

两带超导体 LaNiC_2 上临界磁场的理论分析

刘敏霞 何林 张耿 叶海 黄晓园 徐永钊

Theoretical analysis of the upper critical field of two-band superconductor LaNiC_2

Liu Min-Xia He Lin Zhang Geng Ye Hai Huang Xiao-Yuan Xu Yong-Zhao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 037401 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.037401

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.037401>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I3>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

双能隙介观超导体的涡旋结构模拟

[Numerical simulation of vortex structure in mesoscopic two-gap superconductor](#)

物理学报.2013, 62(9): 097401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.097401>

超导材料 NbS_2 上临界磁场的理论分析

[Theoretical analysis on the upper critical field of superconductor \$\text{NbS}_2\$](#)

物理学报.2012, 61(16): 167401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.167401>

用两带 Ginzburg-Landau 理论分析两带超导体 $\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{Si}_5$ 的表面临界磁场

[The two-band Ginzburg-Landau theory analysis of the surface critical field of the two-band superconductor](#)

$\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{Si}_5$

物理学报.2011, 60(1): 017401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.017401>

两带超导体 LaNiC_2 上临界磁场的理论分析*

刘敏霞 何林 张耿 叶海 黄晓园 徐永钊†

(东莞理工学院电子工程学院, 东莞 523808)

(2015年9月24日收到; 2015年11月11日收到修改稿)

非中心对称超导体 LaNiC_2 是传统 BCS 超导体还是能隙存在节点又或是两带超导体, 目前仍然存在争议. 基于此, 文章用两带 Ginzburg-Landau 理论分析了超导体 LaNiC_2 的上临界磁场随温度的变化关系, 计算结果与实验结果在整个温度区间内符合得很好, 说明 LaNiC_2 是两带超导体, 和陈健等人的观点一致. 文章还分析了两个不同能带对上临界磁场的影响, 发现相对较小的相干长度对 LaNiC_2 的上临界磁场影响较大.

关键词: 两带超导体, Ginzburg-Landau 理论, 上临界磁场, LaNiC_2

PACS: 74.20.De, 74.25.Op

DOI: 10.7498/aps.65.037401

1 引言

LaNiC_2 属于三元化合物 $R\text{NiC}_2$ 体系, R 为 Y 或镧系稀土元素 (除 Pm, Eu 以外), 空间群为 $Amm2$ ^[1], $R\text{NiC}_2$ 中 C 原子不具有磁性, Ni 原子的磁性也为零^[2], 只有镧系稀土元素 R 才表现出磁有序^[3]. LaNiC_2 晶胞中 La 原子层在 $x = 0$ 处, Ni 和 C 之间互为最近邻原子, 在 $x = 0.5$ 处形成 NiC_2 层, La 原子层和 NiC_2 层在 a 轴方向交替堆叠, Ni 原子和 C 原子形成六角型晶格, 两个 C 原子强烈耦合, 形成类二聚体耦合, 重要的是 LaNiC_2 的晶格结构在 c 方向缺乏中心反演对称性^[4]. 2009 年, Hillier 等^[5] 的 μ 介子自旋弛豫实验 (μSR) 中表明 LaNiC_2 超导体具有时间反演对称性破缺, 因此 LaNiC_2 作为一个弱关联非中心对称超导体, 近年来引起了广大科学家们的广泛关注, 并开展了很多理论和实验方面的研究, 但是关于其序参量的配对对称性仍然存在争议. 一方面, 核四极矩^[6] 和比热^[7] 实验均表明 LaNiC_2 是传统 BCS 超导体, 并得到了理论方面^[8-10] 的支持, 文献^[8] 的能带

