

# InN 超导中的磁通钉扎性质研究

宋志勇<sup>1,2,4</sup>, 商丽燕<sup>1\*</sup>, 陈平平<sup>2</sup>, 褚君浩<sup>1,2</sup>, AKIO Yamamoto<sup>3</sup>, 康亭亭<sup>2,4\*</sup>

(1. 华东师范大学 通信与电子工程学院, 上海 200062;

2. 中国科学院上海技术物理研究所 红外物理国家重点实验室, 上海 200083;

3. University of Fukui, Fukui 910-8507, Japan;

4. 中国科学院纳米器件与应用重点实验室, 江苏 苏州 215123)

**摘要:** InN 是三五族半导体中唯一具有超导性质的材料, 在超导体/半导体混合器件领域具有重要的应用价值。运用磁输运的方法, 系统性地研究了磁通钉扎对 InN 超导性质的影响。通过对超导转变过程中的  $I-V$  曲线进行标度, 发现 InN 超导中存在涡旋液体态到涡旋玻璃态的相变。在涡旋液体态, 用热激活磁通蠕动模型分析了磁通运动的机制, 发现 InN 超导中存在单磁通钉扎到集体钉扎的转变; 在涡旋玻璃态, 首先对临界电流与温度的关系进行了分析, 确定了 InN 超导中主要的磁通钉扎机制:  $\delta L$  钉扎。然后对临界电流与磁场的关系进行了分析, 发现临界电流在磁场下的迅速衰减是集体钉扎所导致的结果。最后, 基于 Dew-Hughes 模型, 对钉扎力与磁场强度的依赖关系进行了分析, 发现 InN 中的钉扎中心的主要是点钉扎。该研究为提高 InN 的临界电流密度奠定基础。

**关键词:** 氮化镓; 超导; 磁通动力学; 钉扎机制; 临界电流

中图分类号: O472; O469; O511

文献标识码: A

## Flux pinning properties of InN

SONG Zhi-Yong<sup>1,2,4</sup>, SHANG Li-Yan<sup>1\*</sup>, CHU Jun-Hao<sup>2</sup>, CHEN Ping-Ping<sup>1,2</sup>,

Akio Yamamoto<sup>3</sup>, KANG Ting-Ting<sup>2,4\*</sup>

(1. East China Normal University, Shanghai 200062, China;

2. State Key Laboratory of Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China;

3. University of Fukui, Fukui, 910-8507, Japan;

4. Key Laboratory of Nanodevices and Applications, Suzhou Institute of Nano-Tech and Nano-Bionics, Chinese Academy of Sciences, Suzhou 215123, China)

**Abstract:** The superconductivity in InN is the foundation for the all III-V semiconductor based superconductor/semiconductor integration. To study the flux pinning properties of InN superconductor, the  $I-V$  relationships,  $R-B$  transitions, and  $R-T$  transitions are investigated. The scaling results of  $I-V$  curves indicate there is a vortex glass-liquid transition. The  $R-T$  curves are well fitted by thermally activated flux flow (TAFF) model. The TAFF activated energy satisfies a power-law relationship with magnetic field, but it has two different exponents under the low magnetic field and high magnetic field. We explain it as the result of a transition from single flux pinning to collective flux pinning which also leads to the rapid attenuation of critical current as the magnetic field increases. By analyzing the temperature dependence of critical current, we found the dominant  $\delta L$ -pinning mechanism. Furthermore, the dependence of pinning force on magnetic field is analyzed using the Dew-Hughes model, and the results show that the main pinning center is the point pinning. Our work paves the way for studying III-nitrides based hybrid superconductor-semiconductor devices.

**Key words:** InN, superconductivity, flux dynamics, flux pinning, critical current

收稿日期: 2020-07-07, 修回日期: 2020-11-07

Received date: 2020-07-07, Revised date: 2020-11-07

基金项目: 国家自然科学基金(11204334, 61475178)

Foundation items: Supported by the National Natural Science Foundation of China (11204334, 61475178)

作者简介 (Biography): 宋志勇 (1992-), 男, 山东德州人, 博士研究生, 主要从事三五族半导体的低温输运性质研究. E-mail: songxian-sen98@163.com

\*通讯作者 (Corresponding author): E-mail: lyshang@ee.ecnu.edu.cn; kang@mail.sitp.ac.cn

## 引言

近年来,超导体/半导体混合器件逐渐成为了研究的热点<sup>[1,2]</sup>,在量子通信领域实现了诸多重要的应用。譬如,超导体/半导体 LED 器件<sup>[3]</sup>,超导体/半导体纠缠光子探测器件<sup>[4]</sup>,以及半导体/超导体/半导体光放大器<sup>[5]</sup>等。这类混合器件利用超导临近效应,提高了纠缠光子对的发射效率<sup>[6-8]</sup>和双光子放大器的增益。并且,作为一种单光子探测器件,超导体/半导体混合器件利用超导相变特性和全局量子态特性,在探测效率<sup>[9]</sup>,暗计数<sup>[10,11]</sup>,以及对量子纠缠态的检测方面<sup>[12]</sup>,均优于传统的单光子探测器。但是,由于这类混合器件中的超导材料与半导体材料通常属于不同的材料体系。因此,界面中存在的一些问题,如晶格失配造成的缺陷,生长过程中对界面的污染以及材料组分在界面的扩散等,都会对器件的性能产生非常大的影响<sup>[13]</sup>。而在具有超导特性的半导体材料体系中,界面的问题可以得到极大的改善,比如第三主族氮化物。

