

超导材料 NbS₂ 上临界磁场的理论分析*

黄海 陆艳艳[†] 王文杰

(华北电力大学数理学院, 北京 102206)

(2012年1月12日收到; 2012年2月13日收到修改稿)

根据两带 Ginzburg-Landau 理论计算了层状超导材料 NbS₂ 的上临界磁场, 以及上临界磁场各向异性参数随温度的变化情况, 并将 NbS₂ 与 MgB₂, NbSe₂ 上临界磁场的各向异性进行比较. 所得计算结果与已有实验数据符合得很好, 充分说明了 NbS₂ 的超导电性具有两能隙特征. NbS₂ 上临界磁场各向异性参数在 5.0 K 附近逐渐变小, 这与 MgB₂ 和 NbSe₂ 有相似之处. 但 NbS₂ 的上临界磁场各向异性参数大约为 7.3, 明显大于 MgB₂ 和 NbSe₂. 计算结果还表明, NbS₂ 较大能隙所对应能带的有效质量比约为 54, 另一能带的有效质量基本为各向同性.

关键词: Ginzburg-Landau 理论, 上临界磁场, NbS₂

PACS: 74.20.De, 74.25.Op

1 引言

自 2001 年两能隙超导材料 MgB₂ 被发现以来^[1], 它奇特的物理特性掀起了近十年来多带超导体的研究热潮^[2-5]. 此后多能隙超导电性在其他材料中也陆续被发现, NbSe₂ 就是其中之一. 在很长一段时间内人们认为 NbSe₂ 是常规的第二类超导体^[6], 然而通过对其比热、上临界磁场等各方面性质的研究, 发现它也具有两带特征^[7-9]. 由此, 其他类似的二元过渡金属化合物 MX₂ (M = Nb, Ta, X = S, Se) 也成为理论和实验工作者研究的重要对象^[10-14].

NbS₂ 是一种具有二维层状结构的超导材料, 临界温度 T_c ≈ 6.05 K. 电子-声子散射实验结果表明 NbS₂ 具有很强的各向异性特征^[15]. 到目前为止, NbS₂ 是 MX₂ 中唯一一种不呈现电荷密度波 (CDW) 的超导体^[16]. 2008 年 Guillamon 等^[17] 的扫描隧道显微镜 (STM) 实验预测 NbS₂ 可能具有两个超导能隙. 但 STM 只能表征材料表面的性质, 要进一步证明其两带特征, 还需更多强有力的理论和实验结果. 2010 年, Kacmarc 等^[18] 研究了 NbS₂ 的比热特性, 结果表明比起单带超导理论, 两带理

论能更好地描述 NbS₂ 的比热数据和能隙结构.

本文运用两带 Ginzburg-Landau (GL) 理论计算了 NbS₂ 上临界磁场随温度的变化情况, 以及上临界磁场的各向异性参数, 并将 NbS₂ 与 MgB₂, NbSe₂ 上临界磁场的各向异性进行比较. 计算结果在很大的温度范围内与实验数据符合得极好. NbS₂ 上临界磁场各向异性参数 γ_H 在 0.8T_c 附近逐渐变小, 这一特征与 MgB₂ 和 NbSe₂ 有相似之处. 但 NbS₂ 的 γ_H 值大约为 7.3, 明显大于 MgB₂ 和 NbSe₂.

本文主要讨论两带 GL 方程, 以及临界温度的计算和 GL 理论参数的选取, 并对 NbS₂ 的上临界磁场及其各向异性参数进行了计算.

2 两带 GL 理论及其方程

两带 GL 理论的自由能表达式为^[19-21]

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

其中

$$F_i = \frac{\hbar^2}{2m_i} \left| \left(\nabla_2 - \frac{2ie\mathbf{A}_2}{\hbar c} \right) \psi_i \right|^2$$

* 中央高校基本科研业务费 (批准号: 12ZP11) 资助的课题.