结构计算表明 LaNiC_2 是传统的电声子相互作用, 电子配对对称性具有 S 波混有少量 P 波. 另一方面, Bonalde 等^[11] 得到穿透深度在低温区满足 T^2 的依赖关系, 认为能隙可能存在节点, 这和早期 Lee 等^[12] 的比热实验的结论类似. 第三方面, 陈健等^[13,14] 通过测量 LaNiC_2 比热、穿透深度和上临界磁场, 认为 LaNiC_2 可能具有两能带 BCS 类型的超导电性. 基于以上关于 LaNiC_2 序参量的配对对称性的争议, 本文用两带 Ginzburg-Landau (GL) 理论计算了 LaNiC_2 超导体的上临界磁场随温度的变化关系, 我们发现理论结果和陈健等的实验结果在整个温度区间拟合得非常好, 在 T_c 附近明显向上翘, 这一结果证明了 LaNiC_2 是两能带超导体, 和陈健等^[13,14] 的实验结果一致.

本文主要用两带 GL 理论研究 LaNiC_2 的上临界磁场, 讨论不同能带对 LaNiC_2 上临界磁场的影响. 相对于其他理论, GL 理论模型简单, 易于理解, 计算量小, 参数的物理意义明确, 这也是我们选用 GL 理论的原因. 本文的结构如下: 第二部分是两带 GL 理论及其方程, 第三部分是上临界磁场的计算, 第四部分是结论.

* 国家自然科学基金 (批准号: 61501118)、广东省自然科学基金 (批准号: 2014A030310262) 和广东省高等学校优秀青年教师培养计划资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xuyzdgt@sina.com

2 两带GL理论及方程

两带GL自由能为^[15-17]

$$F = \int d^3\mathbf{r} (F_1 + F_2 + F_{12} + \mathbf{H}^2/8\pi), \quad (1)$$

其中

$$F_i = \frac{\hbar^2}{2m_i} \left| \left(\nabla - \frac{2\pi i \mathbf{A}}{\Phi_0} \right) \psi_i \right|^2 - \alpha_i(T) \psi_i^2 + \frac{\beta_i}{2} \psi_i^4, \quad (2)$$

$$F_{12} = R_{12}(\psi_1^* \psi_2 + \text{c.c.}), \quad (3)$$

式中, F 是总自由能, $F_i (i = 1, 2)$ 代表第 i 个能带的自由能; F_{12} 代表两能带间的相互作用自由能; ψ_i 标志系统有序化程度的序参量; m_i 代表第 i 带的有效质量; α_i 是依赖于温度的唯像参量; β_i 与温度无关; R_{12} 是带间相互作用常数; Φ_0 是磁通量子; \mathbf{H} 是外磁场, 有 $\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A}$, \mathbf{A} 是矢势.

最小化自由能为

$$\frac{\delta F}{\delta \psi_1^*} = 0, \quad \frac{\delta F}{\delta \psi_2^*} = 0. \quad (4)$$

两带GL方程为

$$\begin{pmatrix} \hat{H}_{11} & \hat{H}_{12} \\ \hat{H}_{21} & \hat{H}_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \beta_1 |\psi_1|^2 & 0 \\ 0 & \beta_2 |\psi_2|^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} = 0, \quad (5)$$

其中

$$\hat{H}_{ii} = -\frac{\hbar^2}{2m_i} \left(\nabla - \frac{2\pi i \mathbf{A}}{\Phi_0} \right)^2 - \alpha_i, \quad (6)$$

$$\hat{H}_{12} = \hat{H}_{21} = R_{12}. \quad (7)$$

3 上临界磁场的计算

假设磁场 $\mathbf{H} = (0, 0, H)$, 在Landau规范下, \mathbf{A} 可写为 $\mathbf{A} = (0, Hx, 0)$. 从式中可以看出 \mathbf{A} 仅取决于 x , 于是将解设为^[18]:

$$\psi_i = e^{ik_y y} f_i(x). \quad (8)$$

把方程(8)代入到方程(5)中, GL方程变为

$$\begin{pmatrix} \hat{H}_{11} & \hat{H}_{12} \\ \hat{H}_{21} & \hat{H}_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_1(x) \\ f_2(x) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \beta_1 |f_1(x)|^2 & 0 \\ 0 & \beta_2 |f_2(x)|^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_1(x) \\ f_2(x) \end{pmatrix} = 0. \quad (9)$$

$$+ \begin{pmatrix} \beta_1 |f_1(x)|^2 & 0 \\ 0 & \beta_2 |f_2(x)|^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_1(x) \\ f_2(x) \end{pmatrix} = 0. \quad (9)$$

