

负性向列相液晶电致缺陷的产生与湮灭过程*

王紫凌¹⁾ 叶家耀¹⁾ 黄志军¹⁾ 宋振鹏¹⁾李炳祥^{1)2)†} 肖瑞林^{3)‡} 陆延青^{2)††}

1) (南京邮电大学电子与光学工程学院, 柔性电子(未来技术)学院, 南京 210023)

2) (南京大学现代工程与应用科学学院, 南京 210093)

3) (鞍山师范学院物理学院, 鞍山 114000)

(2023年10月17日收到; 2023年11月24日收到修改稿)

取向有序的液晶材料具有丰富的物理各向异性、外场响应性、物理效应, 催生了新一代的光电应用. 利用电场可在液晶中产生拓扑缺陷. 缺陷动态过程受材料自身特性和外界条件的影响尚未明晰. 本文选用介电各向异性 $\Delta\epsilon$ 在 -1.1 到 -11.5 之间的 7 种向列相液晶材料, 通过施加线性增加的交流电场, 研究了负性向列相液晶电致脐点缺陷产生到湮灭过程中材料特性 ($\Delta\epsilon$) 和外界条件 (温度、外加电场参数) 对脐点缺陷的标度规律及湮灭快慢的影响. 结果表明: 在不同的 $\Delta\epsilon$ 、温度和电场频率下, 缺陷产生过程均满足 Kibble-Zurek 机制, 即缺陷密度与电场变化率之间存在标度关系, 且标度指数约为 $1/2$; 温度越高, 产生缺陷密度越大; $\Delta\epsilon$ 越强或电场变化越快, 缺陷湮灭速度越快. 本文的研究厘清了拓扑缺陷产生湮灭与材料特性和外界条件的依赖关系, 有利于对软物质中拓扑缺陷动态过程的认识和理解.

关键词: 向列相液晶, 脐点缺陷, 电场效应, 介电各向异性

PACS: 61.30.-v, 64.70.pp, 42.70.Df

DOI: 10.7498/aps.73.20231655

1 引言

液晶 (liquid crystal, LC) 态是一种介于各向同性液态和晶体之间的中间相态, 兼具液体的流动性和晶体的各向异性. 其中, 向列相液晶是最常见且最简单的液晶相, 通常由棒状分子组成, 在空间位置上无明显有序性, 但取向具有一定有序性. 为了表示液晶的取向, 人们把液晶分子长轴的平均取向称为液晶的指向矢 \hat{n} . 液晶的指向矢受到电场、光场、磁场等各种外场刺激响应, 可用于新型显示成像^[1,2]、仿生传感^[3,4]、柔性光电器件^[5-8]等领域.

拓扑缺陷的产生与湮灭广泛存在于宇宙学、凝聚态物理和量子物理^[9-11]中, 是有序系统中取向场研究中一个重要问题. 厘清缺陷产生及湮灭过程有着重要意义. 液晶因其具有丰富的相态和拓扑缺陷, 且易于通过光学显微镜直接观测其内部的动态变化, 是一种探究缺陷形成理论的理想材料. 液晶拓扑缺陷是指向矢 \hat{n} 方向变化不连续的区域. 在缺陷的平面内, 沿一条包围缺陷中心的闭合回路旋转一周时, 指向矢 \hat{n} 取向旋转过的角度为 2π 的 S 倍. 其中, S 被称为缺陷强度^[12,13]. 为了定量描述二维平面内缺陷周围的指向矢量场, 人们引入 ϕ 角来表示: $\hat{n}(x, y) = (\cos \phi, \sin \phi, 0)$, 这里 $\phi = S\alpha + \psi$, $\alpha =$

* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1405000)、国家自然科学基金 (批准号: 62375141) 和江苏省自然科学基金 (批准号: BK20212004) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: bxli@njupt.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: xiaoruilin0797@163.com

†† 通信作者. E-mail: yqlu@nju.edu.cn

$\arctan(y/x)$, ψ 为常数. 向列相液晶中, 液晶分子具有非极性, 即 \hat{n} 与 $-\hat{n}$ 等价, 所以 S 只能为整数或半整数. 向列相液晶会产生四种缺陷: $S = \pm 1/2$, $S = \pm 1$, 缺陷中心辐射出的刷状黑线数目 m 与其强度 S 的绝对值有关: $m = 4|S|$. 对于 $S = \pm 1/2$ 和 $S = \pm 1$ 在偏光显微镜下可看到一些从缺陷中心辐射出两条或四条刷状黑线. 由这种缺陷中心组成的织构被称为纹影织构 (schlieren texture).

当施加垂直于液晶指向矢的电场时, 垂直排列的负介电常数各向异性 ($\Delta\epsilon < 0$) 液晶会重新取向, 形成脐点缺陷 (umbilic defects)^[14]. 其指向矢绕闭合回路旋转了 2π , 形成强度 $S = \pm 1$ 两种类型的缺陷. 由于指向矢弹性变形, 缺陷会短暂存在, 但最终缺陷强度大小相同但符号相反的相连缺陷会相互吸引发生湮灭, 使系统自由能最小, 在理想情况下最终形成取向均匀的指向矢分布.

近年来, 液晶中的拓扑缺陷被广泛研究^[15-19]. Williams 等^[20] 首次实验中验证了液晶缺陷的湮灭动力学. 随后对线缺陷^[21,22]、点缺陷^[23] 的湮灭动力学进行大量实验研究和数值模拟^[24-26]. Bogi 等^[27] 研究了向列相液晶中 $S = \pm 1/2$ 缺陷的湮灭机制. Oswald 和 Ignés-Mullol^[28] 通过实验证明了回流导致了 $S = \pm 1$ 缺陷在湮灭过程中运动的不对称性, 其中 $S = +1$ 缺陷运动速度是 $S = -1$ 的 2 倍. 从相变角度分析, 液晶缺陷产生及湮灭过程遵循着 Kibble-Zurek 机制. 该机制描述了在有限速率下经历连续相变时的非平衡动力学以及在这个过程中所产生的拓扑缺陷^[29-31]. 其中缺陷密度 ρ 随着时间逐渐减小, 即 $\rho(t) \propto L^{-D}$, 其中 D 为空间维度. Chuang 等^[32] 实验探究了在向列相液晶中, 随时间推移三维缺陷数量会先增加, 然后迅速减少, 近似为 $\rho(t) \propto t^{-3}$. Dierking 等^[33,34] 在二维脐点缺陷的湮灭动力学的研究中, 发现缺陷密度 ρ 与时间 t 成反比关系, 且缺陷分离距离与湮灭时间呈 $1/2$ 幂指数关系. Fowler 和 Dierking^[35] 研究了介电各向异性 $\Delta\epsilon$ 为 -5 左右的向列相液晶缺陷产生过程的标度定律, 得到了缺陷密度和控制变量参数之间呈 $1/2$ 幂指数关系. 液晶的介电各向异性 $\Delta\epsilon$ 是一个重要物理参数. $\Delta\epsilon$ 与缺陷标度指数之间的关系, 以及不同外界条件, 如温度和施加电场频率, 对缺陷形成至湮灭过程的影响仍有待进一步研究.

本文选用 $\Delta\epsilon$ 在 -1.1 到 -11.5 之间的 7 种不同向列相液晶材料, 通过施加线性增加的交流电场,

研究负介电各向异性液晶电致脐点缺陷的产生和湮灭过程, 探究其产生过程中的标度定律, 即缺陷密度 ρ 与电场变化率 τ_C 之间关系. 同时, 探究材料特性 ($\Delta\epsilon$) 和外界条件 (温度 T 、电场频率 f) 对缺陷的产生规律、湮灭快慢的影响.

