

## 超导各向异性的研究现状简述<sup>\*</sup>

李瀛栩<sup>1†</sup>, 康国政<sup>1</sup>, 高原文<sup>2</sup>

1. 西南交通大学力学与工程学院, 应用力学与结构安全四川省重点实验室, 成都 610031;

2. 兰州大学力学与工程科学系, 兰州 730000

收稿日期: 2019-03-19; 接收日期: 2019-07-03

**【摘要】** 自从观察到临界电流随磁场偏角发生变化的现象以来(临界电流的各向异性), 如何在提升临界电流的同时降低各向异性成为了获得高性能超导体的主要考量. 本文将以临界电流各向异性的起源——超导各向异性为核心, 简述超导各向异性的实验现象、理论描述, 及其与超导电动力学本构、磁弹耦合效应之间的关系. 以此简述来突出超导各向异性在超导体物理和应用方面的重要性.

**关键词:** 超导体, 临界电流密度, 超导参量, 各向异性

**PACS:** 74. 20. De, 74. 25. -q, 74. 25. Sv, 74. 62. Fj

**DOI:** 10. 13380/j. ltpl. 2019. 03. 006

## Brief Introduction to Current Status of Superconducting Anisotropy

LI Yingxu<sup>1†</sup>, KANG Guozheng<sup>1</sup>, GAO Yuanwen<sup>2</sup>

1. *Applied Mechanics and Structure Safety Key Laboratory of Sichuan Province, School of Mechanics and Engineering, Southwest Jiaotong University, Chengdu, Sichuan 610031, PR China;*

2. *Department of Mechanics and Engineering Science, College of Civil Engineering and Mechanics, Lanzhou University, Lanzhou, Gansu 730000, PR China*

Received date: 2019-03-19; accepted date: 2019-07-03

**【Abstract】** Since the discovery of angle dependence of critical current, how to raise critical current and reduce its anisotropy has become the main concern in achieving high-performance superconductors. This paper reviews some aspects on the superconducting (SC) anisotropy, which is the source of the angular dependence. Some important experimental results are collected and presented here. The BGL scaling rules that describe the SC anisotropy straightforwardly are introduced. This paper also discusses the relevance to the critical-state model and vortex-driven strain. The aim of this paper is to highlight the importance of SC anisotropy in the area of SC physics and application.

**Keywords:** superconductors, critical current, superconducting parameters, anisotropy

**PACS:** 7460, 7490, 0290

**DOI:** 10. 13380/j. ltpl. 2019. 03. 006

**Reference method:** LI Yingxu, KANG Guozheng, GAO Yuanwen, Low. Temp. Phys. Lett. **41**,0186 (2019)

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号:11802250)资助的课题.

<sup>†</sup> yingxuli@swjtu.edu.cn

## 1 引言

高温超导体具有相对较高的临界温度和临界电流密度,在大功率磁体方面展现出广阔的应用前景<sup>[1-7]</sup>.近十年来,临界电流密度 $J_c$ 随着磁场偏角而发生变化( $J_c$ 的各向异性)的实验现象引起了广泛的关注,并成为改善临界电流密度的有效途径之一.如何在提升临界电流的同时降低它的各向异性,一直都是超导磁体应用中不懈追求的目标<sup>[8-10]</sup>.

$J_c$ 的各向异性起源于超导凝聚的各向异性(简称超导各向异性),而后者集中表现出各个晶轴方向的微观超导电性参量或者上临界磁场值的不一致<sup>[11]</sup>.例如,在单晶NdFeAsO<sub>1-x</sub>F<sub>x</sub>中,零温度时垂直于FeAs层的相干长度与平行于该层的相干长度的比值为4左右<sup>[12]</sup>,这一比值被称为各向异性参数.Nd(F,O)FeAs和(Ba,K)Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub>的各向异性参数大致分别为7.5和2.5<sup>[13]</sup>.

## 2 超导各向异性的表征和实验测量

若以符号 $a, b, c$ 表示单带超导体中各晶轴的方向, $ab$ 表示超导平面(如YBCO的Cu-O面),那么,有效电子质量、相干长度、穿透深度、上临界磁场的各向异性特征量分别表示为 $\gamma_m = (m_c/m_{ab})^{1/2}$ 、 $\gamma_\xi = \xi_{ab}/\xi_c$ 、 $\gamma_\lambda = \lambda_c/\lambda_{ab}$ 、 $\gamma_{H_{c2}} = H_{c2}^{\parallel ab}/H_{c2}^{\parallel c}$ .在单带超导体中,上述四个各向异性特征量相等,即 $\gamma = \gamma_m = \gamma_\xi = \gamma_\lambda = \gamma_{H_{c2}}$ <sup>[14-15]</sup>,这在Fe(Se, Te)单晶中得到证实<sup>[16]</sup>.