第三主族氮化物既可以实现许多重要的半导体功能,也具有优越的超导性质。在半导体领域, GaN、AlN、InN 所构成的异质结器件可以实现从红外到深紫外的光发射和光探测器<sup>[14]</sup>,并且,其在超快微波器件<sup>[15]</sup>,功率半导体器件<sup>[16]</sup>领域也具有重要的应用,而在超导领域, InN 是 III-V 族半导体中唯一具有超导性质的材料,非常适合应用于超导单光子探测器 (superconducting single photon detector, SSPD)。其优点体现在三个方面:(1) InN 作为一种氮化物具有良好的化学稳定性,优良的机械性能,这非常利于器件的工艺加工;(2) InN 具有比较合适的超导临界温度  $T_c$  (文献<sup>[17]</sup>报道的最高  $T_c$  为 3.97K)。对于 SSPD 器件来说,太高的超导临界温度会导致器件的灵敏度降低,尤其对于长波信号来说,这也是高温超导体不适合制作 SSPD 器件的原因<sup>[18]</sup>。而过于低的超导临界温度将会极大提高制冷成本,(3) InN 中的载流子与极化光学声子之间的耦合作用比较强,导致电子热弛豫时间较短,其理论预测值 $\sim 100$  fs<sup>[19]</sup>,因此,基于 InN 的 SSPD 器件在吸收光子后具有更快的恢复时间,具有更高的单光子计数频率。

但是目前 InN 的超导临界电流密度还比较低,比理论值小 6 个数量级左右,这限制了器件的响应率(与半导体光探测器不同的是, SSPD 器件的响应率正比于偏置电流的大小。随着偏置电流的增大,

系统探测效率逐渐增大,在靠近临界电流的时候系统效率逐渐趋于饱和<sup>[20]</sup>)。临界电流的大小与磁通钉扎的强度密切相关。对于第二类超导体来说,超导中间态的电阻来源于磁通涡旋的运动,因此,可以通过在材料生长过程中引入钉扎中心的方式来提高其临界电流密度,这需要对磁通运动的规律和磁通钉扎的机制有充分的了解。但是目前对于 InN 超导磁通钉扎性质的研究并不多。本文采用磁输运方法研究了 InN 超导的磁通相变过程,磁通运动的机制,最后通过研究临界电流对温度和磁场的依赖关系,分析了 InN 超导中磁通钉扎的机制和微观结构。

## 1 实验

通过金属有机气相外延的方法,先在蓝宝石衬底上生长了一层 GaN 缓冲层,然后再生长 InN 薄膜,生长温度为 520 °C。详细的生长过程可以参考文献<sup>[21]</sup>。图 1 给出了 XRD 测试结果,可以从中分辨出衬底 GaN 的衍射峰( $2\theta = 34.65^\circ$ )和 InN (0002) 薄膜的衍射峰( $2\theta = 31.36^\circ$ )。SEM 实验测得的 InN 薄膜厚度为 850nm。霍尔电极的制备使用的是银浆,非整流的  $I-V$  特性曲线表明该方法可以实现良好的欧姆接触。通过范德堡法霍尔测试得到的室温迁移率为  $505\text{cm}^2/\text{Vs}$ ,载流子浓度为  $1.2 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$ 。使用标准四线法进行磁输运测试( $I-V$  测试、 $R-B$  测试和  $R-T$  测试)。低温输运测试使用的是牛津仪器公司的 Triton200 稀释制冷机(最低温度为 30mK,最大磁场 11T)以及 TeslatronPT 氮循环干式制冷机(最低温度为 1.5 K,最大磁场为 9 T),磁场方向垂直于样品表面。

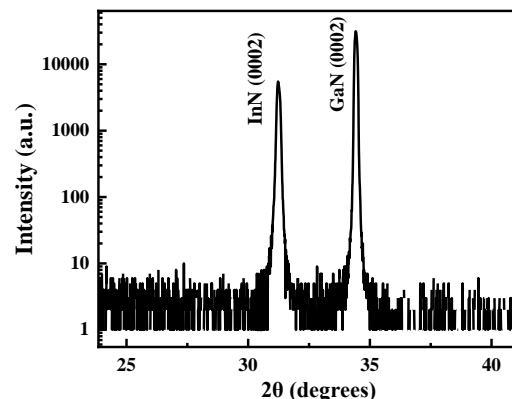


图 1 InN 薄膜的 XRD 测试结果。

Fig. 1 X-ray diffraction pattern of the InN film.

## 2 结果与讨论

图 1 给出了 InN 样品的 XRD 测试结果。从图中并没有发现金属铟 ( $2\theta=32.95^\circ$ ) 和氧化铟 ( $2\theta=32.92^\circ$ ) 的衍射峰存在。这说明我们的 InN 材料中的金属铟或者氧化铟的含量极低,不具备使 InN 出现超导的条件<sup>[22]</sup>。如图 2(a) 所示,采用 50% 的正常态电阻的标准<sup>[23]</sup>定义 InN 的超导转变温度  $T_c \sim 2.79\text{K}$ 。这在文献报道的 InN 的  $T_c$  范围内 ( $0.41\text{K} < T_c < 4.97\text{K}$ )。同时将电阻刚开始下降的温度定义为  $T_{\text{onset}}$ , 约为 3K, 电阻降到零时的温度定义为  $T_{\text{zero}}$ , 约为 1.7K。从图 2(b) 中可以看出, 当温度低于  $T_{\text{onset}}$  时, InN 的  $R-B^2$  曲线逐渐偏离经典的 Drude 电导定律 ( $R \propto B^2$ )。当  $T < T_{\text{zero}}$  时, InN 出现零阻态。从  $R-B$  曲线中还可以发现, InN 超导在磁场下的转变是缓慢的, 图 2(c) 给出了两种不同标准定义的上临界场  $B_{c2}$ , 分别对应 90%, 10% 的正常态电阻<sup>[24]</sup>, 可以看出 InN 在磁场下具有较大的转变宽度, 这符合第二类超导体的特征<sup>[25]</sup>。