[†] E-mail: 737414347@qq.com

$$+ \frac{\hbar^2}{2m_{iz}} \left| \left(\nabla_z - \frac{2ieA_z}{\hbar c} \right) \psi_i \right|^2 - \frac{4e^2}{m_{iz}c^2} \psi_i^* \psi_i A_z \Big]. \quad (11)$$

$$- \alpha_i(T) |\psi_i|^2 + \frac{\beta_i}{2} |\psi_i|^4, \quad (2)$$

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

式中 F 代表总自由能, F_i ($i = 1, 2$) 表示第 i 个能带的自由能, F_{12} 表示两能带间的相互作用自由能; ψ_i 是标志系统有序化程度的序参量; m_{iz} 与 m_i 分别表示第 i 个能带平行于 c 轴和垂直于 c 轴方向的有效质量; α_i 是依赖于温度的唯象参量, β_i 与温度无关; R_{12} 表示两带间的耦合常数. 定义矢量 ∇_2 为 $(\partial/\partial x, \partial/\partial y, 0)$. 磁场为 $\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A}$, $\mathbf{A} = (\mathbf{A}_2, A_z) = (A_x, A_y, A_z)$ 为矢势.

首先, 自由能 F 对 ψ_1^* , ψ_2^* 的任意变分为极小, 有

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

于是可以得到两带 GL 方程为

$$\begin{pmatrix} \mathbf{H}_{11} & \mathbf{H}_{12} \\ \mathbf{H}_{21} & \mathbf{H}_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} = 0, \quad (5)$$

其中

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{ii} = & -\frac{\hbar^2}{2m_i} \left(\nabla_2 - \frac{2ie\mathbf{A}_2}{\hbar c} \right)^2 \\ & -\frac{\hbar^2}{2m_{iz}} \left(\nabla_z - \frac{2ieA_z}{\hbar c} \right)^2 \\ & -\alpha_i + \beta_i |\psi_i|^2, \end{aligned} \quad (6)$$

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

再者, 自由能 F 对 \mathbf{A}_2 , A_z 的任意变分为极小, 有

$$\frac{\delta F}{\delta \mathbf{A}_2} = 0, \quad \frac{\delta F}{\delta A_z} = 0. \quad (8)$$

于是可以得到电流方程

$$\nabla \times \mathbf{H} = 4\pi \mathbf{j}, \quad (9)$$

其中

$$\mathbf{j} = (\mathbf{j}_2, j_z), \quad \mathbf{j}_2 = (j_x, j_y, 0),$$

\mathbf{j}_2 和 j_z 分别表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_2 = \sum_i \left[\frac{e\hbar}{im_i c} (\psi_i^* \nabla_2 \psi_i - \psi_i \nabla_2 \psi_i^*) \right. \\ \left. - \frac{4e^2}{m_i c^2} \psi_i^* \psi_i \mathbf{A}_2 \right], \end{aligned} \quad (10)$$

$$j_z = \sum_i \left[\frac{e\hbar}{im_{iz} c} (\psi_i^* \nabla_z \psi_i - \psi_i \nabla_z \psi_i^*) \right]$$

方程 (5) 和 (9) 是两带超导体 GL 理论的基础方程, 前者是有关超导序参量的方程, 后者描述了超导电流的构成与分布.

2.1 临界温度

下面讨论在两带 GL 理论中如何得到超导体的临界温度. 在临界温度 T_c 附近, 由于 ψ_i 的四次方很小, 可以将其忽略. 在 $\mathbf{H} = 0$ 和 ψ_i 不随空间变化的情形, 可以将两带 GL 方程写为

$$\begin{pmatrix} -\alpha_1 & R_{12} \\ R_{12} & -\alpha_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} = 0. \quad (12)$$