氧磷化合物中发现的多带超导电性呈现出两个明显的带隙,这两个带隙与电子-空穴引起的两条主要的能带相关<sup>[17]</sup>.已证实在氧磷化合物中,沿着不同晶轴的平均费米速度的比值较高,这引起了有效电子质量的强各向异性,也就是 $\gamma_m$ 的高值<sup>[18]</sup>.在NdFeAsO<sub>1-x</sub>F<sub>x</sub>单晶中, $H_{c2}$ 的各向异性值为 $\gamma_{H_{c2}} = H_{c2}^{\parallel ab}/H_{c2}^{\parallel c} \approx 5$ <sup>[19]</sup>,然而,对于NdFeAsO<sub>1-x</sub>F<sub>x</sub>这种多带超导体, $\gamma_{H_{c2}}$ 并不等于 $\gamma_m$ .

## 3 理论描述:比例法则

### 3.1 超导各向异性

虽然超导各向异性的机制和表现形式都比较复杂,但是都可以经由各向异性金兹堡-朗道理论[Ginzburg-Landau (GL) theory]得到解决.各向异性GL理论的传统方法是将各向异性的有效电子质

量张量引入GL方程<sup>[20]</sup>;然后,重复所有的、已对于各向同性情形实施过的计算步骤.与传统方法相比之下,比例法则(scaling rule)就显得简练很多.比例法则认为,通过引入各向异性参量(比例系数),可将GL自由能“缩放”为各向同性形式.各向异性问题也就转化为相应的各向同性问题.再次利用比例法则,各向同性的结果可以拓展到待求的各向异性问题.这一比例法则最早是由Blatter-Geshkenbein-Larkin提出的,也被称作BGL理论(关系)<sup>[21]</sup>:以 $Q$ 表示各向异性超导体的物理量、 $\tilde{Q}$ 表示相应的各向同性物理量,那么<sup>[22]</sup>,

$$Q(\epsilon, \zeta, \lambda_{a,b,c}, \xi_{a,b,c}, \Delta, B, \theta, \varphi) = s_Q(\epsilon, \zeta, \theta, \varphi) \tilde{Q}(\tilde{\lambda}, \tilde{\xi}, \tilde{\Delta}, \tilde{B})$$

这里, $\epsilon$ 和 $\zeta$ 分别是面外和面内各向异性参数, $\Delta$ 是钉扎无序势,三个晶轴方向上的伦敦穿透深度为 $\lambda_a, \lambda_b, \lambda_c$ ,还有相干长度 $\xi_a, \xi_b, \xi_c$ .对应的各向同性超导体的物理量记为 $\tilde{\lambda}, \tilde{\xi}, \tilde{\Delta}, \tilde{B}$ . $\theta, \varphi$ 定义了磁场在晶轴坐标系中的方位角.因此,理论上,临界电流作为一般的超导体物理量,可以通过BGL关系表示出磁场偏角的依赖关系.

### 3.2 临界电流密度的各向异性

BGL理论给出了临界电流密度的磁场(大小和方向)依赖性的比例关系<sup>[21]</sup>.临界电流的BGL比例关系以数学上直观的方式表明了临界电流的各向异性,因而被学术界普遍采用. BGL标度关系指出,在不同磁场下测量的 $J_c(\theta)$ 曲线以标度磁场 $\tilde{H}$ 为变量进行重新绘制时[ $\tilde{H}$ 是磁场 $H$ 与比例函数 $\epsilon(\theta) = (\cos^2\theta + \gamma^{-2}\sin^2\theta)^{1/2}$ 的乘积],所有的数据将会落在同一条曲线上.

