

London磁场的物理机制研究

伍岳 肖立业

Physical mechanism of London moment

Wu Yue Xiao Li-Ye

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 137401 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211995

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211995>

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

FeSe/SrTiO₃高温超导体中的电子条纹相

Stripe phase in high- T_c superconductor FeSe/SrTiO₃

物理学报. 2022, 71(12): 127304 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220118>

钒基笼目超导体

Kagome superconductors

物理学报. 2022, 71(11): 118103 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220891>

准一维Cr基超导体RbCr₃As₃的超导能隙

Superconducting gap of quasi-one-dimensional Cr-based superconductor RbCr₃As₃

物理学报. 2018, 67(20): 207411 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181692>

高压下的铁基超导体:现象与物理

Pressure-induced phenomena and physics in iron-based superconductors

物理学报. 2018, 67(20): 207409 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181651>

多带超导体中的自发磁场和奇频配对态

Spontaneous magnetic field and odd-frequency pairing state in multiband superconductors

物理学报. 2019, 68(16): 167401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190445>

铁基超导体的输运性质

The transport properties of iron-based superconductors

物理学报. 2021, 70(1): 017404 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201836>

London 磁场的物理机制研究*

伍岳¹⁾ 肖立业^{1)2)†}

1) (中国科学院电工研究所, 北京 100190)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2021 年 10 月 27 日收到; 2022 年 2 月 8 日收到修改稿)

超导体在旋转过程中会在其内部产生磁场, 称为 London 磁场. 目前, 包括 London 理论和 G-L 理论在内的多种理论都对 London 磁场的产生机理进行了解释. 从本质上, 这些理论解释大多认为旋转超导体最外层超导电子运动滞后并由此出现净余电流, 而 London 磁场则是由旋转超导体表面的净余电流产生的. 然而, 关于旋转超导体最外层超导电子运动滞后的原因, 目前仍没有明确的理论解释. 本文通过对旋转系中带电粒子, 以及旋转超导体中超导电子的贝里相位进行了理论分析, 结果表明旋转状态下超导电子的贝里曲率与 London 磁场具有相同的表达形式, 表明 London 磁场可视为 A-B 效应的逆效应, 也即基于贝里相位的一种宏观量子效应.

关键词: 旋转超导体, London 磁场, 贝里相位

PACS: 74.20.De, 74.25.-q

DOI: 10.7498/aps.71.20211995

1 引言

自从超导体被发现至今^[1], 其零电阻效应、完全抗磁性^[2](Meissner 效应) 以及约瑟夫森效应^[3]等得到广泛的研究和应用^[4-6]. 除此以外, 超导体在旋转状态下还会产生微弱的磁场, 即 London 磁场. 该效应在 1933 年由 Becker 等^[7]首次提出, Becker 等采用经典电磁学理论, 假定超导电子在超导体内部不受任何阻碍地自由运动, 因此当超导体从静止开始加速旋转时, 转动的只有原子核及正常态电子, 超导电子在初始阶段并不随超导体一起旋转, 原子核及正常态电子构成的正电荷背景在加速旋转过程中会产生不断变化的涡旋电流, 并在轴向产生一个变化磁场, 变化的磁场又会产生涡旋电场 \mathbf{E} :

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (1)$$

该涡旋电场将使超导电子随旋转超导体一起旋转:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{e}{m}\mathbf{E}, \quad (2)$$

式中, v 为超导电子运动速度; e 为电子电荷; m 为自由电子质量. 对于旋转超导体而言, $\mathbf{v} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}$. 结合 (1) 式和 (2) 式, 并假定初始时刻 $\boldsymbol{\omega}(t=0) = \mathbf{B}(t=0) = 0$, 对时间进行积分可得

$$\mathbf{B} = -\frac{2m}{e}\boldsymbol{\omega}. \quad (3)$$

(3) 式表明旋转的超导体将在内部产生磁场. 同时, 利用空间磁场在超导体边界的连续分布条件, 得出旋转超导体中超导电子的旋转将滞后于超导体正电荷背景, 这使得旋转超导体表面产生超导电流, 而 (3) 式中的磁场正是由此产生.