2 材料与方法

2.1 实验材料

实验使用 7 种不同负介电各向异性 ($\Delta\epsilon < 0$) 的向列相液晶样品: HNG723200-000, HNG733300-000, HNG715800-000, HNG736600-000, HNG735200-000, HNG715700-000, HNG725100-000 (江苏和成显示科技有限公司). 选取的实验材料的介电各向异性 $\Delta\epsilon$ 取值范围设定在 -1.1 到 -11.5 之间, 利于研究液晶材料特性对脐点缺陷产生及湮灭过程的影响. 为了方便描述, 这些材料按顺序被简称为 H1, H2, H3, H4, H5, H6 和 H7, 表 1 给出了 7 种液晶材料的光学各向异性 (Δn)、介电各向异性 ($\Delta\epsilon$) 和相变温度 (T_{NI}).

表 1 7 种负介电各向异性向列相液晶材料的物理特性.
Table 1. Physical properties of seven nematic liquid crystals with negative dielectric anisotropy.

简称	液晶材料	$\Delta\epsilon(25\text{ }^\circ\text{C}, 1\text{ kHz})$	$\Delta n(\lambda = 589\text{ nm})$	$T_{NI}/^\circ\text{C}$
H1	HNG723200-000	-1.1	0.071	70
H2	HNG733300-000	-2.0	0.078	100
H3	HNG715800-000	-2.9	0.074	88
H4	HNG736600-000	-4.8	0.080	95
H5	HNG735200-000	-7.0	0.088	96
H6	HNG715700-000	-8.1	0.075	87
H7	HNG725100-100	-11.5	0.077	77

2.2 实验方法

如图 1(a) 所示, 实验中使用的液晶盒由两个具有氧化铟锡 (ITO) 透明电极的玻璃基板 (substrate) 组成. 为了得到垂直取向 (homeotropic alignment) 的液晶盒, 在两个玻璃基板的内表面上旋涂垂直取向剂 NC-M-4070 (南京宁萃光学科技有限公司), 再加热烘干. 将上述两个玻璃基板的 ITO 面相对, 用均匀混有固体颗粒的紫外固化胶粘合, 放置于紫光灯下曝光 5 min, 使胶水固化, 从而制备成空盒. 液晶盒厚度可通过调节固体颗粒的直径

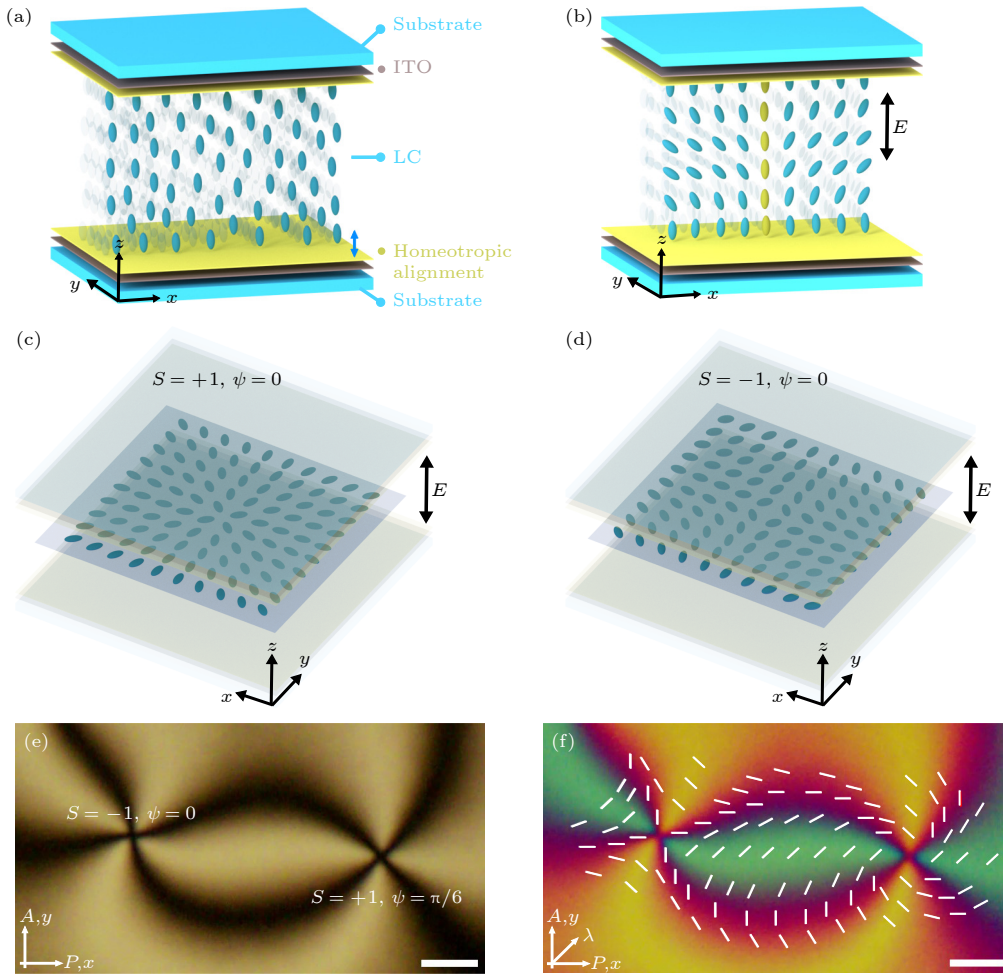


图1 液晶盒加电前(a)后(b)示意图,蓝色椭球代表液晶分子,蓝色双向箭头表示取向方向.脐点缺陷指向矢分布图(c) $S = +1, \psi = 0$; (d) $S = -1, \psi = 0$,黑色双向箭头表示交流电场方向.脐点缺陷 $S = -1, \psi = 0$ 和 $S = +1, \psi = \pi/6$ 的POM图像(e)正交偏振片;(f)全波片(波长为530 nm),白色虚线代表指向矢方向.比例尺: $30 \mu\text{m}$

Fig. 1. The schematic configuration of the liquid crystal cell (a) before application of electric field and (b) under the application of electric field. Blue ellipsoids represent liquid crystal directors. Blue bidirectional arrow denotes the alignment direction. The schematic director field around (c) $S = +1, \psi = 0$ and (d) $S = -1, \psi = 0$ topological defects. The black bidirectional arrow denotes the directions of the alternating current field. POM image of $S = -1, \psi = 0$ and $S = +1, \psi = \pi/6$ umbilic defects (e) with crossed polarizers and (f) a full-wave plate of wavelength 530 nm. The white dotted line denotes the direction of director. Scale bar: $30 \mu\text{m}$.

来控制,盒厚 d 的范围为 $7.6\text{--}9.6 \mu\text{m}$. 实验结果表明在此盒厚范围内,系统中缺陷演化仍然满足标度定律. 在各向同性相到列相相变温度以上 $5 \text{ }^\circ\text{C}$, 即液晶处于各向同性相时,通过毛细作用把液晶样品灌入液晶盒中.待填充均匀后,自然冷却到室温.由于锚定能的作用,液晶指向矢将垂直于玻璃基板排列.