其中 \hat{H}_{ii} 变为

$$\hat{H}_{ii} = -\frac{\hbar^2}{2m_i} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{1}{2} m_i \omega_i^2 (x - x_0)^2 - \alpha_i, \quad (10)$$

式中, $\omega_i = 2eH/m_i$ 和 $x_0 = \hbar k_y / 2eH$. 从(10)式可以看出 x_0 只影响平衡位置, 并不影响最小势能的大小, 所以我们令 $x_0 = 0$ ^[19]. 方程(9)有非零解的条件是以下方程本征值的最小值小于零^[20],

$$\begin{pmatrix} \hat{H}_{11} & \hat{H}_{12} \\ \hat{H}_{21} & \hat{H}_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_1(x) \\ f_2(x) \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} f_1(x) \\ f_2(x) \end{pmatrix}. \quad (11)$$

观察 H_{ii} 中的势能函数我们发现: 随着 H 的增大, 能级也逐渐增大, 因此, 求上临界场的问题就归结为求方程(11)的最小本征值等于零所对应的磁场值. 方程(11)表示一个耦合谐振子体系, 当不考虑耦合项时, 可以将方程(11)看成是两个独立的薛定谔谐振子方程, 每个谐振子的能量本征值分别为

$$E_{i,n} = (n + 1/2) \hbar \omega_i - \alpha_i \quad (n = 0, 1, 2, \dots), \quad (12)$$

对应的基态波函数为

$$f(x) = \left(\frac{a_0}{\pi} \right)^{\frac{1}{4}} \exp\left(-\frac{a_0}{2} x^2\right), \quad a_0 = \frac{2\pi H}{\Phi_0}. \quad (13)$$

当耦合项是 R_{12} 时, 能够相互耦合的能级是 n 相同的能级. 最小的能级应是由两个 $n = 0$ 的能级相互耦合得到的, $n = 0$ 的能级为

$$E_{i,0} = \frac{1}{2} \hbar \omega_i - \alpha_i = \frac{\hbar^2}{2m_i} a_0 - \alpha_i. \quad (14)$$

对应的波函数为

$$\begin{pmatrix} f_1(x) \\ f_2(x) \end{pmatrix} = \left(\frac{a_0}{\pi} \right)^{\frac{1}{4}} \exp\left(-\frac{a_0}{2} x^2\right) \begin{pmatrix} c \\ d \end{pmatrix}, \quad (15)$$

其中 c 和 d 为变化参数. 耦合本征值方程为

$$\begin{pmatrix} E_{1,0} & R_{12} \\ R_{12} & E_{2,0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ d \end{pmatrix} = \varepsilon \begin{pmatrix} c \\ d \end{pmatrix}. \quad (16)$$

于是耦合后最小的能量本征值为

$$\varepsilon_{\min} = \frac{1}{2} \left[(E_{1,0} + E_{2,0}) - \sqrt{(E_{1,0} - E_{2,0})^2 + 4R_{12}^2} \right], \quad (17)$$

ε_{\min} 是 a_0 的函数, 因此也是 H 的函数. 从 $\varepsilon_{\min} = 0$ 得到上临界磁场为

$$H_{c2} = \frac{\Phi_0}{2\pi \xi^2}, \quad (18)$$

其中,

$$\frac{1}{\xi^2} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\alpha_1}{k_1} + \frac{\alpha_2}{k_2} \right) + \sqrt{\left(\frac{\alpha_1}{k_1} - \frac{\alpha_2}{k_2} \right)^2 + \frac{4R_{12}^2}{k_1 k_2}} \right], \quad (19)$$