1960 年, London^[8]在 Becker 等^[7]的基础上, 假设 London 方程在旋转超导体中依然适用, 由 London 第二方程:

$$-\frac{m}{ne^2}\nabla \times \mathbf{j}_s = \mathbf{B}, \quad (4)$$

式中, n 为超导电子密度; 将超导电密度 $\mathbf{j}_s = ne\mathbf{v}$

* 国家自然科学基金创新研究群体科学基金 (批准号: 51721005) 和中国科学院电工研究所科研基金 (批准号: 2021000038) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xiao@mail.iee.ac.cn

表达式代入 (4) 式并考虑到 $v = \omega \times r$, 便可得出 (3) 式. 相比于 Becker 等的推导, London 的结果指出产生的磁场是超导体旋转的必然结果, 并与时间积分项无关. 由于他的工作, 该磁场也被称为 London 磁场. London 的理论虽然能够得到 London 磁场的表达式, 但是其推导过程是根据超导电子旋转产生的超导电流来反推出需要的 London 磁场, 并未明确指出 London 磁场的产生机理.

在这之后, 人们从不同理论角度出发, 对旋转超导体及 London 磁场的产生机理进行了一系列研究^[9–33]. Rystephanick^[9] 假设旋转超导体中超导电子受到的净作用力为 0, 因此需要产生电磁力抵消惯性力, 其中除了要产生轴向均匀磁场 (即 London 磁场) 抵消科里奥利力之外, 还要产生径向电场抵消惯性离心力, 但是该理论并未对抵消惯性力的电磁场的产生机理进行解释.

Capellmann^[10] 则从 G-L 理论出发, 提出旋转超导体的 G-L 方程要进行如下修正:

$$\alpha\psi + \beta|\psi|^2\psi + (\omega \times r)(-i\hbar\nabla + 2eA)\psi + \frac{1}{4m}(-i\hbar\nabla + 2eA - 2m(\omega \times r))^2\psi = 0, \quad (5)$$

$$j = -\frac{\hbar e}{2im}(\psi^*\nabla\psi - \psi\nabla\psi^*) + \frac{e}{m}|\psi|^2(-2eA + 2m(\omega \times r)). \quad (6)$$

当旋转速度 ω 不是非常快时, 可以认为超导电子波函数 ψ 是刚性的, 通过对 (6) 式两边求旋度, 并令 $\frac{\mu_0 e}{m}|\psi|^2 = \frac{1}{\lambda^2}$, 可以求得 London 磁场的表达式:

$$B \approx \left(1 - e^{\left(\frac{r-R}{\lambda}\right)}\right) \frac{2m\omega}{e}. \quad (7)$$

(7) 式表明旋转超导体内部磁场并非处处均匀, 通过 (6) 式可以得出旋转超导体表面的穿透深度内存在超导电流, 而 London 磁场正是来源于该超导电流^[11,12]. 然而, 该理论对于超导电流的产生原因并未进行解释.

Hirsch^[13–16] 则提出, 对于超导体来说, 由一对动量相反的电子构成 Cooper 对, Cooper 对的轨道半径扩展为 2λ 并远大于正常态电子的轨道. 由于在旋转超导体表面的超导电子在其轨道半径 2λ 范围内保持角动量守恒, 超导体表面的 2λ 深度的超导电子旋转速度为

$$v_s = \omega \times r \left(1 - \frac{2\lambda}{R}\right). \quad (8)$$

超导体最外层的超流电子速度较超导体旋转

速度而言存在滞后, 二者相差为

$$\Delta v_s = -2\lambda\omega. \quad (9)$$

London 磁场即由超导体最外层超导电流产生. 然而, 关于超导电子半径为何扩展为 2λ , 该理论并未进行解释, 且至今没有实验验证.

除了理论方面, 人们对于 London 磁场的实验研究也相继开展. Hildebrandt^[21] 率先利用磁通门磁强计获得了超导体 Nb 在加速 (或减速) 旋转过程中的 London 磁场信号变化. Brickman^[22] 利用机械转子带动超导棒在低温、磁屏蔽的环境下旋转, 并利用 SQUID 探测线圈检测磁场信号, 成功探测到金属 Sn, Al 以及合金 InBi 等传统超导体在超导转变温度下 London 磁场随超导体角速度的变化, 验证了旋转超导体中 London 磁场的存在. 铜氧化物高温超导体^[23], 以及重费米子超导体中^[24] 的 London 磁场也相继通过实验得以证实. 但是, 已有的实验并未对旋转超导体内 London 磁场的空间分布进行测试研究, 因而无法依据实验结果对 London 磁场的物理机制做出准确的判断. 关于 London 磁场均匀性的实验验证工作仍有待开展.