实验中采用具有精确输出的信号发生器(RIGOL DG4162)和电压放大器(Aigtek ATA-2041)对液晶盒施加特定电场 E 和频率 f 的交流正弦波.同时,通过LabVIEW软件精准控制信号发生器的输出电场变化率.由精密热台(Instec HCS402)和

温控台(mK2000 B)对液晶材料进行温度控制,温度改变速率为 $0.1 \text{ }^\circ\text{C}/\text{min}$.本实验中电压以每20 ms时间间隔线性增加,变化率从 0.2 V/s 增大到 2 V/s ,施加电压总时间为4 s.本文统一选取加电后 $t = 0.3 \text{ s}$ 时产生的缺陷进行分析.当施加电压变化率小于 0.2 V/s , $t = 0.3 \text{ s}$ 时脐点缺陷尚未完全形成;当电压变化率大于 2 V/s , $t = 0.3 \text{ s}$ 时缺陷已有部分湮灭.因此,这里选取电压变化率从 0.2 V/s 到 2 V/s ,以获得更准确的缺陷数量,更好地探究缺陷的产生和湮灭过程.

在偏光显微镜(polarized optical microscope, POM, Nikon ECLIPSE Ci-POL)下观察液晶盒中

缺陷的产生至湮灭, 并通过高帧率相机 (E3ISPM 09000KPB) 以每秒 60 帧的帧率和 1488×1500 分辨率记录整个过程, 然后借助图像分析软件 ImageJ 来进一步分析和处理视频。

由于液晶具有介电各向异性 $\Delta\epsilon$, 在外加电场作用下液晶指向矢取向方向会改变. 向列相液晶的传统电光应用一般基于 Freedericksz 转变效应. 介电各向异性值为正 ($\Delta\epsilon > 0$) 时, 液晶分子倾向于沿着外加电场方向排列; 介电各向异性值为负 ($\Delta\epsilon < 0$) 时, 液晶分子则倾向于垂直外加电场方向排列. 指向矢响应时间 τ_{on} 近似为

$$\tau_{\text{on}} \approx \frac{\gamma}{\epsilon_0 |\Delta\epsilon| E^2}, \quad (1)$$

去掉电场后, 指向矢的恢复时间 τ_{off} 近似为

$$\tau_{\text{off}} \approx \frac{\gamma d^2}{K\pi^2}, \quad (2)$$

式中, γ 为液晶的黏滞系数; ϵ_0 为真空介电常数; d 为盒厚; K 为液晶的弹性常数. 当施加垂直于玻璃基板方向的电场时, 中间层的负性液晶分子发生倾斜, 指向矢改变, 并伴随大量脐点缺陷形成, 如图 1(b) 所示. 在正交偏振片下, 黑色区域表示消光区域, 即指向矢的方向与正交偏振片的一个偏振方向平行. 绕缺陷中心旋转一圈, 刷状黑线的数量除以 4 为缺陷强度 S 的绝对值. 通过旋转偏振片可确定 S 的正负, 同时旋转上下两个正交偏振片, 刷状

黑线会随之旋转. 如果黑线的转动方向与偏振片旋转方向相同, 则 S 为正, 反之 S 为负. $S = +1$, $\psi = 0$ 和 $S = -1$, $\psi = 0$ 两种类型缺陷周围指向矢分布如图 1(c), (d) 所示. 图 1(e) 展示了正交偏振片下 $S = \pm 1$ 一对脐点缺陷的 POM 图, 相应全波片下的 POM 图如图 1(f) 所示, 并给出了 $S = \pm 1$ 脐点缺陷周围指向矢场分布情况.

3 实验结果与分析

图 2 给出了施加电场后不同时刻 t 下的脐点缺陷 POM 图. 未施加电场 ($t = 0$ s) 时, 液晶取向垂直于玻璃基板排列, 经过起偏器产生的线偏振光沿着液晶的光轴方向传播, 没有发生偏振方向改变, 从而无法通过检偏器, 因此 POM 图像全黑. 当对液晶盒施加大于阈值的外加电场时, 液晶指向矢趋向平行于玻璃基板排列. 此时, 可观察到大量脐点缺陷形成, 如图 2(a) 所示. 随着时间的推移, 相连的脐点缺陷会相互靠近并湮灭, 使系统自由能最小. 脐点缺陷数量逐渐变少. 图 2(b) 相应给出了全波片下观察到的缺陷形成过程.

在 r_i 处缺陷运动方程为^[36]

$$\gamma \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = 2\pi S_i K \sum_{j \neq i} S_j \frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^2}, \quad (3)$$

式中, S_i 为缺陷强度; γ 为黏滞系数; K 为弹性

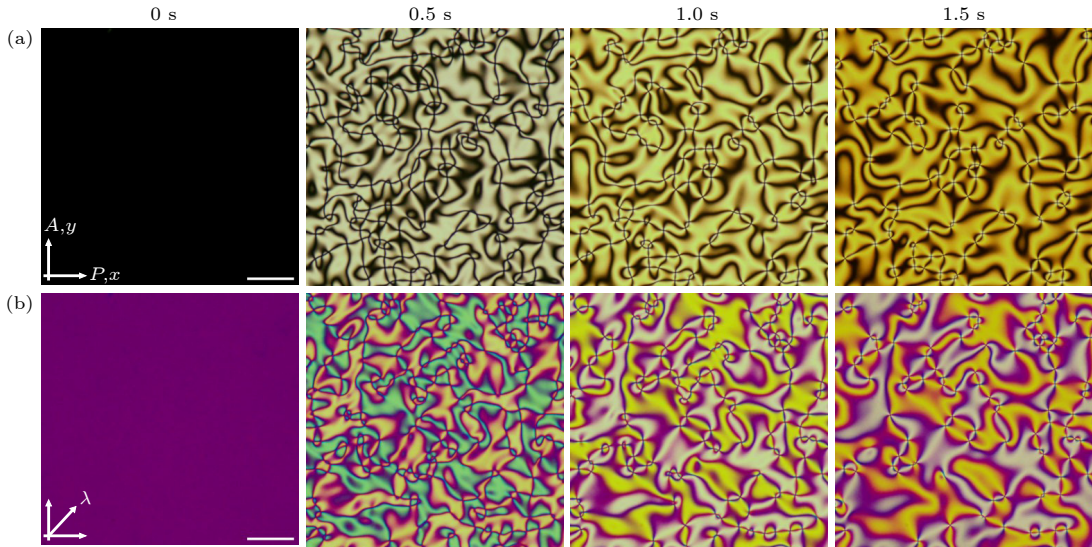


图 2 不同时刻 $t = 0, 0.5, 1.0, 1.5$ s 下, 电场作用下脐点缺陷产生的 POM 图像 (a) 正交偏振片下; (b) 插入全波片 (波长为 530 nm). 材料: H4, 电压变化率为 1.0 V/s, 工作温度 $T = 25$ °C, 频率 $f = 1$ kHz, 盒厚 $d = 7.6$ μm . 比例尺: 100 μm

Fig. 2. POM images of umbilic defects formation under applied electric field at $t = 0, 0.5, 1.0, 1.5$ s. POM image: (a) With crossed polarizers; (b) a full wave plate of wavelength 530 nm. Material is H4, electric field ramp rate is 1.0 V/s, the working temperature is $T = 25$ °C, frequency $f = 1$ kHz, cell gap $d = 7.6$ μm . Scale bar: 100 μm .

常数. 该运动方程与二维 XY 系统中涡旋形式相同, 可得到^[37]

$$\rho(t) \sim t^{-1}, \quad (4)$$

式中, $\rho(t)$ 表示缺陷密度. 缺陷密度与时间呈反比关系, 且随着时间增加, 缺陷密度不断减小.