式中 $k_i = \hbar^2/2m_i$. 当带间相互作用被忽略时, 方程 (9) 简化为两个独立的单带 GL 方程分别对应于两个能带, 这两个独立的单带 GL 方程对应的临界温度分别为 T_{c1} 和 T_{c2} , 我们假设 $T_{c1} > T_{c2}$. 现在参数 α_i 可以近似写成 $\alpha_i = \alpha_{i0}(1 - T/T_{ci})$. 引入两能带的本征相干长度为 $\xi_i^2 = k_i/\alpha_i$, 则方程 (19) 变为

$$\frac{1}{\xi^2} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{\xi_1^2} + \frac{1}{\xi_2^2} \right) + \sqrt{\left(\frac{1}{\xi_1^2} - \frac{1}{\xi_2^2} \right)^2 + \frac{4r^2}{\xi_{10}^2 \xi_{20}^2}} \right], \quad (20)$$

式中 $r^2 = R_{12}^2/\alpha_{10}\alpha_{20}$, $\xi_{10}^2 = k_1/\alpha_{10}$ 和 $\xi_{20}^2 = k_2/\alpha_{20}$ 分别代表当 $T \rightarrow 0$ 时两能带的本征相干长度. 从方程 (20) 可以看出, 假如忽略带间相互作用, 两带超导体的有效相干长度 ξ 由较小的本征相干长度决定. 由于 $R_{12}^2 = \alpha_1\alpha_2$, 因此 $r^2 = (1 - T_c/T_{c1})(1 - T_c/T_{c2})$, 从 (18) 和 (20) 式可以看出, H_{c2} 的值依赖于参数 ξ_{10} , ξ_{20} , T_{c1} 和 T_{c2} . 为了拟合已知实验数据, 选择参数 $\xi_{10} = 1.37 \times 10^{-8}$ m, $\xi_{20} = 3.39 \times 10^{-8}$ m, $T_{c1} = 2.9$ K 和 $T_{c2} = 2.3$ K. 我们知道 $\xi \propto v_F/\Delta$, v_F 为电子的费米速度, Δ 是零温时的能隙, 假设 LaNiC₂ 两个能带上的费米速度相等, 则有

$$\frac{\Delta_1}{\Delta_2} = \frac{\xi_{20}}{\xi_{10}} \approx 2.5,$$

这个结果和文献 [13] 的参数基本一致. 数值计算结果如图 1 所示.

从图 1 可以看出, 在整个温度区间内, 理论结果和实验结果拟合得很好, 这表明 LaNiC₂ 超导体可以用两带 GL 理论来描述, 即 LaNiC₂ 是两带超导体, 与陈健等 [13] 的结果一致. 从图中可以看出, LaNiC₂ 的上临界磁场具有明显的正曲率, 和 MgB₂ 的上临界磁场随温度变化曲线很相似, 这是两带超导体的典型特征. 至于非中心对称超导体 LaNiC₂ 的两能带的起源目前还没有一个定论. Hase 等 [21] 的能带结构计算指出, 当忽略中心反演对称破缺引起的自旋轨道相互作用 (SOI) 时, LaNiC₂ 在费米能级附近有两条能带, 形成两个费米面, 在考虑到 SOI 效应以后, 这两条能带发生了自旋简并劈裂, 费米面也相应地发生劈裂. 陈健等 [13] 认为由

于 LaNiC₂ 的 SOI 效应较小 ($E_{SOI} = 3.1$ mRy), SOI 效应对超导配对对称性影响较小, 自旋单态占主导地位, 导致 LaNiC₂ 表现出两带 BCS 行为. 另一种可能是具有与 MgB₂ 相同的两能带超导配对机制. 最近还有人指出, 由于 LaNiC₂ 同时表现出空间结构上中心反演对称性破缺和时间反演对称性破缺, 其超导态只能形成反么正对称的自旋三重态 [22,23]. 在这种情况下, 自旋向上和自旋向下的能带在 T_c 处自发形成不同的配对势和不同的超导能隙, 从而表现出两能带超导电性行为. 无论非中心对称超导体 LaNiC₂ 的两能带的起源如何, 总之, 我们认为非中心对称超导体 LaNiC₂ 是两能带 BCS 超导体.