由于BGL理论是针对随机的弱的点钉扎发展而来,因而,一般来说,与 $c$ 轴强关联的钉扎或者强钉扎情形时的测量数据并不满足比例关系,与 $c$ 轴强关联的钉扎会造成在 $H \parallel c$ 处突出的 $J_c$ 峰值<sup>[23-24]</sup>.尽管如此,近期研究却表明,BGL关系仍然可以很好地描述与 $c$ 轴强关联的钉扎系统,前提是对 $J_c$ 附加一个缩放因子,即 $\epsilon^{-1}(\theta)J_c$ <sup>[25]</sup>.除此之外,具有不同的钉扎缺陷形貌的YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>x</sub>薄膜也适用于BGL标度关系:相较于含层错钉扎缺陷的薄膜中各向异性参数 $\gamma \approx 5$ ,含点钉扎缺陷的薄膜只有低值 $\gamma \approx 3.6$ <sup>[26]</sup>.

虽然BGL理论是针对单带超导体发展而来,但

是它对一些特定的多带超导体也是适用的,例如  $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$  外延薄膜<sup>[27]</sup>,  $\text{Ca}_{10}(\text{Pt}_n\text{As}_8)$  ( $\text{Fe}_{2-x}\text{Pt}_x\text{As}_2$ )<sub>5</sub> ( $n=3, 4$ ) 单晶<sup>[28]</sup>, 掺杂钴元素的  $\text{BaFe}_2\text{As}_2$  (Ba-122) 外延薄膜<sup>[15,29-30]</sup>. BGL 标度关系之所以能适用于这些铁基超导体,是因为源于不同能带的各向异性是趋同的<sup>[19]</sup>. 因此,具有小的点状钉扎中心或者相对较大的相干长度各向异性的多带超导体的  $J_c(B, \theta)$ , 类似于单带超导体的  $J_c(B, \theta)$ <sup>[31]</sup>.

#### 4 与超导电动力学本构方程的关系

在超导体的电动力学中,超导各向异性占有重要的地位. 先回顾一下最简单的描写超导体电动力学的临界态模型—Bean 模型<sup>[32,33]</sup>. 在此模型中,磁通涡旋上的驱动力与作用于该涡旋的钉扎力相互平衡. 临界态则是由垂直于涡旋线的电流分量的限制条件给出的,这一限制条件写为  $|\mathbf{J}_\perp| = J_{c\perp}$ , 其中  $J_{c\perp}$  表示与磁通钉扎相关的临界电流密度. 在各向同性超导体中,一般认为  $J_{c\perp}$  为常值.

所谓超导电动力学,即是在临界态时,按照以下麦克斯韦(Maxwell)方程组,寻求电磁场、电流在超导式样里的分布<sup>[34]</sup>:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}, \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

除此之外还应考虑到可积条件  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  和  $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ . 不过,仅凭这些方程是不足以求解超导电动力学问题的<sup>[35]</sup>, 需要附加材料的本构关系.

在各向同性超导体内一些位置(局部),要是驱动力刚刚超过该处的钉扎力,涡旋就会沿着驱动它的洛伦兹力方向  $\mathbf{J}_\perp \times \mathbf{B}$  移动. 运动的涡旋会产生稳定的电场  $\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v}_v$ , 其中  $\mathbf{v}_v$  为涡旋速度. 因此,  $E$  位于  $J_\perp$  的方向. 另一方面,高温超导体的 GL 参量  $\kappa \gg 1$ , 外磁场  $H$  远超过下临界磁场  $H_{c1}$ , 那么将会成立  $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ <sup>[36]</sup>. 由此看来,本构方程可以写为  $|\mathbf{J}_\perp| = J_{c\perp}$ ,  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{J}_\perp$ ,  $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ .

考虑到超导各向异性,  $J_{c\perp}$  不再是常数而依赖于  $\mathbf{B}$ . 这时候,就有必要考虑在各向异性临界态中复杂的函数关系  $J_{c\perp} = J_{c\perp}(B, \theta)$ . 置于两相互垂直的面内磁场中无限大超导板内发生的磁通线弯曲,还会使得临界电流密度  $J_c$  依赖于板厚方向上的坐标  $z$ <sup>[37]</sup>. 另外,处于临界态时,洛伦兹力不一定与钉扎力在同一方向上相平衡<sup>[38-40]</sup>; 进而可以推断  $\mathbf{E}$  不

再平行于  $\mathbf{J}_\perp$ . 因此,随着各向异性的引入,临界态问题的本构关系会发生本质的变化. 总起来说,相较于各向同性临界态问题,各向异性会带来两方面的改变:一是造成了临界电流密度的角度依赖性,二是使得垂直于涡旋的平面内  $\mathbf{J}_\perp$  偏离电场  $\mathbf{E}$  的方向<sup>[41]</sup>.