超导现象的本质是宏观量子现象, 大量超导电子处于相位相干态. 目前对于旋转超导体的理论研究主要集中于超导电子在旋转坐标系下的运动规律, 而对于作为一种宏观量子态的超导体内部电子波函数相位变化关注较少. 本文将从带电粒子在旋转作用下的贝里相位^[34] 出发, 进而推广至具有宏观量子效应的超导电子, 并对超导电子的贝里相位与 London 磁场的关系进行探讨.

2 旋转作用下的超导电子

2.1 旋转作用下超导电子的薛定谔方程

临界温度以下, 超导体内部将形成超导电子 (库伯对) 并发生宏观凝聚现象, 超导电子的运动状态将由描述宏观体系的集体波函数表示. 由 BCS 理论^[35] 可知, 超导电子集体基态波函数可以写为

$$\Psi_{\text{BCS}} = \prod_k (u_k + v_k c_{k\uparrow}^* c_{-k\uparrow}^*) \Psi_0, \quad (10)$$

式中, u_k , v_k 分别为动量为 k 的对态未被占据和占据的几率振幅; $c_{k\uparrow}^*$ 为电子产生算符; Ψ_0 为真空态. 利用场算符 φ 代替 $c_{k\uparrow}$:

$$\varphi(r\alpha) = \sum_k e^{ik \cdot r} c_{k\alpha}, \quad (11)$$

$$\varphi^*(\mathbf{r}\alpha) = \sum_k e^{-ik \cdot \mathbf{r}} c_{k\alpha}^* \quad (12)$$

($\alpha = \uparrow$ 或 \downarrow). 则超导电子体系哈密顿量可以写为

$$\begin{aligned} H_0 = & \sum_{\alpha} \int d\mathbf{r} \varphi(\mathbf{r}\alpha) h(\mathbf{r}) \varphi^*(\mathbf{r}\alpha) \\ & - \frac{1}{2} \sum \int d\mathbf{r} d\mathbf{r}' V \varphi^*(\mathbf{r}\alpha) \varphi^*(\mathbf{r}'\alpha') \\ & \times \varphi(\mathbf{r}'\alpha') \varphi(\mathbf{r}\alpha), \end{aligned} \quad (13)$$

式中, V 为超导电子相互吸引势; $h(\mathbf{r})$ 为单电子哈密顿量:

$$h(\mathbf{r}) = \frac{1}{2m} (-i\hbar \nabla + e\mathbf{A}^{em})^2 + U_0 - E_F, \quad (14)$$

其中 \mathbf{A}^{em} 为外部电磁矢势; U_0 为任意外势; E_F 为费米能级.

可以看出, 超导电子集体运动中的单电子哈密顿量和微观体系中单个自由电子具有相同的形式 (只是多了吸引势和外势作用), 因此在讨论旋转超导体中的超导电子时, 可以从旋转作用下的单个自由电子出发, 而在推广至超导电子时, 只用将波函数由单个自由电子变为超导电子.

考虑转动系下 (不考虑外部电磁场), 电子受到的惯性力可以写为

$$\mathbf{F} = 2m\mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega} - m\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) - m \frac{d\boldsymbol{\omega}}{dt} \times \mathbf{r}, \quad (15)$$

式中, m 为电子质量; \mathbf{v} 为电子的速度; $\boldsymbol{\omega}$ 为转动系的角速度. (15) 式中的第一项为科里奥利力, 第二项为惯性离心力, 第三项为角加速度项.