第二类超导体与第一类超导体不同的地方在于磁场可以在超导体中引入磁通<sup>[25, 26]</sup>。磁通运动的驱动力为洛伦兹力:  $F_D = J_c \times B$ ,  $J_c$  为临界电流密度<sup>[26]</sup>。然而, 由于超导材料中总会存在一些缺陷, 这些缺陷会对磁通起到钉扎作用<sup>[27]</sup>, 因此磁通的运动还受到钉扎力  $F_p$  的作用。  $F_p > F_D$ , 磁通被钉扎住, 电流完全由超导库珀对承载, 超导体中无能量耗散, 电阻为零;  $F_p < F_D$ , 磁通可以运动并产生能量耗散, 电阻出现, 超导体进入混合态;  $F_p = F_D$ , 磁通依然可以被钉扎住, 但处于临界状态。可以根据涡旋玻璃 (Vortex Glass, VG) 理论<sup>[28]</sup>, 对 InN 超导中

磁通的不同状态进行分析。VG 理论认为, 由于无序的存在, 非理想第二类超导体中存在涡旋液体态到涡旋玻璃态的相变, 其相变温度  $T_g$  可以通过对  $I-V$  曲线的标度得到, 标度公式为:

$$\frac{V}{I(T - T_g)^{\nu(z+2-D)}} = f_{\pm} \left[ \frac{I}{|T - T_g|^{\nu(D-1)}} \right], \quad (1)$$

其中,  $f$  为标度函数,  $D$  为系统的维度。参数  $z$  可以通过对相变温度  $T_g$  处的  $I-V$  曲线进行拟合得到:

$$V_{T=T_g} \sim I^{\frac{z+1}{D-1}}, \quad (2)$$

根据 VG 相变理论,  $T_g$  温度以上, 电阻满足以下关系:

$$R \propto (T - T_g)^{\nu(z+2-D)}, \quad (3)$$

根据公式 (3) 对  $T_g$  温度以上的  $R-T$  曲线进行拟合, 可以得到参数  $\nu$  的值。需要注意的是标度参数  $z, \nu$  的值有一个合理的范围,  $z$  的范围是 4~7,  $\nu$  的范围是 1~2。

图 3(a) 给出了零磁场下 (此时, 磁通通过热激发和电流产生, 即所谓的自发磁场), InN 在不同温度下的  $I-V$  曲线, 可以看出随着温度的降低, 对数坐标下的  $I-V$  曲线逐渐从凹面型变为凸面型。温度  $T_g=1.25\text{K}$  时的  $I-V$  曲线满足公式 (2), 对其进行拟合得到了标度参数  $z=7$ 。根据公式 3 对  $T > T_g$  的  $R-T$  曲线进行拟合得到了标度参数  $\nu=1.78$ 。如图 3(b) 所示, 通过公式 (1) 对不同温度下的  $I-V$  曲线进行标度处理, 将其分成了两组, 分别对应涡旋液体态和涡旋玻璃态, 其中涡旋相变温度  $T_g$  为 1.25K, 维度  $D$  为 2。这说明 InN 存在二维的超导电性。B. Pal 等人曾报道过二维的 InN 超导电性<sup>[29]</sup>, 他们所用到的 InN

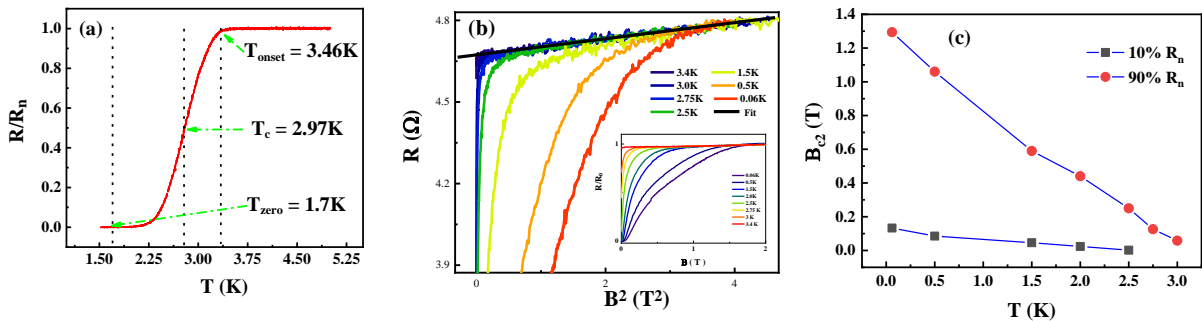


图 2 (a) 电阻随温度变化曲线, 测试的交流电流幅度为  $1\mu\text{A}$ , 交流信号频率为  $13.333\text{Hz}$ , (b) 不同温度下电阻与磁场强度的依赖关系, 黑色线条是 Drude 定律的拟合曲线, (c) 上临界磁场  $B_{c2}$  与温度的关系

Fig. 2 (a)  $R-T$  transitions, (b)  $R-B^2$  transitions as a function of temperature, (c) The upper critical field  $B_{c2}$  as a function of temperature. In (a - c), the resistance is measured with a current of  $1\mu\text{A}$