#### 5 与磁弹耦合效应的关系

磁弹耦合效应讲的是 II 型超导体的磁通涡旋与晶格弹性变形间的相互作用(参见<sup>[42]</sup>及其所列参考文献). 将弹性变形引入 GL 理论和方程,是分析磁弹耦合效应的主要途径. 以能量的观点,磁弹耦合效应的“弹性”部分表现为 GL 自由能中的应变能;形成超导材料的晶体具有各向异性的弹性性质,相应地,应变能中的弹性常数以张量形式出现.

在 GL 自由能中,超导各向异性由有效电子质量张量描述,它与弹性常数张量一起,构成“双重各向异性”现象. 一方面,虽然 BGL 理论可以求解超导各向异性问题,但是,它对于“双重各向异性”却无能为力;实际上, BGL 方法的核心思想是把各向异性电子质量张量按比例“缩放”为各向同性形式,这决定了它不能确保“缩放”过程也对弹性常数张量有效. 另一方面,磁弹耦合的分析需要解决复杂的 GL 方程和弹性方程,也无力再兼顾到各向异性电子质量张量. 因此,当前的磁弹耦合研究或者单独考虑超导电性各向异性<sup>[43,44]</sup>, 或者单独考虑晶格弹性的各向异性<sup>[45-47]</sup>.

#### 6 与钉扎缺陷的关系

临界电流密度在形成机理上是源于磁通涡旋与缺陷的相互作用<sup>[48]</sup>. 由此可见,  $J_c$  的各向异性不仅与超导凝聚的各向异性有关,还应把钉扎缺陷的形貌考虑进来. 比如在高温铜氧化物超导体中,柱状缺陷和面缺陷就呈现出明显不同的  $J_c$  的磁场依赖性<sup>[49-50]</sup>. 最近,经由晶体生长调节钉扎微结构,可以人为控制临界电流密度关于磁场偏角的依赖关系<sup>[51]</sup>.

此外,  $J_c$  的各向异性还与钉扎强度有关. 空穴型掺杂的  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$  单晶具有强的钉扎相互作用,在引入点钉扎缺陷后又转变为弱的集体钉扎作用<sup>[52]</sup>. 含有纳米棒  $\text{BaZrO}_3$  (BZO) 的涂层超导体中, BZO 与基体之间的晶格失配引发了弱的不相关

钉扎作用(点钉扎缺陷)<sup>[53]</sup>. 这种钉扎在全磁场范围内提升了临界电流密度,拓宽了磁场在  $ab$  平面内时峰值区域的范围,降低了临界电流密度的各向异性. 值得注意的是,临界电流密度的各向异性在传播方向和激发阈值上改变着磁通涡旋的热运动特征<sup>[54]</sup>.

## 7 结论

本文通过简述超导各向异性的研究现状,得出的主要结论如下:

1. 超导各向异性的表征归结于微观超导参量在晶轴方向各向异性,表现为临界电流的磁场偏角依赖性;

2. 比例法则通过把有效电子质量张量“缩放”为各向同性形式,可以公式化描述超导各向异性,并对临界电流的角度依赖关系有很好的普适性;

3. 超导各向异性对电动力学本构产生本质的影响,一是造成了临界电流密度的角度依赖性,二是使得垂直于涡旋的平面内的电流偏离电场的方向;

4. 超导各向异性由有效电子质量张量描述,力学各向异性则表现为弹性常数张量,在 GL 自由能函数中它们共同构成“双重各向异性”现象;

5. 讨论临界电流的各向异性离不开钉扎缺陷的形貌和强度.