考虑到惯性离心力为一保守力, 因此可以将其写为标量势的梯度形式:

$$m\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) = m\nabla U. \quad (16)$$

在这里 U 为引入的标量势. 令矢量势 $\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r} = \mathbf{a}$, 代入 (15) 式, 可得

$$\mathbf{F} = m \left(-\nabla U - \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} + \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{a}) \right). \quad (17)$$

在这里用到公式 $\nabla \times \mathbf{a} = 2\boldsymbol{\omega}$. 将 (17) 式写成张量形式, 有

$$\begin{aligned} F_i = & m \left(-\partial_i U - \frac{\partial a_i}{\partial t} + e_{ikl} v_k (e_{lpq} \partial_p a_q) \right) \\ = & m \left(-\partial_i U - \frac{\partial a_i}{\partial t} + (v_k \partial_i a_k - v_k \partial_k a_i) \right). \end{aligned} \quad (18)$$

注意到 $v_k \partial_i a_k = \partial_i (v_k a_k)$, $v_k \partial_k a_i = \frac{da_i}{dt} - \frac{\partial a_i}{\partial t}$, 将其代入 (13) 式可以得到:

$$F_i = m \left(-\partial_i (U - v_k a_k) - \frac{da_i}{dt} \right). \quad (19)$$

因为转动系的矢量势 \mathbf{a} 与电荷的运动速度无关, 因此 (19) 式又可以写为

$$F_i = m \left[-\partial_i (U - v_k a_k) + \frac{d}{dt} \frac{\partial}{\partial v_i} (U - v_k a_k) \right]. \quad (20)$$

将 (20) 式代入拉格朗日方程, 得到:

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} \frac{\partial}{\partial v_i} (T + mv_k a_k - mU) \\ & - \frac{\partial T}{\partial x_i} (T + mv_k a_k - mU) = 0. \end{aligned} \quad (21)$$

则自由电子在转动系下的拉格朗日函数为

$$L = T + m\mathbf{v} \cdot \mathbf{a} - mU. \quad (22)$$

对应的正则动量和哈密顿函数为

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v} + m\mathbf{a}, \quad (23)$$

$$H = \frac{1}{2m} (\mathbf{p} - m\mathbf{a})^2 + mU. \quad (24)$$

则自由电子在旋转作用下的薛定谔方程可以写为

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi = \frac{1}{2m} (-i\hbar \nabla - m\mathbf{a})^2 \psi + mU \psi. \quad (25)$$

如前文中提到的, 对于旋转超导体而言 (25) 式同样适用, 只不过此时的 ψ 代表超导电子波函数.

2.2 旋转超导体的贝里相位与 London 磁场

考虑一旋转超导圆盘 (图 1 所示), 旋转角速度为 ω , 在距离旋转轴 \mathbf{R} 处存在一密闭盒子, 数量为 N 的超导电子位于盒中, 其坐标为 \mathbf{r} .

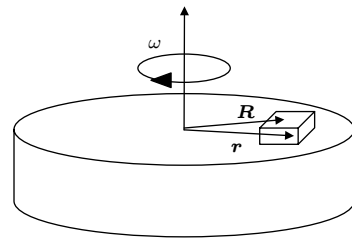


图 1 旋转超导体示意图

Fig. 1. Schematic diagram of rotating superconductor.

由于超导电子是一个多体系统, 其集体波函数可以写为如下形式:

$$\psi = \psi(r_1, r_2, r_3 \cdots r_N), \quad (26)$$

式中, $r_1, r_2, r_3 \cdots r_N$ 为超导电子空间坐标. 令 $|n, R\rangle$ 和 $E_n(\mathbf{R})$ 分别为超导体旋转状态下超导电子的本征态和能量本征值, 则对于超导电子定态薛定谔方程, 其形式解可以写为 [36]

$$\langle \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3 \cdots \mathbf{r}_N | n, \mathbf{R} \rangle = \psi_n = \exp \left\{ \sum_{j=1}^N \frac{im}{\hbar} \int_R^{r_j} d\mathbf{r}'_j \cdot \mathbf{a}(\mathbf{r}') \right\} \psi_n^0, \quad (27)$$