图 3(a) 展示了不同电场变化率下, 负性向列相液晶材料 H4 在 $t = 0.3$ s 时观察到的脐点缺陷 POM 图像. 由图 3(a) 可知, 产生的脐点缺陷数量会随电场变化率的变大而增多. 计算每组电场变化率下 $t = 0.3$ s 时的缺陷数量, 得到电场变化率 τ_C 与缺陷密度 ρ 之间关系. 由 Kibble-Zurek 机制可知, 缺陷密度 ρ 与控制变量参数 τ_C 之间呈幂律标

度关系^[9]:

$$\rho \propto \tau_C^\alpha, \quad (5)$$

式中, 标度指数 $\alpha = 1/2$. 本实验中控制变量参数 τ_C 为施加的电场变化率. 图 3(a) 中每个数据点是由 5 次重复测量得到的平均值, 虚线指线性拟合后结果, 其斜率表示标度指数 α . 如图 3(b) 所示, 可得缺陷密度 $\rho \propto \tau_C^\alpha$, 标度指数 α 为 0.52, 与 Kibble-Zurek 机制预测的 0.5 基本吻合.

为了探究材料特性对缺陷产生规律的影响, 探究了 7 种不同介电各向异性的向列相液晶材料形成过程中脐点缺陷的标度定律. 图 4(a) 给出了 H1 ($\Delta\varepsilon = -1.1$), H3 ($\Delta\varepsilon = -2.9$), H4 ($\Delta\varepsilon = -4.8$)

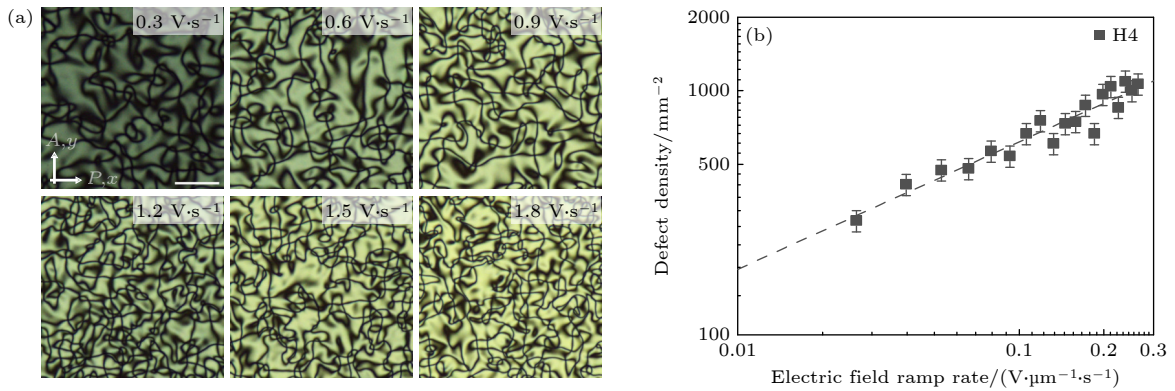


图 3 (a) 不同电场变化率下, $t = 0.3$ s 时刻下产生的脐点缺陷的 POM 图像, 每张图像像素大小 $1488 \text{ pixel} \times 1500 \text{ pixel}$, 实际对应尺寸为 $551 \mu\text{m} \times 556 \mu\text{m}$; (b) 电场变化率与缺陷密度的关系, 虚线为线性拟合. 液晶材料: H4, 工作温度 $T = 25 \text{ }^\circ\text{C}$, 频率 $f = 1 \text{ kHz}$, 盒厚 $d = 7.6 \mu\text{m}$, 比例尺: $100 \mu\text{m}$

Fig. 3. (a) POM image of umbilic defects generated at different electric field ramp rate over a time period of 0.3 s. Each image size is $1488 \text{ pixel} \times 1500 \text{ pixel}$, corresponding to $551 \mu\text{m} \times 556 \mu\text{m}$. (b) The relationship between electric field ramp rate and the defects density. The dashed lines represent the linear fitting. Material: H4, the working temperature of $T = 25 \text{ }^\circ\text{C}$, frequency of $f = 1 \text{ kHz}$, cell gap of $d = 7.6 \mu\text{m}$. Scale bar: $100 \mu\text{m}$.

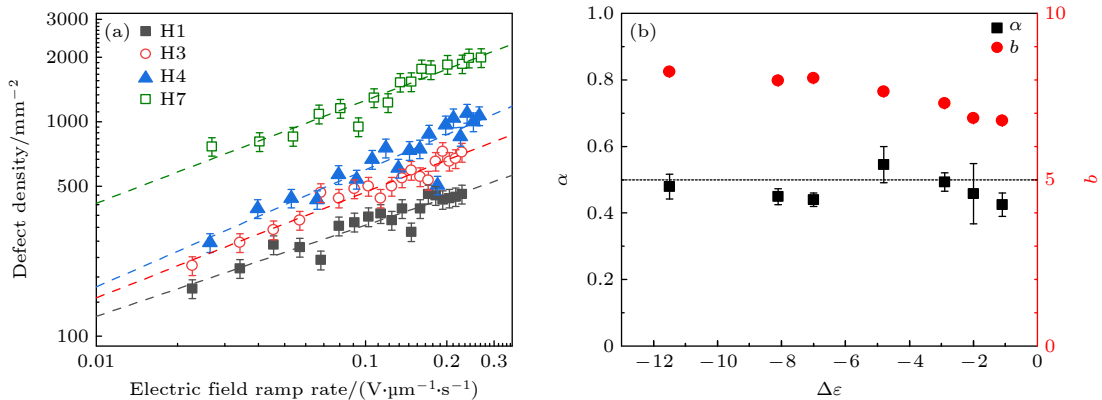


图 4 (a) 4 种液晶材料 H1, H3, H4 和 H7 电场变化率与缺陷密度关系; (b) 7 种不同负介电各向异性 $\Delta\varepsilon$ 与标度指数 α 和截距 b 值的依赖关系. 虚线为线性拟合. 液晶材料: H1, H2, H3, H4, H5, H6 和 H7. 工作温度 $T = 25 \text{ }^\circ\text{C}$, 频率 $f = 1 \text{ kHz}$

Fig. 4. (a) The relationship between defect density and the electric field ramp rate for four liquid crystals materials: H1, H3, H4 and H7; (b) the dependence of the scaling exponent α and b on the seven negative dielectric anisotropy $\Delta\varepsilon$. The dashed lines represent the linear fitting. The liquid crystals: H1, H2, H3, H4, H5, H6 and H7. The working temperature is $T = 25 \text{ }^\circ\text{C}$, frequency $f = 1 \text{ kHz}$.

和 H7 ($\Delta\varepsilon = -11.5$) 等 4 种向列相液晶材料, 在不同电场变化率 τ_c 下脐点缺陷密度 ρ 的变化曲线. 随着 τ_c 的增大, 单位面积内脐点缺陷数量增加. 线性拟合后的斜率为标度指数 α . 还可观察到, 外界条件相同时, 介电各向异性 $\Delta\varepsilon$ 越强的液晶材料, 单位面积内脐点缺陷的数量越多. 图 4(b) 给出了 7 种不同负介电各向异性 $\Delta\varepsilon$ 材料的拟合后直线的斜率 α 和截距 b 的值. 不难发现, 标度指数 α 都在 0.5 左右, 与 Kibble-Zurek 机制得到的标度指数 $\alpha = 0.5$ 基本一致, 验证了缺陷密度与电场变化率的幂指数关系. 随着 $\Delta\varepsilon$ 变小, 截距 b 变大, 表明单位面积缺陷数量增多. 实验拟合得到结果存在一定差距, 造成这种现象的原因是: 电场变化率较低时, 产生的缺陷数量少, 因此在测量缺陷密度之前只有少量的缺陷发生了移动和湮灭; 电场变化率较高时, 测量缺陷密度时已有一定数量的脐点缺陷消失; 此外, 在计算单位面积缺陷数量过程中也不可

避免存在一定误差.