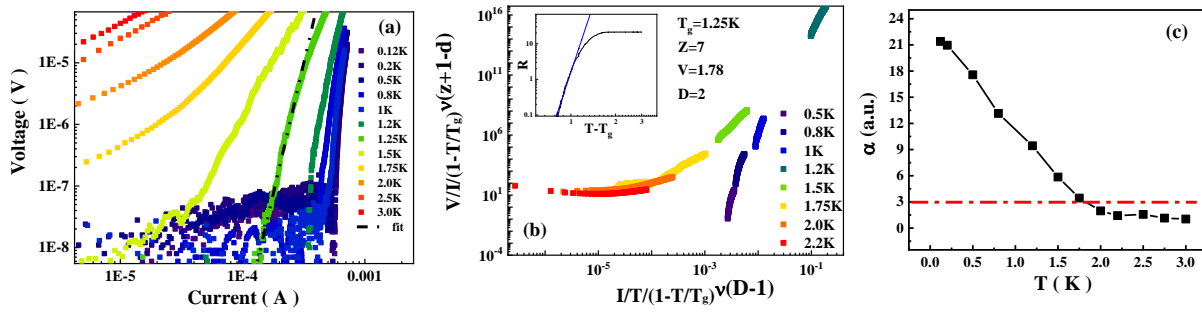


图3 (a) InN在不同温度下的 $I$ - $V$ 曲线,(b)不同温度下的 $I$ - $V$ 曲线的VG标度结果,(c) $I$ - $V$ 曲线的幂率 $\alpha$ 与温度的关系

Fig. 3 (a)  $I$ - $V$  curves at various temperatures from 120 mK to 3 K for self-field, (b) VG scaling of the  $I$ - $V$  curves in (a). (c) The temperature dependence of  $I$ - $V$  exponent in (a)

薄膜厚度约为200~300 nm,远大于InN的超导相干长度 $\sim 30$  nm。通过对超导临界磁场与磁场角度的关系进行分析,他们认为InN的超导可能来源于表面态。我们通过对 $I$ - $V$ 曲线进行分析,发现了InN典型的二维超导特征:(1)如图3(a)所示, $I$ - $V$ 曲线从小电流区域的线性关系,逐渐过渡到大电流下的非线性关系。根据二维VG理论<sup>[30]</sup>,这是因为在小电流下,磁通涡旋的运动只涉及尺寸大于VG相关长度的涡旋簇,因此表现为涡旋液体态的运行规律,即线性 $I$ - $V$ 关系;而大的偏置电流将会导致VG相关长度以内的磁通涡旋也发生运动,这就涉及了涡旋玻璃态的运动规律,所以表现为非线性 $I$ - $V$ 关系;(2)InN的二维超导电性还可以通过Berezinskii-Kosterlitz-Thouless (BKT)相变现象来说明<sup>[31-33]</sup>。BKT相变是二维超导系统的典型特征,在魔角石墨烯<sup>[31]</sup>,LaAlO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub>界面<sup>[34]</sup>中都曾观察到过BKT相变现象,其特点是 $I$ - $V$ 曲线的幂率随着温度的降低逐渐增大,在相变温度点 $I$ - $V$ 曲线满足: $V \propto I^3$ 。我们同样在InN中观察到了BKT相变现象。其BKT相变温度 $T_{BKT}$ 为1.75K,图3(c)中给出了 $I$ - $V$ 曲线的幂率与温度的关系,从中可以清楚的看到InN的 $I$ - $V$ 曲线的幂率随温度的降低不断增加。

根据VG理论, $T_g$ 以上为涡旋液体态,此时磁通涡旋可以在电场下运动,并产生能量的耗散;温度降到 $T_g$ 以下时,在电场下运动的磁通将逐渐被钉扎在钉扎中心,并且材料中的无序使得磁通涡旋具有了局部的长程有序,这就是涡旋玻璃态,也就是真正的“超导态”。我们对不同磁场下的 $I$ - $V$ 曲线进行了标度,得到了VG相变温度 $T_g$ 与磁场强度的关系曲线( $T_g$  vs  $B$ ),将其作为涡旋玻璃态与液体态的分界线。将上临界场(90%的正常态电阻)与温

度的关系曲线( $B_{c2}$  vs  $T$ ),作为涡旋液体态与正常态的分界线<sup>[24]</sup>。图4给出了InN超导的磁通涡旋相图,蓝色区域为涡旋玻璃态;红色区域为涡旋液体态;白色区域为正常态。

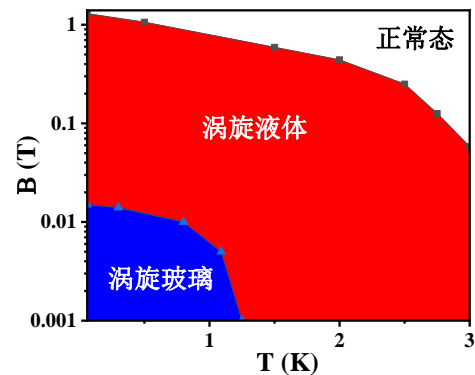


图4 InN的超导磁通相图。

Fig. 4 Vortex phase diagram of InN superconductor.