于是当 $T = T_c$ 时有

$$\alpha_1 \alpha_2 - R_{12}^2 = 0. \quad (13)$$

在 T_c 附近, 可以把 α_1 和 α_2 线性表示为 $\alpha_i = \alpha_{i0}(1 - T/T_{ci})$, 其中 α_{i0} 为比例常数, T_{c1} 和 T_{c2} 分别代表两个能带各自的临界温度. 于是得出临界温度 T_c 的计算公式为

$$\begin{aligned} T_c = \frac{1}{2} \left[(T_{c1} + T_{c2}) \right. \\ \left. + \sqrt{(T_{c1} - T_{c2})^2 + \frac{4R_{12}^2 T_{c1} T_{c2}}{(\alpha_{10} \alpha_{20})}} \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

在上临界磁场计算中将运用 (14) 式确定带间耦合常数 R_{12} . 从 (14) 式可以看出, 临界温度 T_c 比超导材料两能带各自的临界温度 T_{c1} 和 T_{c2} 都要大.

2.2 GL 理论参数的选取

事实上, 从微观巴丁 - 库珀 - 施里弗 (BCS) 理论出发可推导出两带 GL 方程, 且两带 GL 理论中参数的微观形式已经得到^[19]. 首先我们注意到两个能隙出现在 1.20 meV 和 0.55 meV 处^[18], 由 BCS 理论, 能隙与临界温度之比为常数, 于是可以估计 $T_{c1}/T_{c2} \approx 1.20/0.55$; 其次, 由于在 T_c 附近有 $\ln(T_{c1}/T) \approx 1 - T/T_{c1}$, 可以把 α_1 和 α_2 的微观形式写为 $(1 - T/T_{ci})$ 的线性函数, 从而得到关系式 $\alpha_{10}/\alpha_{20} = T_{c1}/T_{c2}$ ^[19].

此外还可发现, 当 GL 理论中的参量进行如下标度变换, 即 $\psi_i \rightarrow \sqrt{l}\psi_i$, $m_i \rightarrow lm_i$, $m_{iz} \rightarrow lm_{iz}$, $\alpha_i \rightarrow \alpha_i/l$, $\beta_i \rightarrow \beta_i/l^2$, $R_{12} \rightarrow R_{12}/l$ 时, 自由能不

变(其中 l 为比例因子). 因此为了简单起见, 接下来我们设 $m_2 = m_e$ 计算 NbS₂ 的上临界磁场, m_e 为电子质量.

3 上临界磁场的计算

3.1 平行于 c 轴的上临界磁场

由 $\mathbf{H} = (0, 0, H)$, 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

$$\psi_i = e^{ik_y y} e^{ik_z z} f_i(x). \quad (15)$$

在计算上临界磁场时可以忽略 ψ_i 的四次方项, 联立 (5) 式和 (15) 式可得到 GL 方程

$$\begin{pmatrix} \mathbf{H}_{11} & \mathbf{H}_{12} \\ \mathbf{H}_{21} & \mathbf{H}_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_1(x) \\ f_2(x) \end{pmatrix} = 0, \quad (16)$$

其中

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{ii} = & -\frac{\hbar^2}{2m_i} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{1}{2} m_i \omega_i^2 (x - x_0)^2 \\ & - \alpha_i + \frac{\hbar^2}{2m_{iz}} k_z^2, \end{aligned} \quad (17)$$

式中 ω_i 和 x_0 表示为 $\omega_i = 2eH/m_i c$ 且 $x_0 = \hbar c k_y / 2eH$. 从 (17) 式中可以看出 x_0 只影响平衡位置, 并不影响最小势能的大小, 也就是说引入的因子 $e^{ik_y y}$ 不改变最小势能的大小, 且当我们只考虑上临界磁场时可将 k_z 设为 0^[22].