## 参 考 文 献

- [1] D. C. Larbalestier, J. Jiang, U. P. Trociewitz, F. Kametani, C. Scheuerlein, M. Dalban-Canassy, M. Matras, P. Chen, N. C. Craig, P. J. Lee *et al.*, *Nat. Mater.*, **13**(2014), 375.
- [2] J. V. Minervini, *Nat. Mater.*, **13**(2014), 326.
- [3] 杨文姣, 刘坤, 马光同, 低温物理学报, **39**(2017), 26.
- [4] 刘康, 赵正伟, 刘坤, 马光同, 低温物理学报, **40**(2018), 24.
- [5] 王超, 马光同, 王志涛, 龚天勇, 周鹏博, 钱航宇, 低温物理学报, **39**(2017), 55.
- [6] 王家素, 王素玉. 超导技术应用. 成都: 成都科技大学出版社, 1995.
- [7] 周又和, 王省哲, 中国科学: 物理学 力学 天文学, **43**(2013), 9.
- [8] G. Majkic, R. Pratap, A. Xu, E. Galstyan, H. C. Higley, S. O. Prestemon, X. Wang, D. Abraimov, J. Jaroszynski, V. Selvamanickam, *Supercond. Sci. Tech.*, **31**(2018), 10LT01.
- [9] W.-K. Kwok, U. Welp, A. Glatz, A. E. Koshelev, K. J. Kihlstrom, G. W. Crabtree, *Rep. Prog. Phys.*, **79**(2016), 116501.
- [10] 李彦, 王银顺, 刘明闯, 陈浩, 侯言兵, 皮伟, 邓加军, 低温物理学报, **39**(2017), 10.
- [11] S. Khim, J. W. Kim, E. S. Choi, Y. Bang, M. Nohara, H. Takagi, K. H. Kim, *Phys. Rev. B*, **81**(2010), 184511.
- [12] U. Welp, R. Xie, A. E. Koshelev, W. K. Kwok, P. Cheng, L. Fang, H. H. Wen, *Phys. Rev. B*, **78**(2008), 140510.
- [13] J. Kacmarcik, C. Marcenat, T. Klein, Z. Pribulova, C. J. van der Beek, M. Konczykowski, S. L. Budko, M. Tillman, N. Ni, P. C. Canfield, *Phys. Rev. B*, **80**(2009), 014515.
- [14] M. Konczykowski, C. J. van der Beek, M. A. Tanatar, V. Mosser, Y. J. Song, Y. S. Kwon, R. Prozorov, *Phys. Rev. B*, **84**(2011), 180514.
- [15] K. Iida, J. Hänisch, E. Reich, F. Kurth, R. Hühne, L. Schultz, B. Holzapfel, A. Ichinose, M. Hanawa, I. Tsukada, *et al.*, *Phys. Rev. B*, **87**(2013), 104510.
- [16] M. Putti, I. Pallecchi, E. Bellingeri, M. R. Cimberle, M. Tropeano, C. Ferdeghini, A. Palenzona, C. Tarantini, A. Yamamoto, J. Jiang, *et al.*, *Supercond. Sci. Tech.*, **23**(2010), 034003.
- [17] R. S. Gonnelli, D. Daghero, M. Tortello, G. A. Ummarino, V. A. Stepanov, J. S. Kim, R. K. Kremer, *Phys. Rev. B*, **79**(2009), 184526.
- [18] D. J. Singh, M. H. Du, *Phys. Rev. Lett.*, **100**(2008), 237003.
- [19] Y. Jia, P. Cheng, L. Fang, H. Luo, H. Yang, C. Ren, L. Shan, C. Gu, H.-H. Wen, *Appl. Phys. Lett.*, **93**(2008), 032503.
- [20] G. Blatter, M. V. Feigelman, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.*, **66**(1994), 1125.
- [21] G. Blatter, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992), 875.
- [22] Y. Li, G. Kang, Y. Gao, *Physica B*, **491**(2016), 70.
- [23] E. Bellingeri, S. Kawale, I. Pallecchi, A. Gerbi, R. Buzio, V. Braccini, A. Palenzona, M. Putti, M. Adamo, E. Sarnelli, *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **100**(2012), 082601.
- [24] P. Mele, K. Matsumoto, K. Fujita, Y. Yoshida, T. Kiss, A. Ichinose, M. Mukaida, *Supercond. Sci. Tech.*, **25**(2012), 084021.
- [25] V. Mishev, M. Zehetmayer, D. X. Fischer, M. Nakajima, H. Eisaki, M. Eisterer, *Supercond. Sci. Tech.*, **28**(2015), 102001.
- [26] A. Xu, J. Jaroszynski, F. Kametani, D. Larbalestier, *Appl. Phys. Lett.*, **106**(2015), 052603.