其中 ψ_n^0 满足 $\omega = 0$ 时的定态薛定谔方程. 现考虑密闭盒子在旋转超导体内延闭合路径缓慢转过一圈的情形. 利用完备性公式:

$$\begin{aligned} \langle n, \mathbf{R} | \nabla_R | n, \mathbf{R} \rangle &= \int d\mathbf{r}_1 \cdots d\mathbf{r}_N \langle n, \mathbf{R} | \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3 \cdots \mathbf{r}_N \rangle \langle \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3 \cdots \mathbf{r}_N | \nabla_R | n, \mathbf{R} \rangle \\ &= \int d^3\mathbf{r} \langle n, \mathbf{R} | \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3 \cdots \mathbf{r}_N \rangle \nabla_R \langle \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3 \cdots \mathbf{r}_N | n, \mathbf{R} \rangle. \end{aligned} \quad (28)$$

将 (27) 式代入 (28) 式, 可得

$$\begin{aligned} &\langle n, \mathbf{R} | \nabla_R | n, \mathbf{R} \rangle \\ &= \int d^3\mathbf{r} \exp \left\{ - \sum_{j=1}^N \frac{im}{\hbar} \int_R^{r_j} d\mathbf{r}'_j \cdot \mathbf{a}(\mathbf{r}') \right\} \psi_n^{0*} \left[\frac{im}{\hbar} \mathbf{a}(\mathbf{R}) \cdot \exp \left\{ \sum_{j=1}^N \frac{im}{\hbar} \int_R^{r_j} d\mathbf{r}'_j \cdot \mathbf{a}(\mathbf{r}') \right\} \psi_n^0 \right. \\ &\quad \left. + \exp \left\{ \sum_{j=1}^N \frac{im}{\hbar} \int_R^{r_j} d\mathbf{r}'_j \cdot \mathbf{a}(\mathbf{r}') \right\} \nabla_R \psi_n^0 \right] = N \frac{im}{\hbar} \mathbf{a}(\mathbf{R}) + \int d^3\mathbf{r} \psi_n^{0*} \nabla_R \psi_n^0. \end{aligned} \quad (29)$$

对于 (29) 式右边的第二项, 由于 ψ_n^0 为非旋转状态下超导电子集体波函数, 且与 \mathbf{R} 的选择无关, 因此该积分项为一标量常数项, 延闭合路径积分为 0. 由此, 旋转超导体内所有 N 个超导电子沿闭合路径转过一圈产生的贝里相位总和为

$$\begin{aligned} \gamma_N(C) &= i \oint_C d\mathbf{R} \langle n, \mathbf{R} | \nabla_R | n, \mathbf{R} \rangle \\ &= N \frac{m}{\hbar} \oint_C d\mathbf{R} \cdot \mathbf{a}(\mathbf{R}). \end{aligned} \quad (30)$$

对应于每个超导电子, 其产生的贝里相位为

$$\gamma(C) = \frac{m}{\hbar} \oint_C d\mathbf{R} \cdot \mathbf{a}(\mathbf{R}). \quad (31)$$

利用斯托克斯公式:

$$\begin{aligned} \gamma(C) &= \frac{m}{\hbar} \int d\mathbf{S} \cdot (\nabla \times \mathbf{a}(\mathbf{R})) \\ &= \frac{q}{\hbar} \frac{2m\omega}{q} S = \frac{q}{\hbar} \Phi. \end{aligned} \quad (32)$$

可以看出, 所有超导电子在旋转作用下沿闭合路径积分一圈时获得的附加相位与存在外加磁矢势的情况 (见贝里等人推导 A-B 效应的结果) 具有一致的形式, 在这里磁通量 Φ 由强度为 $\frac{2m}{q}\omega$ 的磁场产生, 该磁场即为 London 磁场.

对于常规导体材料而言, 其内部大量自由电子

构成一个多体系统, 当系统处于旋转作用中时, 由于系统内的自由电子相位无相干性, 因此无法宏观体现贝里相位. 不同于常规导体材料, 超导体内部的超导电子处于宏观量子态, 超导电子之间的相位并非杂乱无章, 而是在超导体内保持相位相干一致性, 因而超导电子相位的集体变化 (贝里相位变化) 将可能具有宏观效应, 图 2 所示为常规导体内部电子和超导体内部电子在旋转作用下的相位变化示意图.