磁通在涡旋液体态的运动可以用磁通蠕动模型来分析<sup>[35, 36]</sup>,钉扎中心对于磁通的运动来说可以看成是一个位谷,位垒的平均高度被称为热激活能 $U_0$ ,磁通线要运动就必须克服这个位垒。当温度高于绝对零度时,由于热激活的存在,磁通线总是有一定的几率从一个钉扎中心迁移到另一个钉扎中心,这种磁通线发生跳跃式的无规运动叫做磁通蠕动。Palstra和Kes等人在热激活磁通蠕动模型的基础上提出了(thermally activated flux flow(TAFF))模型<sup>[35, 37]</sup>。热激活磁通流动区的电阻可以用依赖于温度和磁场的热激活能 $U_0$ 的Arrhenius规律描述:

$$R(T, H) = R_0 \exp\left(\frac{-U_0(H)}{T}\right) \quad (4)$$

$U_0$ 对应于对数坐标下 $R$ - $1/T$ 曲线的斜率。

从图 5(a)中可以看出,InN 的超导转变电阻曲线可以用 TAFF 模型很好的拟合,这一进步说明了 InN 超导中的能量耗散来源于磁通运动。根据 TAFF 模型计算的磁通激活能与磁场的关系如图 5(b)所示。从图中可以看出磁通激活能在低磁场和高磁场区域满足幂函数定律:  $U_0(H) \sim H^{-\alpha}$ ,但是在低磁场和高磁场却具有不同的指数。当磁场强度小于 0.01 T 时,拟合参数  $\alpha$  为 0.39,磁场强度大于 0.01 T 时,拟合参数  $\alpha$  为 0.93。这种双线性关系也存在于高温超导体<sup>[38]</sup>和 FeSe 超导<sup>[37]</sup>中。Yeshurun<sup>[39]</sup>等人认为这与磁通的集体钉扎行为有关。对于这里的 InN 样品来说,在  $H < 0.01$  T 的低场区域,激活能与磁场的依赖关系较弱,可以认为是由于磁通数目远小于钉扎中心数量,因此,超导体中的钉扎主要为单磁通钉扎。随着磁场的增大,进入超导体的磁通线越来越多,磁通间距变小,就会发生多个钉扎中心对同一个磁通线的集体钉扎,钉扎能量开始受到明显抑制,场依赖性也就变强。因此,磁通激活能与磁场的双线性依赖关系说明 InN 超导中存在从单磁通钉扎到集体钉扎的转变。此外,该模型也可以解释图 2(b)中超导磁阻对 Drude 定律的偏离:在第二类超导体中,电阻的产生来源于磁通涡旋的运动,从公式(4)中可以看出磁场的增加可以降低磁通涡旋蠕动的激活能。因此,运动的磁通涡旋的数量随着磁场强度的增加而增加。超导中间态的电阻与磁场强度的关系应该满足:  $R(T, H) = R_0 \exp\left(-\beta \frac{(H)^{-\alpha}}{T}\right)$ , 其中  $\alpha, \beta$  为拟合参数。

对临界电流与温度和磁场强度的关系进行分析,可以研究超导中的磁通钉扎机制,图 6 给出了 InN 临界电流与温度的关系,需要指出的是,这里的临界电流  $I_c$  并非超导拆对电流。由于磁通钉扎的存在,  $I_c$  的大小由钉扎的强弱决定,钉扎力大,  $I_c$  就大。具体的钉扎机制通常可以用  $\delta T_c$  或者  $\delta L$  机制进行描述<sup>[40]</sup>。  $\delta T_c$  钉扎是由超导体中的序参量在空间的变化而引起的,这种超导序参量的空间变化主要是由超导体中各部分的超导临界温度不一样造成的,就是说在超导体中,如果有小的正常区域或超导临界温度较低的区域,当磁通芯子正好穿过这些区域时,体系的自由能最低,从而对磁通线的运动起到钉扎作用,既是所谓的  $\delta T_c$  钉扎,有时也称为凝聚能钉扎;  $\delta L$  钉扎是由载流子的平均自由程的空间涨落

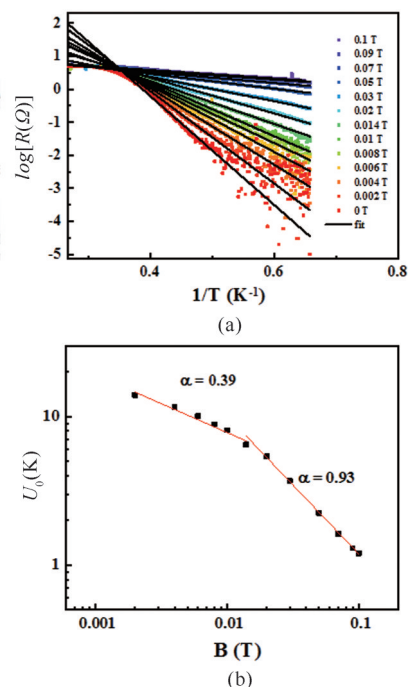


图 5 (a)  $\log(R) - 1/T$  曲线以及 TAFF 模型拟合结果。(b) 磁通激活能与磁场的关系和拟合结果。

Fig. 5 (a)  $\log(R)$  vs  $1/T$  in various fields and the fitting results of TAFF model. (b) Field dependence of  $U_0(B)$ . the solid lines are power-law fits using  $U_0(B) \sim B^{-\alpha}$ .