- [27] M. Kidszun, S. Haindl, T. Thersleff, J. Hänisch, A. Kauffmann, K. Iida, J. Freudenberger, L. Schultz, B. Holzapfel, *Phys. Rev. Lett.*, **106**(2011), 137001.
- [28] F. F. Yuan, Y. Sun, W. Zhou, X. Zhou, Q. P. Ding, K. Iida, R. Hühne, L. Schultz, T. Tamegai, Z. X. Shi, *Appl. Phys. Lett.*, **107**(2015), 012602.
- [29] K. Iida, J. Hänisch, T. Thersleff, F. Kurth, M. Kidszun, S. Haindl, R. Hühne, L. Schultz, B. Holzapfel, *Phys. Rev. B*, **81**(2010), 100507.
- [30] K. Iida, S. Haindl, T. Thersleff, J. Hänisch, F. Kurth, M. Kidszun, R. Hühne, I. Mönch, L. Schultz, B. Holzapfel, et al, *Appl. Phys. Lett.*, **97**(2010), 172507.
- [31] C. J. van der Beek, M. Konczykowski, R. Prozorov, *Supercond. Sci. Tech.*, **25**(2012), 084010.
- [32] C. P. Bean, *Rev. Mod. Phys.*, **36**(1964), 31-39.
- [33] C. P. Bean, *Phys. Rev. Lett.*, **8**(1962), 250-253.
- [34] F. Xue, W. Zhang, X.-F. Gou, *Physica C*, **556** (2019), 43-60.
- [35] G. P. Mikitik, E. H. Brandt, *Phys. Rev. B*, **62**(2000), 6800-6811.
- [36] J. R. Clem, *Phys. Rev. B*, **83**(2011), 214511.
- [37] E. H. Brandt, G. P. Mikitik, *Phys. Rev. B*, **76** (2007), 064526.
- [38] G. Mikitik, E. Brandt, *Phys. Rev. B*, **79**(2009), 020506.
- [39] G. P. Mikitik, E. H. Brandt, *Phys. Rev. B*, **83** (2011), 104514.
- [40] G. P. Mikitik, E. H. Brandt, *Phys. Rev. B*, **83** (2011), 099902.
- [41] Y. Li, Y. Gao, *Supercond. Sci. Tech.*, **28**(2015), 095002.
- [42] Y. Li, G. Kang, Y. Gao, *J. Supercond. Nov. Magn.*, **32** (2019), 797 - 803.
- [43] V. G. Kogan, J. R. Clem, *Phys. Rev. B*, **24** (1981), 2497-2505.
- [44] P. Miranović, L. Dobrosavljević-Grujić, V. G. Kogan, *Phys. Rev. B*, **52**(1995), 12852-12857.
- [45] V. G. Kogan, *Phys. Rev. B*, **88**(2013), 144514.
- [46] V. G. Kogan, *Phys. Rev. B*, **87**(2013), 020503.
- [47] A. Cano, A. P. Levanyuk, S. A. Minyukov, *Phys. Rev. B*, **68**(2003), 144515.
- [48] N. Haberkorn, K. Jeehoon, K. Gofryk, F. Ronning, A. S. Sefat, L. Fang, U. Welp, W. K. Kwok, L. Civale, *Supercond. Sci. Tech.*, **28**(2015), 055011.
- [49] T. Tamegai, T. Taen, H. Yagyuda, Y. Tsuchiya, S. Mohan, T. Taniguchi, Y. Nakajima, S. Okayasu, M. Sasase, H. Kitamura et al., *Supercond. Sci. Tech.*, **25** (2012), 084008.
- [50] F. Laviano, R. Gerbaldo, G. Ghigo, L. Gozzelino, G. P. Mikitik, T. Taen, T. Tamegai, *Supercond. Sci. Tech.*, **27** (2014), 044014.
- [51] F. Rizzo, A. Augieri, A. Kursumovic, M. Bianchetti, L. Opherden, M. Sieger, R. Hühne, J. Hänisch, A. Meledin, G. Van Tendeloo, et al, *Nanoscale*, **10**(2018), 8187.
- [52] T. Taen, F. Ohtake, S. Pyon, T. Tamegai, H. Kitamura, *Supercond. Sci. Tech.*, **28**(2015), 085003.
- [53] A. Xu, V. Braccini, J. Jaroszynski, Y. Xin, D. C. Larbales-tier, *Phys. Rev. B*, **86**(2012), 115416.
- [54] Z. Jing, H. Yong, Y. Zhou, *Supercond. Sci. Tech.*, **29** (2016), 105001.