当 $R_{12} = 0$ 时, 可以将 (16) 式看成是两个独立的薛定谔谐振子方程, \mathbf{H} 代表哈密顿量, 其本征值为

$$E_{i,n} = (n + 1/2) \hbar \omega_i - \alpha_i \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (18)$$

两个能带对应的基态波函数均为 $(u_0/\pi)^{1/4} e^{-u_0 x^2/2}$, 其中 $u_0 = 2\pi H/\varphi_0$, φ_0 为磁通量子 $\pi \hbar c/e$.

当 $R_{12} \neq 0$ 时, (16) 式表示一个耦合谐振子体系, 可以运用变分法求解上临界磁场. 设解为如下形式:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} f_1(x) \\ f_2(x) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} c_1 g_1(x) \\ c_2 g_2(x) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_1 \left(\frac{u_1}{\pi}\right)^{1/4} e^{-u_1 x^2/2} \\ c_2 \left(\frac{u_2}{\pi}\right)^{1/4} e^{-u_2 x^2/2} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (19)$$

其中 u_1, u_2 为变分参量. 然后引入 $D_{ij} = \langle g_i | \mathbf{H}_{ij} | g_j \rangle$, 通过计算得到

$$\begin{aligned} D_{11} &= \frac{\hbar^2}{m_1} \left(\frac{\pi^2 H^2}{\varphi_0^2 u_1} + \frac{u_1}{4} \right) - \alpha_1, \\ D_{22} &= \frac{\hbar^2}{m_2} \left(\frac{\pi^2 H^2}{\varphi_0^2 u_2} + \frac{u_2}{4} \right) - \alpha_2, \end{aligned} \quad (20)$$

$$D_{12} = D_{21} = R_{12} \left[\frac{4u_1 u_2}{(u_1 + u_2)^2} \right]^{1/4}. \quad (21)$$

于是可以从 (16) 和 (17) 式得到

$$\begin{pmatrix} D_{11} & D_{12} \\ D_{21} & D_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix} = \varepsilon \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix} = 0, \quad (22)$$

其中 ε 为矩阵的特征值. 故能量最小值为

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\min} = & \frac{1}{2} \left[(D_{11} + D_{22}) \right. \\ & \left. - \sqrt{(D_{11} - D_{22})^2 + 4D_{12}D_{21}} \right]. \end{aligned} \quad (23)$$

如果将所得能量最小值 ε_{\min} 对 u_1, u_2 求极值

$$\frac{\partial \varepsilon_{\min}}{\partial u_1} = 0, \quad \frac{\partial \varepsilon_{\min}}{\partial u_2} = 0, \quad (24)$$

并与

$$\varepsilon_{\min} \left(H/c, u_1, u_2 \right) = 0 \quad (25)$$

联立, 就可以求出平行于 c 轴的上临界磁场.

为了拟合已知实验数据, 选择参数 $\alpha_{10} = 0.28$ meV, $m_1 = 1.1m_e$ 和 $T_{c1} = 6.0$ K. 由方程 (14) 可定出带间耦合常数 $R_{12} = 0.16$ meV. 数值计算结果如图 1 所示(虚线). 从图 1 可以看出, 上临界磁场在 $0.1T_c - T_c$ 之间基本呈线性, 这一计算结果与已有的实验数据符合得极好. 图 1 中实心三角形与实

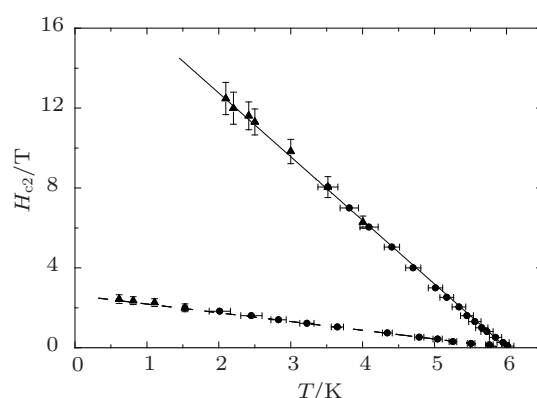


图 1 上临界磁场随温度的依赖关系 虚线代表平行于 c 轴上临界磁场的计算结果, 实线代表垂直于 c 轴上临界磁场的计算结果

心圆点分别代表两组不同的实验数据, 实心三角形上的竖线代表实验数据在上临界磁场方向上的误差, 实心圆点上的横线代表实验数据在温度方向上的误差 [18].