本文进一步研究了外界条件温度 T 变化对脐点缺陷形成的影响, 选用 H1 ($\Delta\varepsilon = -1.1$), H4 ($\Delta\varepsilon = -4.8$) 和 H7 ($\Delta\varepsilon = -11.5$) 等 3 种不同负性液晶材料进行实验. 由于不同液晶材料相变温度 T_{NI} 存在差异, 实验选取 T_{NI} 作为参考温度, 在 T_{NI} 以下 40, 30, 20 °C 进行实验, 并且实验电场的频率固定为 $f = 1$ kHz. 图 5(a)–(c) 给出了负性液晶材料 H1, H4, H7 电场变化率 τ_c 和缺陷密度 ρ 之间关系图. 由图 5(a)–(c) 中可明显地观察到, 不同介电各向异性的液晶材料, 随着温度的升高, 单位面积内产生的脐点缺陷数量增多. 为了能够厘清缺陷密度随温度变化的原因, 对液晶材料 H4 在 $T_{\text{NI}} - 20$ °C 和 $T_{\text{NI}} - 40$ °C 两个温度下进行了物理参数的表征. 首先在垂直和平行取向液晶盒中分别测量平行介电常数 ε_{\parallel} 和垂直介电常数 ε_{\perp} , 从而得到介电各向异性 $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$. 其次, 使用垂直取向液晶盒,

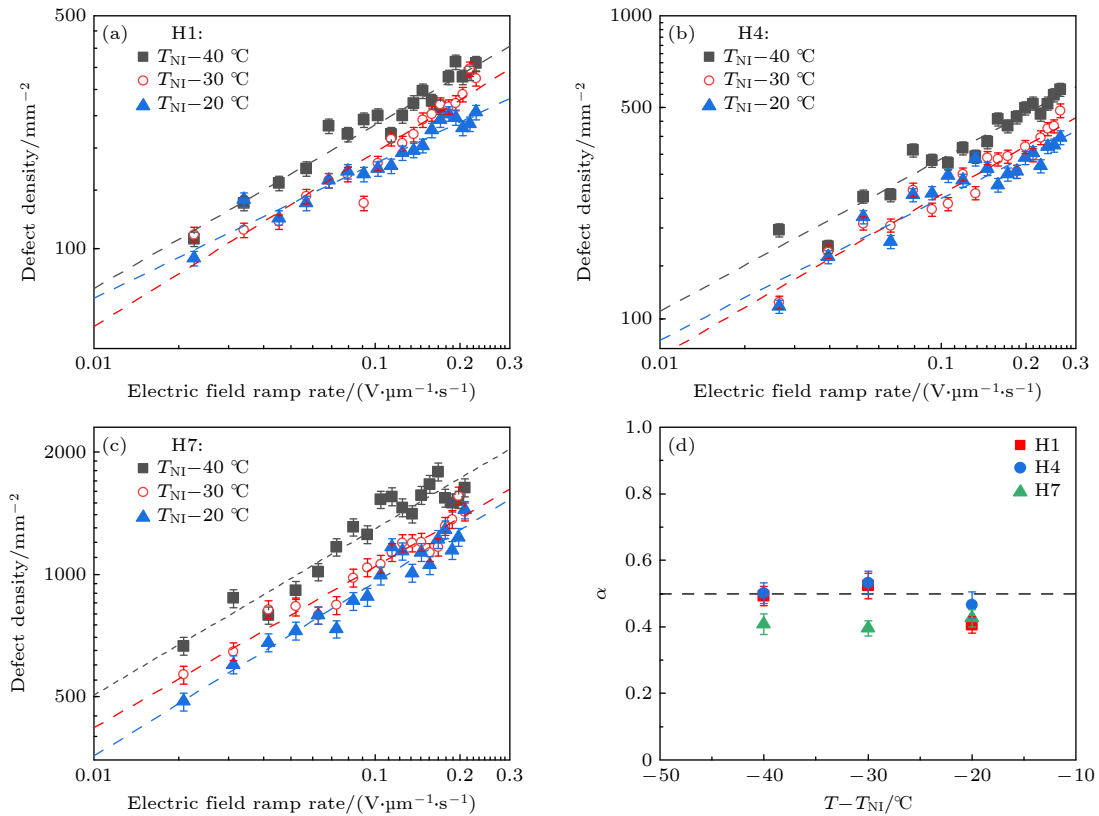


图 5 (a)–(c) 不同温度 T 下, 缺陷密度和电场变化率的关系; (d) 标度指数 α 与温度 $T - T_{\text{NI}}$ 的依赖关系. 虚线为线性拟合. 三种液晶材料: H1 ($d = 8.8$ μm), H4 ($d = 7.6$ μm), H7 ($d = 8.3$ μm), 工作温度 $T = T_{\text{NI}} - 40$ °C, $T_{\text{NI}} - 30$ °C, $T_{\text{NI}} - 20$ °C, 频率 $f = 1$ kHz

Fig. 5. (a)–(c) The relationship between defect density and the electric field ramp rate at different temperatures T ; (d) the dependence of the scaling exponent α on reduced temperature $T - T_{\text{NI}}$. The dashed lines represent the linear fitting. The three liquid crystals: H1 ($d = 8.8$ μm), H4 ($d = 7.6$ μm), H7 ($d = 8.3$ μm), the working temperature is $T = T_{\text{NI}} - 40$ °C, $T_{\text{NI}} - 30$ °C, $T_{\text{NI}} - 20$ °C, frequency $f = 1$ kHz.

通过施加垂直于液晶盒方向的电场, 测量 0.1—20 V 之间的液晶盒透射光强, 得出阈值电压 U_{th} 分别为 1.9 V 和 2.0 V, 利用公式 $k_{33} = \varepsilon_0 \Delta \varepsilon (U_{th}/\pi)^2$ 计算出液晶弯曲弹性常数 k_{33} . 最后通过测量液晶盒的电光响应, 利用公式 $\tau_{off} \approx \gamma d^2 / K \pi^2$, 计算出液晶的黏滞系数 γ . 结果表明, 当温度从 $T_{NI} - 20$ °C 下降到 $T_{NI} - 40$ °C 时, $\Delta \varepsilon$ (1 kHz) 从 -6.05 变化到 -6.88; k_{33} 由 21 到 25 pN, 而 γ 由 0.04 Pa·s 变化到 0.11 Pa·s, 增加到原来的 2.75 倍. 因此, 脐点缺陷密度随温度变化关系的主要影响因素可能为液晶的黏滞系数. 线性拟合得到标度指数 α , 如图 5(d) 所示, α 基本在 0.5 左右.

外加电场条件对缺陷标度定律的影响如图 6 所示. 图 6(a)—(c) 展示了负性液晶材料 H1, H4 和 H7, 在不同频率 $f = 1, 5, 10$ kHz 下, 电场变化率 τ_C 和缺陷密度 ρ 关系图. 环境温度 T 固定为 25 °C. 这里选取较高频率的电场, 是为了避免产生离子效应而影响拓扑缺陷的形成. 不同外加电场条件下,

脐点缺陷密度 ρ 与 τ_C 呈 1/2 幂指数关系, 如图 6(d) 所示.