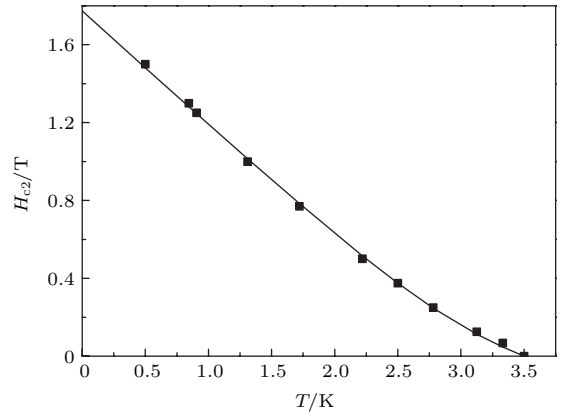


图 1 LaNiC₂ 上临界磁场随温度的变化关系 实线是两带 GL 理论计算结果, 实验点来自文献 [13]
Fig. 1. Magnetic phase diagram of the LaNiC₂ superconductor. The solid line shows the theoretical results. The experimental data are taken from Ref. [13] (symbols).

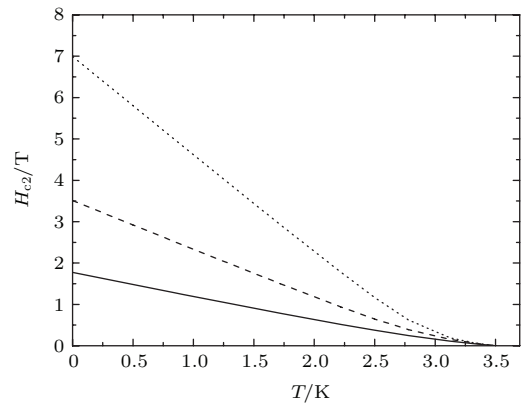


图 2 H_{c2} 随温度的变化曲线 实线对应于 $\xi_{10} = 1.37 \times 10^{-8}$ m, 虚线对应于 $\xi_{10} = 0.7 \times 1.37 \times 10^{-8}$ m, 点线对应于 $\xi_{10} = 0.5 \times 1.37 \times 10^{-8}$ m
Fig. 2. The curve of H_{c2} vs T for $\xi_{10} = 1.37 \times 10^{-8}$ m (solid line), $\xi_{10} = 0.7 \times 1.37 \times 10^{-8}$ m (dash line), $\xi_{10} = 0.5 \times 1.37 \times 10^{-8}$ m (dot line).

下面讨论两个能隙对上临界磁场的影响情况. 当我们只改变 ξ_{10} , 而其他参数均与图 1 中的参数

相同时, 上临界磁场随温度的变化曲线如图 2 所示. 上临界磁场随着 ξ_{10} 的降低有了明显的提高, 并且在临界温度附近的正曲率变得更加明显. 图 3 是另外一种情况, 即只改变 ξ_{20} , 而其他参数均与图 1 中的参数相同时, 上临界磁场随温度的变化曲线. 从图 3 中可以看出, ξ_{20} 的降低只能使上临界磁场有轻微的增加, 并且上临界磁场在临界温度附近的正曲率逐渐消失. 对比图 2 和图 3 可以看出, ξ_{10} 对上临界磁场的影响比 ξ_{20} 对上临界磁场的影响要强很多, 因此要想提高 LaNiC_2 超导体的上临界磁场, 理论上可以通过降低相对较小的相干长度 ξ_{10} 来实现.