而引起的,这种电子运动的平均自由程在空间的涨落是由缺陷(晶界,位错等)导致的,超流电子的动能项会受到影响,从而对磁通线的运动起到一定的钉扎作用,这就是  $\delta L$  钉扎,或称为平均自由程涨落钉扎。这两种钉扎机制下的临界电流具有不同的温度依赖特性。对于  $\delta T_c$  钉扎:  $I_c = I_c(0) (1 - t^2)^{\frac{7}{6}} (1 + t^2)^{\frac{5}{6}}$ ; 对于  $\delta L$  钉扎:  $I_c = I_c(0) (1 - t^2)^{\frac{5}{2}} (1 + t^2)^{\frac{1}{2}}$ ; 其中  $t = T/T_c$  是约化温度,  $I_c(0)$  是绝对零度时的临界电流,我们尝试单独用  $\delta T_c$  或者钉扎  $\delta L$  模型去拟合 InN 的临界电流与温度的关系曲线,如图 6(a) 所示,二者都没有很好的拟合效果。此时可以假设两种钉扎机制共同存在于 InN 超导中,拟合公式改为<sup>[40]</sup>:

$$I_{c,H=0} = p I_{c,H=0}^{\delta T_c} + (1-p) I_{c,H=0}^{\delta L}, \quad (5)$$

如图 6(a) 所示,混合的钉扎机制可以对零磁场下的临界电流与温度的关系进行很好的拟合,其中  $p=0.6$ ,图 6(b) 给出了不同磁场下的  $I_c-T$  曲线,我们发现随着磁场强度的增加,  $\delta L$  钉扎成分逐渐增加,这说明 InN 中起主导作用的钉扎机制为  $\delta L$  钉扎。

如图 7(a) 所示,临界电流与磁场强度的关系满

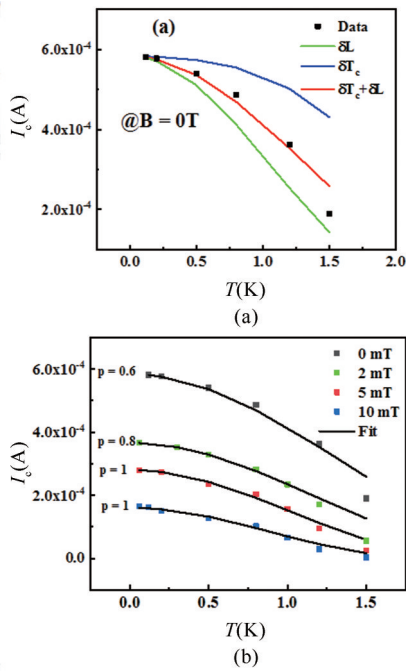


图6 (a) 零磁场下的InN临界电流与温度的关系以及 $\delta T_c/\delta L$ 机制拟合结果,(b) 不同磁场下的临界电流与温度的关系以及拟合结果。

Fig.6 (a) The dots are experimental data of temperature dependence of  $I_c$  at zero field. The blue, green, and red lines are fitting results using  $\delta T_c$ ,  $\delta L$ , and the combined  $\delta L + \delta T_c$  model, respectively, (b) Temperature dependence of  $I_c$  in various fields and the fitting results of  $\delta L + \delta T_c$  model.

足指数定律:  $I_c = I_0 \exp(-\frac{B}{B_0})$ , 其中  $I_0$  为零磁场时的

临界电流,  $B_0$  为拟合参数, 其大小与材料的性质有关。Blatter<sup>[27]</sup>和 Qin<sup>[41]</sup>等基于集体钉扎理论, 将临界电流随磁场强度的变化划分为三个区域, 单磁通区, 小集体钉扎区和大集体钉扎区。这三个钉扎区的临界电流对磁场强度具有不同的依赖关系。其中临界电流的指数型衰减是小集体钉扎区的特征, 联系前面磁通蠕动激活能在高磁场下的迅速衰减, 可以认为临界电流在磁场下的迅速衰减是单磁通钉扎转变为集体钉扎的结果。对钉扎力与磁场的关系进行分析, 可以研究InN超导中钉扎中心的形貌结构。临界电流密度是由体钉扎力密度函数  $F_p$  决定的。  $F_p$  与磁场的关系为:  $F_p = \mu_0 H \times J_c$ 。根据Dew-Huges模型<sup>[42]</sup>, 不同温度下的钉扎力与磁场的关系曲线可以归一化到一条曲线上, 该表达式为:

$$f_p(h) = h^p(1-h)^q, \quad (6)$$

(h)是约化钉扎力:  $f_p(h) = F_p/F_{p,max}$ ,  $h$ 是约化磁

场:  $h = H/H_{irr}$ , 其中  $H_{irr}$  是不可逆场, 一般认为  $H_{irr}$  等同于临界电流为零的磁场强度。Dew-hughes<sup>[42]</sup>将  $\delta L$  和  $\delta T_c$  钉扎机制进一步细分为点钉扎, 面钉扎以及体钉扎。这六中钉扎模型具有不同的拟合参数  $p$  和  $q$ : (a)  $p = 1, q = 2$  时,  $\delta L$  点钉扎。(b)  $p = 0.5, q = 2$  时,  $\delta L$  面钉扎。(c)  $p = 0, q = 2$  时,  $\delta L$  体钉扎。(d)  $p = 2, q = 1$  时,  $\delta T_c$  点钉扎。(e)  $p = 1.5, q = 1$  时,  $\delta T_c$  点钉扎。(f)  $p = 1, q = 1$  时,  $\delta T_c$  体钉扎。图7 (b) 给出了不同温度的下的  $f_p(h)-h$  曲线归一化后的结果和 Dew-hughes 模型拟合结果。这里的拟合参数  $p = 0.8, q = 2$ ,  $f(h)$  最大值出现在  $h_{max}^{fit} = 0.3$  的位置, 这与  $\delta L$  点钉扎模型相一致。点钉扎可以来源于正常态金属, 绝缘物, 或者孔洞, 但是其尺寸应该大于材料的超导相干长度, 否则, 非超导态的金属或者绝缘物可以被超导临近效应转变为超导体。InN 超导中点状钉扎中心可能来源于材料中的位错, N空位, 或者晶界, 但这还需要进一步的研究。