实验表明, 在一段时间内, 相邻的脐点缺陷会相互吸引并消失. 为了研究缺陷湮灭快慢受电场变化率和介电各向异性的影响, 本文通过使用软件 ImageJ 对不同时刻下图像进行二值化处理, 来量化脐点缺陷湮灭过程. 计算图像中缺陷的黑色区域面积 S_a , 从而得到不同时刻下 S_a 的变化规律.

图 7(a) 展示了 ImageJ 处理后脐点缺陷形成的时间序列图. 计算不同时刻每张图 S_a 大小, 得到 S_a 与时间 t 之间关系, 如图 7(b) 所示. 在负性材料 H1 中, 当施加 0.4, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2 V/s 不同变化率的电场时, S_a 随时间 t 推移不断减小, 表明缺陷产生后不断消失. 为了直观地展示脐点缺陷湮灭的快慢, 定义 S_a 减小到最大值 ($t = 0$ s, 全黑时) 的 $1/e$ 时所需时间为缺陷湮灭特征时间 Δt . 不同电场变化率 τ_C 与湮灭特征时间 Δt 关系如图 7(c) 所示, 对其进行拟合, 得到 $\Delta t \propto \tau_C^{-1.2}$. 结果表明: 电场变

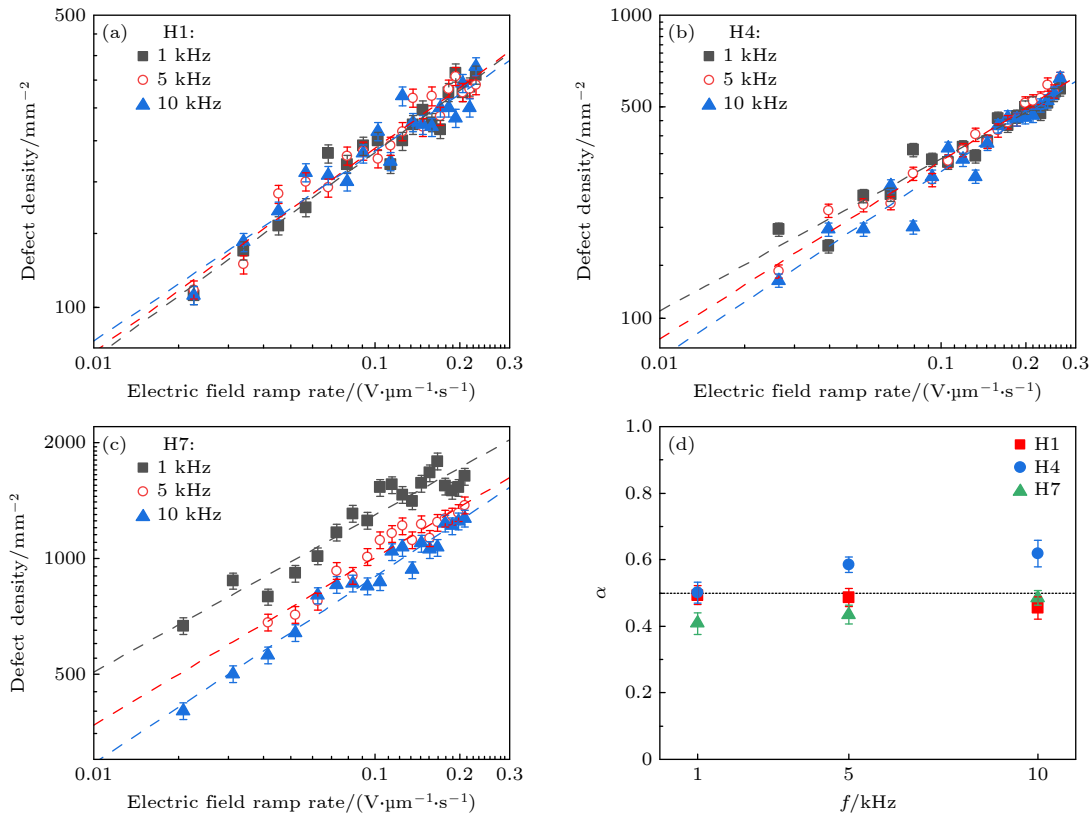


图 6 (a)—(c) 不同频率 f 下, 缺陷密度和电场变化率的关系; (d) 标度指数 α 与频率 f 的依赖关系. 虚线为线性拟合. 三种液晶材料: H1 ($d = 8.8$ μm), H4 ($d = 7.6$ μm), H7 ($d = 8.3$ μm), 工作温度 $T = 25$ °C

Fig. 6. (a)–(c) The relationship between defect density and the electric field ramp rate at different frequency f ; (d) the dependence of the scaling exponent α on the frequency f of the electric field. The dashed lines represent the linear fitting. The three liquid crystals: H1 ($d = 8.8$ μm), H4 ($d = 7.6$ μm), H7 ($d = 8.3$ μm). The working temperature is $T = 25$ °C.