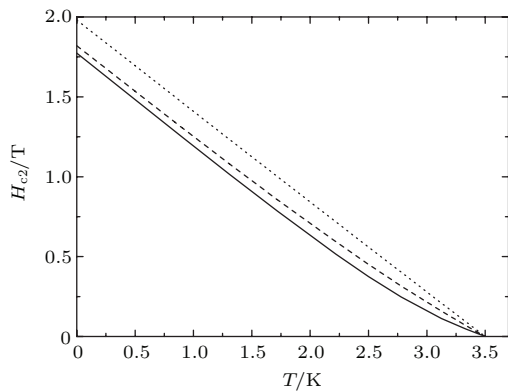


图 3 H_{c2} 随温度的变化曲线 实线对应于 $\xi_{20} = 3.39 \times 10^{-8}$ m, 虚线对应于 $\xi_{20} = 0.7 \times 3.39 \times 10^{-8}$ m, 点线对应于 $\xi_{20} = 0.5 \times 3.39 \times 10^{-8}$ m

Fig. 2. The curve of H_{c2} vs T for $\xi_{20} = 3.39 \times 10^{-8}$ m (solid line), $\xi_{20} = 0.7 \times 3.39 \times 10^{-8}$ m (dash line), $\xi_{20} = 0.5 \times 3.39 \times 10^{-8}$ m (dot line).

4 结 论

本文主要用两带 Ginzburg-Landau 理论计算了非中心对称超导体 LaNiC_2 的上临界磁场随温度的变化情况, 理论结果和实验结果在整个温度区间都符合得很好, 充分说明了 LaNiC_2 是两带超导体, 和陈健等^[13]的观点一致. 本文还讨论了两个能带对上临界磁场的影响, 发现上临界磁场受较小的本征相干长度影响较大, 较大的本征相干长度对上临界磁场的影响很小, 因此可以通过降低较小的本征相干长度来提高 LaNiC_2 的上临界磁场. 目前降低相干长度最常用的方法是掺杂或引入晶体缺陷, 杂质原子可以增加带内散射, 使超导体“变脏”, 从而降低有效相干长度, 导致超导体的上临界磁场变高. 当然, 杂质原子还会增加带间散射, 破坏超导配对, 对两能隙超导体来说, 会引起临界温度下降和两个能隙趋于相同. 杂质原子除了引起带内和带

间散射之外, 还会改变能带的填充状况, 改变 Fermi 面上的状态密度和各向异性, 从而改变超导体的临界温度和各种参数. 杂质原子的这几种作用共同影响着掺杂后超导体的性质, 导致掺杂对 LaNiC_2 的超导性质影响会比较复杂, 有待实验方面的进一步检验.

感谢北京大学物理学院甘子钊教授和中山大学姚道新教授的指导.

参考文献

- [1] Bodak O I, Marusin E P 1979 *Dokl Akad. Nauk Ukr. SSR Ser. A* **12** 1048
- [2] Kotsanidis P, Yakinthos J, Gamari-Seale E J 1989 *Less-Common Met.* **152** 287
- [3] Schafer W, Will G, Yakinthos J, Kotsanidis P 1992 *J. Alloys Compd.* **180** 251
- [4] Hirose Y, Kishino T, Sakaguchi J, Miura Y, Honda F, Takeuchi T, Yamamoto E, Haga Y, Harima H, Settai R, ōnuki Y 2012 *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** 3234
- [5] Hillier A D, Quintanilla J, Cywinski R 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 117007
- [6] Iwamoto Y, Iwasaki Y, Ueda K, Kohara T 1998 *Phys. Rev. Lett.* **A 250** 439
- [7] Pecharsky V K, Miller L L, Gschneidner K A 1998 *Phys. Rev. B* **58** 497
- [8] Subedi A, Singh D J 2009 *Phys. Rev. B* **80** 092506
- [9] Fujimoto S 2006 *J. Phys. Soc. Jpn.* **75** 083704
- [10] Yanase Y, Sigrist M 2007 *J. Phys. Soc. Jpn.* **76** 043712
- [11] Bonalde I, Ribeiro R L, Syu K J, Sung H H, Lee W H 2011 *New J. Phys.* **13** 123022
- [12] Lee W H, Zeng H K, Yao Y D, Chen Y Y 1996 *Physica C* **266** 138
- [13] Chen J, Jiao L, Zhang J L, Chen Y, Yang L, Nicklas M, Steglich F, Yuan H Q 2013 *New J. Phys.* **15** 053005
- [14] Chen J, Jiao L, Zhang J L, Chen Y, Yang L, Yuan H Q 2013 *J. Korean Phys. Soc.* **63** 463
- [15] Zhitomirsky M E, Dao V H 2004 *Phys. Rev. B* **69** 054508
- [16] Askerzade I N, Gencer A, Guclu N 2002 *Supercond. Sci. Technol.* **15** 13
- [17] Huang H, Lu Y Y, Wang W J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 167401 (in Chinese) [黄海, 陆艳艳, 王文杰 2012 物理学报 **61** 167401]
- [18] Bulaevskii L N 1973 *Sov. Phys. JETP* **37** 1133
- [19] Tinkham M 1996 *Introduction to Superconductivity* (2nd Ed.) (New York: McGraw-Hill) p134
- [20] Liu M X, Gan Z Z 2007 *Chin. Phys.* **16** 826
- [21] Hase I, Yanagisawa T 2009 *J. Phys. Soc. Jpn.* **78** 084724
- [22] Hillier A D, Quintanilla J, Cywinski R 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 117007
- [23] Quintanilla J, Hillier A D, Annett J F, Cywinski R 2010 *Phys. Rev. B* **82** 174511