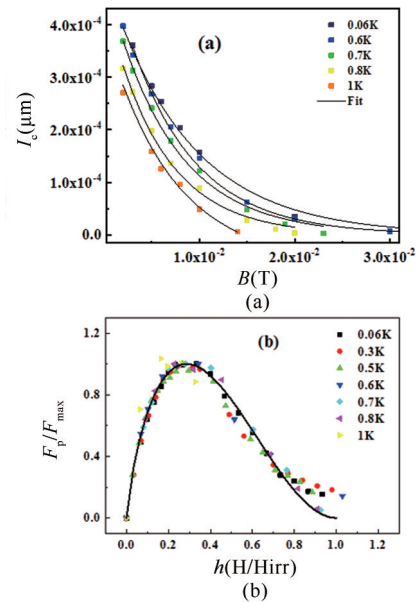


图7 (a) 临界电流与磁场的依赖关系,(b) 约化钉扎力与约化磁场的标度结果。

Fig. 7 (a) Magnetic field dependence of critical current  $I_c$  and the fitting results of exponential-law, (b) Reduced field dependence of normalized flux pinning force  $f_p(h)$  at various temperatures. Solid line is the fitting curve using Eq.(6)

### 3 结论

从磁通动力学的角度研究了InN的超导性质, 分析了InN超导中涡旋相变过程, 磁通运动和钉扎的机制。发现InN虽然是一种低温超导体, 却具有类似高温超导体的涡旋玻璃态到涡旋液体态的相

变过程,并给出了完整的磁通涡旋相图。对 InN 在超导混合态的  $R-T$  曲线分析表明,InN 具有单磁通钉扎到集体钉扎的转变,这使得 InN 在高场下的钉扎力被减弱,降低了临界电流密度。通过进一步分析临界电流对温度和磁场的依赖关系,给出了磁通钉扎的具体机制和微观结构。后续可以通过在材料生长过程中引入钉扎中心的方式,提高 InN 的超导临界电流密度,该研究为此奠定了基础。

## References

- [1] BOUSCHER S, PANNA D, HAYAT A. Semiconductor–superconductor optoelectronic devices [J]. *Journal of Optics*, 2017, **19**(10): 103003.
- [2] DE FRANCESCHI S, KOUWENHOVEN L, SCHONENBERGER C, *et al.* Hybrid superconductor–quantum dot devices [J]. *Nat Nanotechnol*, 2010, **5**(10): 703–711.
- [3] SASAKURA H, KURAMITSU S, HAYASHI Y, *et al.* Enhanced Photon Generation in a Nb/n – InGaAs/p – InP Superconductor/Semiconductor–Diode Light Emitting Device [J]. *Physical Review Letters*, 2011, **107**(15): 157403.
- [4] KROCKENBERGER Y, TANIYASU Y. Transistors driven by superconductors [J]. *Nature*, 2018, **555** (7695) : 172–173.
- [5] MARJIEH R, SABAG E, HAYAT A. Light amplification in semiconductor–superconductor structures [J]. *New Journal of Physics*, 2016, **18**: 023019.
- [6] HAYAT A, KEE H–Y, BURCH K S, *et al.* Cooper–pair–based photon entanglement without isolated emitters [J]. *Physical Review B*, 2014, **89**(9).
- [7] KATSAROS G, SPATHIS P, STOFFEL M, *et al.* Hybrid superconductor–semiconductor devices made from self–assembled SiGe nanocrystals on silicon [J]. *Nature Nanotechnology*, 2010, **5**(6): 458–464.
- [8] SUEMUNE I, HAYASHI Y, KURAMITSU S, *et al.* A Cooper–Pair Light–Emitting Diode: Temperature Dependence of Both Quantum Efficiency and Radiative Recombination Lifetime [J]. *Applied Physics Express*, 2010, **3**(5).
- [9] EISAMAN M D, FAN J, MIGDALL A, *et al.* Invited Review Article: Single–photon sources and detectors [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2011, **82**(7).
- [10] IRWIN K D, HILTON G C. *Cryogenic Particle Detection*, 2005, 99:63–149.
- [11] NATARAJAN C M, TANNER M G, HADFIELD R H. Superconducting nanowire single–photon detectors: physics and applications [J]. *Superconductor Science & Technology*, 2012, **25**(6): 063001.
- [12] SABAG E, BOUSCHER S, MARJIEH R, *et al.* Photonic Bell–state analysis based on semiconductor–superconductor structures [J]. *Physical Review B*, 2017, **95**(9).
- [13] PANNA D, BOUSCHER S, BALASUBRAMANIAN K, *et al.* Andreev Reflection in a Superconducting Light–Emitting Diode [J]. *Nano Lett*, 2018, **18** (11) : 6764–6769.
- [14] ISLAM S M, LEE K, VERMA J, *et al.* MBE–grown 232 – 270 nm deep–UV LEDs using monolayer thin binary GaN/AlN quantum heterostructures [J]. *Applied Physics Letters*, 2017, **110**(4).
- [15] YUE Y, HU Z, GUO J, *et al.* Ultrascaled InAlN/GaN High Electron Mobility Transistors with Cutoff Frequency of 400 GHz [J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2013, **52**(8S).
- [16] HU Z, NOMOTO K, SONG B, *et al.* Near unity ideality factor and Shockley–Read–Hall lifetime in GaN–on–GaN p–n diodes with avalanche breakdown [J]. *Applied Physics Letters*, 2015, **107**(24).
- [17] TIRAS E, GUNES M, BALKAN N, *et al.* Superconductivity in heavily compensated Mg–doped InN [J]. *Applied Physics Letters*, 2009, **94**(14).
- [18] CAPUTO M, CIRILLO C, ATTANASIO C. NbRe as candidate material for fast single photon detection [J]. *Applied Physics Letters*, 2017, **111**(19).
- [19] WEN Y–C, CHEN C–Y, SHEN C–H, *et al.* Ultrafast carrier thermalization in InN [J]. *Applied Physics Letters*, 2006, **89**(23).
- [20] MARSILI F, NAJAFI F, DAULER E, *et al.* Single–Photon Detectors Based on Ultranarrow Superconducting Nanowires [J]. *Nano Letters*, 2011, **11**(5): 2048–2053.
- [21] YAMAMOTO A, KODAMA K, SHIGEKAWA N, *et al.* Low–temperature ( $\geq 400$  °C) growth of InN by metalorganic vapor phase epitaxy using an NH<sub>3</sub> decomposition catalyst [J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2016, **55**(5S) : 05fd04.
- [22] SONG Z–Y, SHANG L, HU Z, *et al.* InN superconducting phase transition [J]. *Scientific reports*, 2019, **9**(1) : 12309–12309.
- [23] LIN S–Z, AYALA–VALENZUELA O, MCDONALD R D, *et al.* Characterization of the thin–film NbN superconductor for single–photon detection by transport measurements [J]. *Physical Review B*, 2013, **87**(18).
- [24] ZHANG C, HAO F, LIU X, *et al.* Quasi–two–dimensional vortex – glass transition and the critical current density in TiO epitaxial thin films [J]. *Superconductor Science and Technology*, 2018, **31**(1).
- [25] Tinkham M. *Introduction to Superconductivity* [M]. Dover Publications, 2004.
- [26] Poole C P, Farach H A, Creswick R J, *et al.* *Superconductivity* [M]. Elsevier Science, 2010.
- [27] BLATTER G, FEIGEL’MAN M V, GESHKENBEIN V B, *et al.* Vortices in high–temperature superconductors [J]. *Reviews of Modern Physics*, 1994, **66** (4) : 1125–1388.
- [28] HUSE D, FISHER, M. & FISHER, D. Are superconductors really superconducting? [J]. *Nature*, **1992**, 358: 553 – 559.
- [29] PAL B, JOSHI B P, CHAKRABORTI H, *et al.* Experimental evidence of a very thin superconducting layer in epitaxial indium nitride [J]. *Superconductor Science & Technology*, 2019, **32**(1): 015009.
- [30] DEKKER C, WÖLTGENS P J M, KOCH R H, *et al.* Absence of a finite–temperature vortex–glass phase transition in two–dimensional YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7– $\delta$</sub>  films [J]. *Physical Review Letters*, 1992, **69**(18): 2717–2720.
- [31] CAO Y, FATEMI V, FANG S, *et al.* Unconventional superconductivity in magic–angle graphene superlattices [J]. *Nature*, 2018, **556**(7699): 43–50.