3.2 垂直于 c 轴的上临界磁场

设 $\mathbf{H} = (0, H, 0)$, 矢势 \mathbf{A} 可写为 $\mathbf{A} = (0, 0, -Hx)$. 同 3.1 节, 设解的形式仍为 (15) 式. 得到的 GL 方程形如 (16) 式, 但是矩阵中 \mathbf{H} 相应变为

$$\mathbf{H}'_{ii} = -\frac{\hbar^2}{2m_i} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{1}{2} m_i \omega'_i{}^2 (x + x'_0)^2 - \alpha_i, \quad (26)$$

其中

$$\omega'_i = 2eH/c\sqrt{m_i m_{iz}}, \quad x'_0 = \hbar ck_z/2eH.$$

如果忽略两能带之间的相互作用, 我们面对的依然是一个谐振子问题, 且其本征能量可表示为

$$E'_{i,n} = (n + 1/2) \hbar \omega'_i - \alpha_i \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots). \quad (27)$$

当 $R_{12} \neq 0$ 时, 依然用变分法求解上临界磁场. 在计算过程中, 按照上节的方法先将解写为 (19) 式的形式. 引入 $D'_{ij} = \langle g_i | \mathbf{H}'_{ij} | g_j \rangle$, 通过详细计算得出

$$D'_{11} = \frac{\hbar^2}{m_1} \left(\frac{m_1}{m_{1z}} \frac{\pi^2 H^2}{\varphi_0^2 u_1} + \frac{u_1}{4} \right) - \alpha_1, \quad (28)$$

$$D'_{22} = \frac{\hbar^2}{m_2} \left(\frac{m_2}{m_{2z}} \frac{\pi^2 H^2}{\varphi_0^2 u_2} + \frac{u_2}{4} \right) - \alpha_2.$$

$$D'_{12} = D'_{21} = R_{12} \left[\frac{4u_1 u_2}{(u_1 + u_2)^2} \right]^{1/4}. \quad (29)$$

则我们可以从 (16) 和 (26) 式得到

$$\begin{pmatrix} D'_{11} & D'_{12} \\ D'_{21} & D'_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix} = \varepsilon' \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix} = 0, \quad (30)$$

其中 ε' 为矩阵的特征值. 能量最小值为

$$\varepsilon'_{\min} = \frac{1}{2} \left[(D'_{11} + D'_{22}) - \sqrt{(D'_{11} - D'_{22})^2 + 4D'_{12}D'_{21}} \right]. \quad (31)$$

联立以下三个方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon'_{\min}}{\partial u_1} &= 0, \\ \frac{\partial \varepsilon'_{\min}}{\partial u_2} &= 0, \\ \varepsilon'_{\min}(H_{c2}^{\perp c}, u_1, u_2) &= 0 \end{aligned} \quad (32)$$

就可以求出垂直于 c 轴的上临界磁场.

选择参数 $m_{1z} = 59m_e$, $m_{2z} = 1.1m_e$ 拟合实验数据, 计算结果如图 1 所示 (实线), 与实验数据符合得很好. 在对平行和垂直于 c 轴的上临界磁场进行的过程中, 我们一共自由选取了五个 GL 参数, 即 $m_1, m_{1z}, m_{2z}, \alpha_{10}, T_{c1}$ 其中 m_1, α_{10}, T_{c1} 对两条曲线都有影响. 由于 D_{ij} 与 m_{1z} 和 m_{2z} 无关, 所以 m_{1z} 和 m_{2z} 只影响垂直于 c 轴方向上的关系曲线.