Theoretical analysis of the upper critical field of two-band superconductor LaNiC_2 *

Liu Min-Xia He Lin Zhang Geng Ye Hai Huang Xiao-Yuan Xu Yong-Zhao †

(School of Electronic Engineering, Dongguan University of Technology, Dongguan 523808, China)

(Received 24 September 2015; revised manuscript received 11 November 2015)

Abstract

LaNiC_2 is one of ternary $R\text{NiC}_2$ compounds, where R is a rare earth or Y . Its space group is $Amm2$. the symmetry along the c -axis of the crystal structure lacks inversion symmetry along the c -axis. In 2009, Hillier *et al.* performed the muon spin relaxation experiment (μSR) which implied that time-reversal symmetry is broken in LaNiC_2 . As a weak correlation noncentrosymmetric superconductor, LaNiC_2 has attracted wide research interest in recent years. Though a lot of theoretical and experimental studies have been carried out, the order parameter of this compound remains highly controversial. The measurements of specific heat and nuclear quadrupole relaxation suggest that LaNiC_2 is “normally BCS-like”, which is further supported by theoretical calculations. But recently another study showed that the London penetration depth depends on T^2 below $0.4 T_c$ indicative of nodes in the energy gap. Evidence of possible nodal superconductivity can also be inferred from the early measurements of specific heat given by Lee *et al.* However, the experimental results obtained by Chen *et al.* supported the existence of two-gap superconductivity in LaNiC_2 .

Based on the above case, the two-band Ginzburg-Landau theory is used to study the temperature dependence of the upper critical field for the superconductor LaNiC_2 in this paper. Choosing the Ginzburg-Landau theory for calculating the upper critical field is just because Ginzburg-Landau theoretical model is simple, easy to understand, low-calculation, and the clear physical meanings of the parameters. The theoretical results in this paper accord with the experimental data very well in the whole temperature range. The curve of $H_{c2}(T)$ has an obvious positive curvature near the critical temperature, which is typical feature of multi-gap superconductor. Therefore, our results show strong evidence that two-gap scenario is better to account for the superconductivity of LaNiC_2 , consistent with the results of Chen Jian *et al.* The influences of two different energy bands on the upper critical field are also studied. It is found that the relatively small coherent length has a greater influence on the upper critical magnetic field of LaNiC_2 . So if we want to improve the upper critical field of LaNiC_2 , reducing the relatively small coherence length can be achieved in theory.

Keywords: two-band superconductor, upper critical field, Ginzburg-Landau theory, LaNiC_2

PACS: 74.20.De, 74.25.Op

DOI: 10.7498/aps.65.037401

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61501118), the Natural Science Foundation of Guangdong Province, China (Grant No. 2014A030310262) and the Training Plan of Guangdong Province for Outstanding Young Teachers in University.

† Corresponding author. E-mail: xuyzdgt@sina.com