- [32] KOSTERLITZ J M. Kosterlitz–Thouless physics: a review of key issues [J]. *Reports on Progress in Physics*, 2016, **79**(2): 59.
- [33] SU G–M, WU B–Y, FAN Y–T, *et al.* Berezinskii – Kosterlitz – Thouless transition in an Al superconducting nanofilm grown on GaAs by molecular beam epitaxy [J]. *Nanotechnology*, 2020, **31**(20): 205002.
- [34] DAPTARY G N, KUMAR S, KUMAR P, *et al.* Correlated non–Gaussian phase fluctuations in LaAlO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub> heterointerfaces [J]. *Physical Review B*, 2016, **94**(8): 085104.
- [35] PATNAIK S, GUREVICH A, BU S D, *et al.* Thermally activated current transport in MgB<sub>2</sub> films [J]. *Physical Review B*, 2004, **70**(6).
- [36] BRANDT E H. The flux–line lattice in superconductors [J]. *Reports on Progress in Physics*, 1995, **58**(11): 1465–1594.
- [37] LEI H, HU R, PETROVIC C. Critical fields, thermally activated transport, and critical current density of  $\beta$ –FeSe single crystals [J]. *Physical Review B*, 2011, **84**(1).
- [38] PALSTRA T T M, BATLOGG B, SCHNEEMEYER L F, *et al.* Thermally Activated Dissipation in Bi<sub>2.2</sub>Sr<sub>2</sub>Ca<sub>0.8</sub>Cu<sub>2</sub>O<sub>8+ $\delta$</sub>  [J]. *Physical Review Letters*, 1988, **61**(14): 1662–1665.
- [39] YESHURUN Y, MALOZEMOFF A P. Giant Flux Creep and Irreversibility in an Y–Ba–Cu–O Crystal: An Alternative to the Superconducting–Glass Model [J]. *Physical Review Letters*, 1988, **60**(21): 2202–2205.
- [40] GHORBANI S R, WANG X L, DOU S X, *et al.* Flux–pinning mechanism in silicone–oil–doped MgB<sub>2</sub>: Evidence for charge–carrier mean free path fluctuation pinning [J]. *Physical Review B*, 2008, **78**(18).
- [41] QIN M J, WANG X L, LIU H K, *et al.* Evidence for vortex pinning induced by fluctuations in the transition temperature of MgB<sub>2</sub> superconductors [J]. *Physical Review B*, 2002, **65**(13): 132508.
- [42] DEW–HUGHES D. Flux pinning mechanisms in type II superconductors [J]. *Philosophical Magazine*, 2006, **30**(2): 293–305.