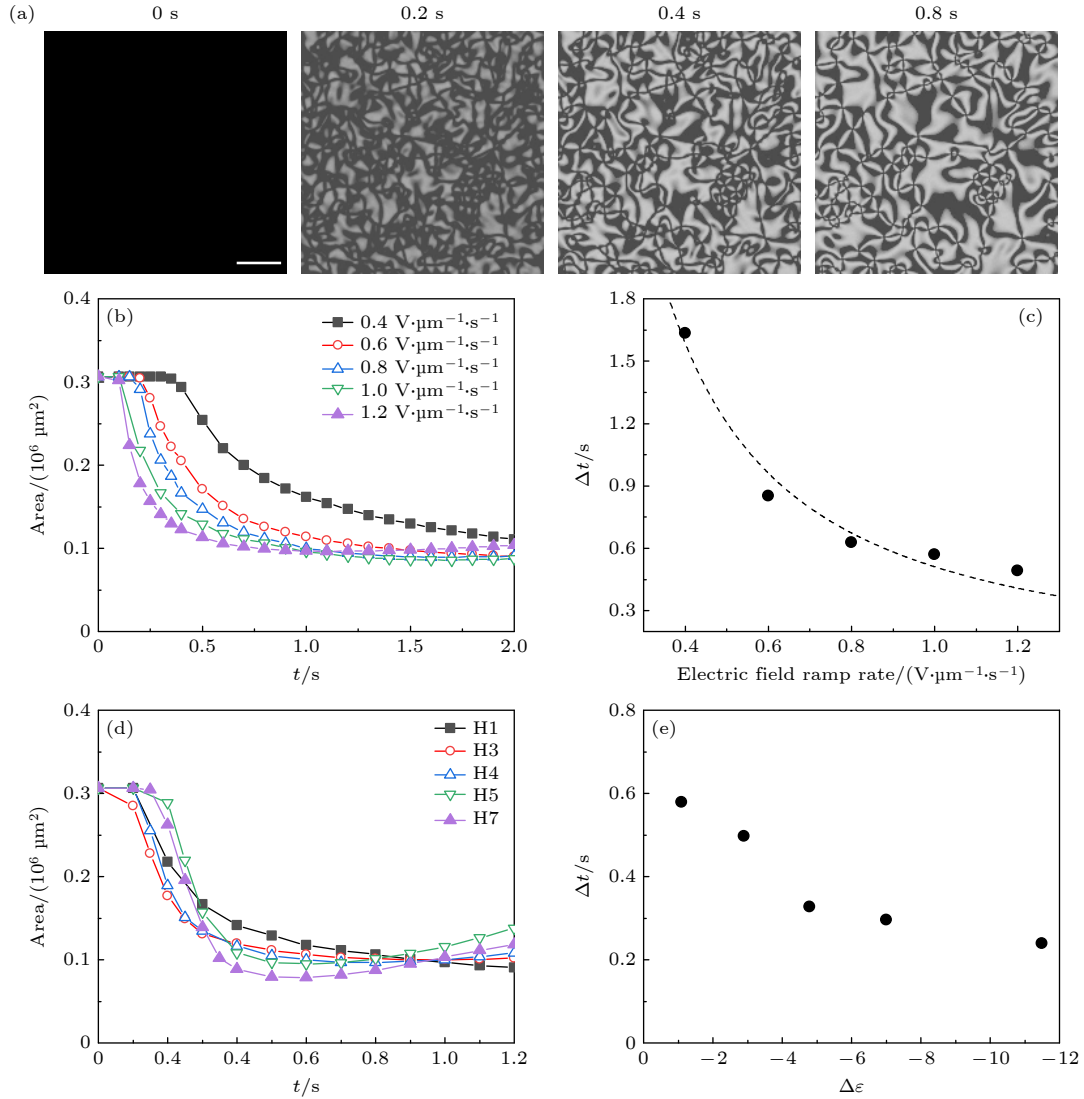


图 7 (a) 不同时刻 $t = 0, 0.2, 0.4, 0.8$ s, 经 ImageJ 二值化处理后的脐点缺陷时间序列图, 比例尺: $100 \mu\text{m}$. 液晶材料 H1 在 $0.4, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2$ V/s 电场变化率下 (b) S_a 与时间 t 关系; (c) 电压变化率与缺陷湮灭特征时间 Δt 的依赖关系. 虚线为 $\Delta t \propto \tau_C^{-1.2}$. 液晶材料 H1, H3, H4, H5 和 H7, 在电场变化率为 1.0 V/s 时, (d) S_a 与时间 t 关系, 以及 (e) 介电各向异性 $\Delta\epsilon$ 与缺陷湮灭特征时间 Δt 的依赖关系. 工作温度 $T = 25$ °C, 频率 $f = 1$ kHz

Fig. 7. (a) POM images of umbilic defects at different moments after binarization processed by ImageJ, $t = 0, 0.2, 0.4, 0.8$ s, scale bar: $100 \mu\text{m}$; (b) the relationship between the time t and S_a , and (c) the dependence of the annihilation time Δt at the electric field ramp rate of $0.4, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2$ V/s for H1. The dashed line represents $\Delta t \propto \tau_C^{-1.2}$. (d) The relationship between the time and S_a , and (e) the dependence of the annihilation time Δt on the dielectric anisotropy $\Delta\epsilon$ at the electric field ramp rate of 1.0 V/s for H1, H3, H4, H5 and H7. The working temperature $T = 25$ °C, frequency $f = 1$ kHz.

化率越大, 缺陷湮灭特征时间 Δt 越短, 即缺陷消失越快. 这个规律可以通过 (1) 式来定性理解. 电场变化率越大, 在相同时间内, 平均电场越大, 由 $\tau_{on} \propto 1/E^2$ 可得相应的响应时间越短. 图 7(d) 展示了不同负性液晶材料 H1 ($\Delta\epsilon = -1.1$), H3 ($\Delta\epsilon = -2.9$), H4 ($\Delta\epsilon = -4.8$), H5 ($\Delta\epsilon = -7$), H7 ($\Delta\epsilon = -11.5$), 在相同电场变化率下, S_a 与时间 t 之间关系. 介电各向异性 $\Delta\epsilon$ 不同对缺陷湮灭快慢有影响. 从图 7(e) 中可知, $\Delta\epsilon$ 越强, Δt 越小, 表明脐点缺陷消失越快.

4 结 论

本文选用介电各向异性 $\Delta\epsilon$ 在 -1.1 到 -11.5 之间的 7 种不同向列相液晶, 通过制备成垂直排列结构, 研究了外加电场作用下脐点缺陷的产生和湮灭动态过程. 实验结果表明, $\Delta\epsilon$ 越强, 缺陷密度 ρ 越大; ρ 与电场变化率 τ_C 呈幂指数关系, 标度指数约为 0.5 . 不同材料特性 ($\Delta\epsilon$) 和外界条件 (环境温度 and 施加电场条件) 下, 缺陷密度的标度规律仍成立.

外加电场条件固定时, 温度越高, 产生的脐点缺陷密度越大. 另外, 脐点缺陷的湮灭速度与材料特性 ($\Delta\varepsilon$) 和施加电场变化率 τ_C 有关, $\Delta\varepsilon$ 越强或 τ_C 越大, 缺陷湮灭速度越快. 对缺陷湮灭特征时间 Δt 与电场变化率 τ_C 进行拟合, 得到 $\Delta t \propto \tau_C^{-1.2}$. 本文的研究厘清了拓扑缺陷产生和湮灭过程与材料特性和外界条件的依赖关系, 有利于对液晶中拓扑缺陷动态过程的认识和理解.