上临界磁场的各向异性参数 γ_H 表示为

$$\gamma_H = \frac{H_{c2}^{\perp c}}{H_{c2}^{\parallel c}}. \quad (33)$$

将 NbS_2 各向异性参数 γ_H 随温度的依赖关系 (实线) 绘于图 2, 并且将其与 MgB_2 和 NbSe_2 的数据进行对比. 图 2 中实心圆点、空心圆点和实心三角形分别代表 $\text{NbS}_2, \text{MgB}_2$ 和 NbSe_2 的 γ_H 实验数据点 [18]. 计算结果显示 NbS_2 的 γ_H 随温度的依赖关系在 $0.8T_c$ 附近出现下降, 在 $0.8T_c - T_c$ 之间, γ_H 值由 7.3 下降到 7.0 左右, 这一计算结果与实验数据在误差范围内符合. 实验数据显示, MgB_2 上临界磁场的各向异性参数在 2.2—4.8 之间 [18], NbSe_2 上临界磁场的各向异性参数在 2.5—3.5 之间, 通过对比可以看出, 相对于 MgB_2 和 $\text{NbSe}_2, \text{NbS}_2$ 的上临界磁场的各向异性更大.

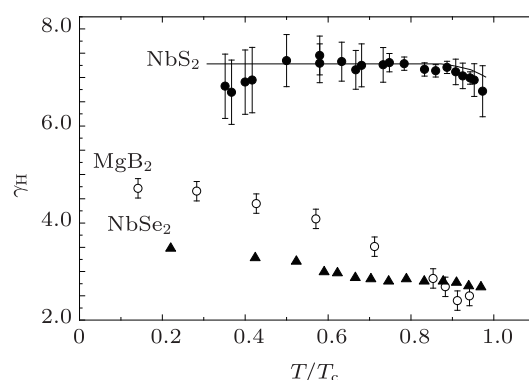


图 2 NbS_2 上临界磁场各向异性参数随温度的依赖关系, 以及 $\text{NbS}_2, \text{MgB}_2$ 和 NbSe_2 上临界磁场各向异性参数对比

已知 MgB_2 是由一个二维的 σ 带和一个三维的 π 带构成, 且 σ 带的有效质量比约为 40, π 带的有效质量比约为 2 [19, 23, 24]. NbS_2 也表现出了类似的性质, NbS_2 的较大能隙所对应能带的有效质量比 m_{1z}/m_1 约为 54, 另一能带的 m_{2z}/m_2 约为 1.1, 基本是各向同性的. 通过比较可以看出, 相对于 MgB_2 和 NbSe_2 而言, NbS_2 的有效质量各向

异性更大,这是造成 NbS₂ 的 γ_H 明显大于 MgB₂ 和 NbSe₂ 的重要原因^[15].

4 结论

本文主要运用两带 Ginzburg-Landau 理论计算

了超导材料 NbS₂ 的上临界磁场,以及上临界磁场各向异性参数随温度的变化情况. 所得计算结果与已有实验数据能够很好地符合,充分说明了 NbS₂ 的超导电性具有两能隙特征. 计算结果还表明, NbS₂ 的较大能隙所对应能带的有效质量比约为 54 另一能带基本是各向同性的.

