钟灿. *物理* 28(1) :15 [OU-YANG Z C. *Wuli (Physics)* ,1999 28(1) :15(in Chinese)]
- [4] Kellker H. *Mol. Cryst.* ,1973 ,21 :1
- [5] Blandine Jérôme. *Rep. Prog. Pyhs.* ,1991 54 391
- [6] Blinow M L , Chigrinow V G. *Electooptic effects in Liquid Crystal Materials.* New York :Springer-Verlag ,1994. 108
- [7] Rapini A ,Papoular M. *J. Phys.(Paris) Colloq.* ,1969 30 #4
- [8] Sugimura A , Matsumoto K , Ou-Yang Z C *et al.* *Phys. Rev. E.* 1996 ,54 :5217
- [9] Yang K H , Rosenblatt C H. *Appl. Phys. Lett.* ,1983 ,41 #38
- [10] Yang K H. *J. Phys.(France)* ,1983 ,44 :1051
- [11] Yokoyama H , van Sprang H A. *J. Appl. Phys.* ,1985 ,57 :4520
- [12] Barbero G , Durand G. *J. Phys. (France)* ,1986 ,46 :2129
- [13] Barbero G , Madhusudana N V , Durand G G. *Z. Naturforsch.* , 1984 39A :1066 ; Barbero G , Madhusudana , N V , Palierne J F *et al.* *Phys. Lett.* ,1984 ,103A 385
- [14] Amik M I , Blinov M , Korkishko T *et al.* *Zh. eksp. teor. Fiz.* , 1983 85 :17
- [15] Sonin A. *The Surface Physics of Liquid Crystal.* Gordor and Breach Publishers ,1995
- [16] Yang K H , Rosenblatt C H. *Apply. Phys. , Lett.* ,1983 ,41 :438
- [17] Stallinga S , van Haaren J A M M , van den Eerenbeemd J M A. *Phys. Rev. E* ,1996 53 :1701
- [18] Cheng D , Boyd G D. *Appl. Phys. Lett.* ,1979 35 #44
- [19] Jerome B , Pieranski P. *J. Phys.(Paris)* ,1988 49 :1601
- [20] Yokoyama H , Kobayashi S , Kamei H. *J. Appl. Phys.* ,1984 , 56 2645
- [21] Schadt M , Helfrich W. *Apply. Phys. Lett.* ,1971 ,18 :127
- [22] Deuling H J , Mol. *Cryst. Liq. Cryst.* ,1972 ,19 :123
- [23] Gruler H , Scheffer T J , Meier G. . *Z. Naturforsch.* ,1972 , 27a 966
- [24] Karn A J , Arakelian S M , Shen Y R. *Phys. Rev. Lett.* , 1986 ,47 :448
- [25] Frisken B J , Palfly-Muhoray P. *Phys. Rev. A* ,1989 ,40 :6099
- [26] Sugimura A , Luckhurst G R , Ou-Yang Z C. *Phys. Rev. E* , 1995 ,52 :681
- [27] Yang G C , Shi J R , Liang Y. *Liquid Crystal* ,2000 27 857
- [28] Yang G C , Zhang S H. *Liquid Crystal* ,2002 29 641
- [29] Meyre R B , *Phys. Rev. Lett.* ,1969 ,22 :918
- [30] Boroero G , Evangelista L R , Madhusudana N V. *Eur. Phys. J. E* ,1998 ,1 327
- [31] Pereira H A , Evangelista L R. *Eur. Phys. J. E* ,2000 ,3 :123
- [32] Blinov L M , Barui M I , Ohoka H *et al.* *Eur. Phys. J. E* , 2001 ,4 #183
- [33] Nazarenko V G , Lavrentovich O D. *Phys. Rev. E* ,1994 ,49 :990
- [34] Zakharov A V , Dong R Y. *Eur. Phys. J. E* ,2001 ,6 :3
- [35] Alexe-Ionescu A L , Barbero G , Petov A G. *Phys. Rev. E* , 1993 ,48 :1631
- [36] 谢毓章. *液晶物理学.* 北京 :科学出版社,1998 39 [Xie Y Z. *The Physics of Liquid Crystal.* Beijing :Science Press , 1998.39(in Chinese)]
- [37] Nehring J , Saupe A. *J. Chem Phys.* ,1971 ,54 :337
- [38] Oldano C , Barbero G. *Phys. Lett. A* ,1985 ,110A :213
- [39] Oldano C , Barbero G. *J. Phys. Lett. (France)* ,1985 ,46 :1451
- [40] Pergamenschchik V M. *Phys. Rev. E* ,1993 ,48 :1254
- [41] Faetti S. *Phys. Rev. E* ,1994 ,49 :4192
- [42] Faetti S. *Phys. Rev. E* ,1994 ,49 :5332
- [43] Teixeira P I C , Pergamenschchik V M , Sluckin T J. *Mol. Phys.* ,1993 ,80 :1339
- [44] Pergamenschchik V M , Zumer S. *Phys. Rev. E* ,1999 ,59 :R2531
- [45] Lavrentovich O D , Pergamenschchik V M. *Phys. Rev. Lett.* , 1994 ,73 :979
- [46] Ponti S. *Phys. Lett. A* ,1995 ,200 :165
- [47] Stallinga S , Vertogen G. *Phys. Rev. E* ,1996 ,53 :1692
- [48] Barbero G , Faetti S. *Phys. Rev. E* ,1996 ,54 :5866
- [49] Faetti S. *Liq. Cryst.* ,1993 ,15 :807
- [50] Madhusudana N V , Pratibha R. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* , 1990 ,179 :217
- [51] Stallinga S , van Haaren J A M M , van den Eerenbeemd J M A. *Phys. Rev. E* ,1996 ,53 :1701

作者简介

关荣华,女,1964年出生,1985年毕业于河北师范大学物理系,获理学学士,后到华北电力大学物理系任教,1999年获红外物理专业理学硕士,现为华北电力大学副教授,河北工业大学博士生,研究方向为液晶材料表面物理。