参考文献

- [1] Li J, Bisoyi H K, Tian J, Guo J, Li Q 2019 *Adv. Mater.* **31** 1807751
- [2] Wang J W, Li K, He H I, Cai W F, Liu J X, Yin Z, Mu Q Q, Hisao V K S, Gérard D, Luo D, Li G, Liu Y J 2022 *Laser Photonics Rev.* **16** 2100396
- [3] Yang C, Wu B, Ruan J, Zhao P, Chen L, Chen D, Ye F 2021 *Adv. Mater.* **33** 2006361
- [4] Li X, Ma S, Hu J, Ni Y, Lin Z, Yu H 2019 *J. Mater. Chem. C* **7** 622
- [5] Hu J, Yu M, Wang M, Choy K L, Yu H 2022 *ACS Appl. Mater. Interfaces* **14** 12951
- [6] Ji Z C, Zhang X Z, Zhang Y J, Wang Z H, Drevensek-Olenik I, Rupp R, Li W, Wu Q, Xu J J 2017 *Chin. Opt. Lett.* **15** 070501
- [7] Wang L, Xiao R W, Ge S J, Shen Z X, Lü P, Hu W, Lu Y Q 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 084205 (in Chinese) [王磊, 肖芮文, 葛士军, 沈志雄, 吕鹏, 胡伟, 陆延青 2019 物理学报 **68** 084205]
- [8] Zhu Y W, Yuan C L, Liu B H, Wang X Q, Zheng Z G 2019 *Acta Phys. Sin.* **72** 174206 (in Chinese) [朱雨雯, 袁丛龙, 刘炳辉, 王骁乾, 郑致刚 2019 物理学报 **72** 174206]
- [9] Zurek WH 1985 *Nature* **317** 505
- [10] Kibble TWB 1976 *J. Phys. A: Math. Gen.* **9** 1387
- [11] del Campo A, Zurek WH 2014 *Int. J. Mod. Phys. A* **29** 1430018
- [12] Zhang X Y, Cui H L, Wang Y, Chen H Y, Zhang X Z 2022 *Chin. J. Liq. Cryst. Disp.* **37** 1032 (in Chinese) [张馨元, 崔慧林, 王钰, 陈宏一, 张心正 2022 液晶与显示 **37** 1032]
- [13] Ohzono T, Katoh K, Wang C, Fukazawa A, Yamaguchi S, Fukuda J 2017 *Sci. Rep.* **7** 16814
- [14] Rapini A 1973 *J. Phys. France.* **34** 629
- [15] Wu S B, Wu J B, Cao H M, Lu Y Q, Hu W 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 078101
- [16] Fumeron S, Berche B 2023 *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **232** 1813
- [17] de Oliveira B F, Avelino P P, Moraes F, Oliveira J C R E 2010 *Phys. Rev. E* **82** 041707
- [18] Shen Y, Dierking I 2019 *Soft Matter* **15** 8749
- [19] Pismen LM, Rubinstein BY 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 96
- [20] Williams C, Pierański P, Cladis P E 1972 *Phys. Rev. Lett.* **29** 90
- [21] Chuang I, Turok N, Yurke B 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2472
- [22] Osterman N, Kotar J, Terentjev E M, Cicuta P 2010 *Phys. Rev. E* **81** 061701
- [23] Harth K, Stannarius R 2020 *Front. Phys.* **8** 112
- [24] Zhang Y H, Deserno M, Tu Z C 2020 *Phys. Rev. E* **102** 012607
- [25] Grollau S, Abbott N L, de Pablo J J 2003 *Phys. Rev. E* **67** 051703
- [26] Svenšek D, Žumer S 2002 *Phys. Rev. E* **66** 021712
- [27] Bogi A, Martinot-Lagarde P, Dozov I, Nobili M 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 225501
- [28] Oswald P, Ignés-Mullol J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 027801
- [29] Zurek WH 1996 *Phys. Rep.* **276** 177
- [30] Dziarmaga J 2010 *Adv. Phys.* **59** 1063
- [31] Kleman M, Lavrentovich OD 2006 *Philos. Mag.* **86** 4117
- [32] Chuang I, Durrer R, Turok N, Yurke B 1991 *Science* **251** 1336
- [33] Dierking I, Marshall O, Wright J, Bulleid N 2005 *Phys. Rev. E* **71** 061709
- [34] Dierking I, Ravnik M, Lark E, Healey J, Alexander GP, Yeomans J M 2012 *Phys. Rev. E* **85** 021703
- [35] Fowler N, Dierking I 2017 *ChemPhysChem* **18** 812
- [36] Nagaya T, Hotta H, Oriharaand Yoshihiro Ishibashi H 1992 *J. Phys. Soc. Jpn.* **61** 3511
- [37] Toyoki H 1990 *J. Phys. Rev. A* **42** 911

Formation and annihilation of electrically driven defects in nematic liquid crystals with negative dielectric anisotropy*

Wang Zi-Ling¹⁾ Ye Jia-Yao¹⁾ Huang Zhi-Jun¹⁾ Song Zhen-Peng¹⁾

Li Bing-Xiang^{1)2)†} Xiao Rui-Lin^{3)‡} Lu Yan-Qing^{2)††}

1) (*College of Electronic and Optical Engineering, College of Flexible Electronics (Future Technology), Nanjing University of Posts and Telecommunications, Nanjing 210023, China*)

2) (*College of Engineering and Applied Sciences, Nanjing University, Nanjing 210093, China*)

3) (*Department of Physics, Anshan Normal University, Anshan 114000, China*)

(Received 17 October 2023; revised manuscript received 24 November 2023)

Abstract

Orientationally ordered liquid crystals (LCs) exhibit remarkable physical anisotropy and responsiveness to external fields, which give rise to distinguished physical effects and have led to the emergence of a new generation of electric-optical applications. The LCs are also renowned for their abundance of phases and topological defects, which are of significance in studying both fundamental science and practical technology. One simple approach to generating umbilic defects involves applying an electric field to a homeotropically aligned nematic LC with negative dielectric anisotropy $\Delta\epsilon$. However, the influence of material properties and external conditions on the dynamic process of nematic LC defects remains unclear. Here, we select seven kinds of nematic LCs with negative dielectric anisotropy, ranging from -1.1 to -11.5 , to explore the dynamics of electric-field-induced umbilics. By using a linearly increasing electric field parallel to the molecular orientation of LC, we systematically investigate the effects of material property (dielectric anisotropy) and external conditions (temperature and electric field parameters) on the formation and annihilation of umbilic defects. The experimental results show that the dynamic process of forming the umbilic defects in nematic LCs is independent of dielectric anisotropy, temperature, and electric field frequency, but follows the Kibble-Zurek mechanism, in which the density of generated umbilic defects exhibits a power-law scaling with the change of the electric field ramp rate, with a scaling exponent of approximately $1/2$. Interestingly, a stronger dielectric anisotropy leads to a higher density of umbilic defects. Additionally, a change in temperature has a significant influence on the density of umbilic defects, in which higher temperature leads to greater defect density under the same external electric field conditions. Furthermore, the annihilation rate of umbilic defects is closely related to the material properties and the ramp of the applied electric field. Specifically, the annihilation rate of umbilic defects becomes faster when dielectric anisotropy is stronger or the electric field ramp is larger. This study provides valuable insights into the relationship between the formation and annihilation of defects, material properties, and external conditions in nematic LCs with dielectrically negative anisotropy, contributing to our comprehensive understanding of the dynamic process of topological defects in soft matter.

Keywords: nematic liquid crystal, umbilic defects, electric field effect, dielectric anisotropy

PACS: 61.30.-v, 64.70.pp, 42.70.Df

DOI: 10.7498/aps.73.20231655

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2022YFA1405000), the Natural Science Foundation of China (Grant No. 62375141), and the Natural Science Foundation of Jiangsu Province, China (Grant No. BK20212004).

† Corresponding author. E-mail: bxli@njupt.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: xiaoruilin0797@163.com

†† Corresponding author. E-mail: yqlu@nju.edu.cn



负性向列相液晶电致缺陷的产生与湮灭过程

王紫凌 叶家耀 黄志军 宋振鹏 李炳祥 肖瑞林 陆延青

Formation and annihilation of electrically driven defects in nematic liquid crystals with negative dielectric anisotropy

Wang Zi-Ling Ye Jia-Yao Huang Zhi-Jun Song Zhen-Peng Li Bing-Xiang Xiao Rui-Lin Lu Yan-Qing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 056101 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231655

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231655>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

拓扑荷在圆盘状向列相液晶薄膜中的尺寸效应

Size effect of topological charge in disc-like nematic liquid crystal films

物理学报. 2021, 70(4): 044202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201623>

拉伸形变及电场作用对黑磷烯吸附Si原子电学特性影响的密度泛函理论研究

Density functional theory study on influence of tensile deformation and electric field on electrical properties of Si atom adsorbed on black phosphorene

物理学报. 2021, 70(21): 216301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210812>

利用单轴压强下的电阻变化研究铁基超导体中的向列涨落

Nematic fluctuations in iron-based superconductors studied by resistivity change under uniaxial pressure

物理学报. 2018, 67(12): 127401 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180627>

MnTe单晶薄膜的外延制备、本征点缺陷结构及电输运优化

epitaxial growth, intrinsic point defects and electronic transport optimization of MnTe films

物理学报. 2022, 71(13): 137102 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212350>

太赫兹液晶材料与器件研究进展

Research progress of terahertz liquid crystal materials and devices

物理学报. 2019, 68(8): 084205 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182275>

缺陷对铁单质薄膜磁致伸缩与磁矩演化的影响

Effect of defects on magnetostriction and magnetic moment evolution of iron thin films

物理学报. 2022, 71(1): 017502 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211177>