-
- [1] Nagamatsu J, Nakagawa N, Muranaka T, Zenitani Y, Akimitsu J 2001 *Nature* **63** 410
- [2] Kortus J, Mazin I I, Belashchenko K D, Antropov V P, Boyer L L 2010 *Phys. Rev. Lett.* **86** 4656
- [3] Liu A Y, Mazin L Y, Kortus J 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 087005
- [4] Bouquet F, Fisher R A, Phillips N E 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 047001
- [5] Chen X K, Konstantinovich M J, Irwin J C 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 157002
- [6] Matthias B T, Geballe T H, Compton V B 1963 *Rev. Mod. Phys.* **35** 1
- [7] Yokoyama T, Kiss T, Chainani A, Shin S, Nohara M, Takagi H 2001 *Science* **294** 2518
- [8] Fletcher J D, Carrington A, Diener P, Rodiere P, Brison J P, Prozorov R, Olheiser T, Giannetta R W 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 057003
- [9] Huang C L, Lin J Y, Chang Y T, Sun C P, Shen H Y, Chou C C, Berger H, Lee T K, Yang H D 2007 *Phys. Rev. B* **76** 212504
- [10] Hambourger P D, DiSalvo F J 1980 *Physica B* **99** 173
- [11] Thompson A H, Gamble F R, Koehler R F 1972 *Phys. Rev. B* **5** 2811
- [12] DiSalvo F J, Bagley B G, Voorhoeve J M, Waszczak J V 1973 *J. Phys. Chem. Solids* **34** 1357
- [13] Edwards J, Frindt R F 1971 *J. Phys. Chem. Solids* **32** 2217
- [14] Prober D E, Schwall R E, Beasley M R 1980 *Phys. Rev. B* **21** 2717
- [15] Pfalzgraf B W, Spreckels H 1987 *J. Phys. C* **27** 4359
- [16] Moncton D E, Axe J D, DiSalvo F J 1975 *Phys. Rev. Lett.* **34** 734
- [17] Guillamon I, Suderow H, Vieira S, Cario L, Diener P, Rodiere P 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 166407
- [18] Kacmarc J, Pribulova Z, Marcenat C, Klein T, Rodiere P, Cario L, Samuely P 2010 *Phys. Rev. B* **82** 014518
- [19] Zhitomirsky M E, Dao V H 2004 *Phys. Rev. B* **69** 054508
- [20] Askerzade I N, Gencer A, Guclu N 2002 *Supercond. Sci. Technol.* **15** 13
- [21] Doh H, Sigrist M, Cho B K, Lee S 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 5350
- [22] Tinkham M 1996 *Introduction to Superconductivity* (2nd Ed.) (New York: McGraw-Hill) p134
- [23] Yang D S, Wu B M, Li B, Zheng W H, Li S Y, Fan R, Chen X H, Cao L Z 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 683 (in Chinese) [杨东升, 吴柏枚, 李波, 郑卫华, 李世燕, 樊荣, 陈仙辉, 曹烈兆 2003 物理学报 **52** 683]
- [24] Sun X, Huang X, Wang Y Z, Feng Q R 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 087401 (in Chinese) [孙玄, 黄煦, 王亚洲, 冯庆荣 2011 物理学报 **60** 087401]

Theoretical analysis on the upper critical field of superconductor NbS₂ *

Huang Hai Lu Yan-Yan[†] Wang Wen-Jie

(*Mathematics and Physics Department, North China Electric Power University, Beijing 102206, China*)

(Received 12 January 2012; revised manuscript received 13 February 2012)

Abstract

From the two-band Ginzburg-Landau theory, we study the temperature dependence of upper critical field on the layered superconductor NbS₂. The temperature dependence of the anisotropic parameter for upper critical field is also obtained. All the results fit the experimental data well in a broad temperature range. Thus our results show strong evidence that two-gap scenario is better to account for the superconductivity of NbS₂. The anisotropic parameter of the upper critical field for NbS₂ starts to decrease from 5.0 K, and this behavior is similar to those of MgB₂ and NbSe₂. However for NbS₂ this number is about 7.3, which is much greater than the ones in MgB₂ and NbSe₂. The results also show that the band with the larger gap exhibits that the effective mass ratio between the in-plane and out-of-plane direction is about 54, and the other band indicates that the effective mass ratio is almost isotropic.

Keywords: Ginzburg-Landau theory, upper critical field, NbS₂

PACS: 74.20.De, 74.25.Op

* Project supported by the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant No. 12ZP11).

[†] E-mail: 737414347@qq.com