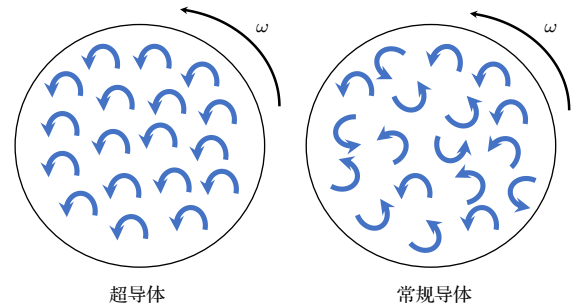


图 2 常规导体与超导体旋转过程中内部电子贝里相位变化示意图. 图中常规导体与超导体内部的半圆形箭头表示旋转过程中电子产生的贝里相位

Fig. 2. Schematic diagram of the Berry phase during the rotation of conventional conductors and superconductors. The semicircular arrows inside the conventional conductor and superconductor in the figure represent the Berry phase of electronics.

在旋转作用下超导电子沿旋转空间闭合回路旋转一周, 对应的贝里曲率正好为 London 磁场 $\frac{2m}{q}\omega$, 因此, 旋转超导体的 London 磁场可以看做超导电子贝里相位的宏观效应, 即可以视为超导电子贝里相位的变化产生了一个磁场, 也可以看作 A-B 效应的逆效应.

3 讨 论

对于一个量子体系而言, 要产生贝里相位并成为可观测量, 需要满足两个条件: 首先, 只有量子体系波函数在物理参量空间对应的贝里曲率不为零的情况下, 才可以产生非零的贝里相位. 可以看出, 无论是在旋转还是外加磁场空间都会产生非零的贝里曲率. 其次, 贝里相位的可观测性还取决于观测的对象. 在微观系统中, 例如 A-B 效应、自旋 1/2 的粒子在外磁场中的运动等实验现象都是贝里相位的微观体现. 而对于大多数宏观系统而言, 其内部包含大量随机运动的粒子, 且粒子的波函数相位杂乱无序, 每个粒子产生的贝里相位也不具备相干性, 因而大多数多粒子系统的贝里相位无法被实验观测到. 超导体是为数不多的具有宏观量子效应的材料, 由于其内部的超导电子具有相位相干性, 因此可以实现贝里相位的实验观测.

旋转超导体 London 磁场与超导电子的贝里相位可能存在密切关联, 而 London 磁场的产生原因有以下两种可能:

1) 为使超导电子保持相位不变, 即要求超导电子在旋转一周后产生的贝里相位为 0. 为此, 需要产生一个等效的反向磁场 $B = -\frac{2m_e}{e}\omega$ 来抵消旋转作用下产生的贝里相位, 该磁场即为 London 磁场^[36].

2) 有关贝里相位的经典实验 (例如 A-B 效应等) 已经清楚地表明空间磁矢势可以影响带电粒子的相位, 从而产生一个非平庸的贝里相位, 说明磁矢势 (磁场) 可以改变粒子波函数的几何相位; 本文认为, 贝里相位的变化也可能产生等效的磁矢势, 磁矢势改变波函数几何相位的逆效应同样存在, 即 London 磁场来自旋转超导体内超导电子贝里相位的变化.

上述理论假设需要设计实验并进一步确定. 首先, 若 London 磁场起源于超导电子的相位刚性或

贝里相位的变化, 超导体内部空间的 London 磁场应该均匀分布; 而如果 London 磁场由旋转超导体在最外层形成的超导电流产生, 则该磁场在旋转超导体内的分布就不是均匀的. 因此可以通过测试旋转超导体内 London 磁场的空间分布情况进行验证. 除此以外, 还可以通过测试旋转超导体是否存在径向电场来进一步确定 London 磁场的产生机理.

4 结 论

本文对带电粒子旋转作用下的贝里相位进行了理论分析, 进而推广至旋转超导体中超导电子的贝里相位, 并得出产生 London 磁场的两种可能的物理机制: 即源于超导电子抵消贝里相位变化, 或是由贝里相位的变化可以产生磁矢势 (即 A-B 效应的逆效应). 然而, 目前还未有实验进行验证. 因此, 相关的问题仍有待进一步研究.

感谢中国科学院电工研究所客座学者邵明学研究员的有益帮助.

参考文献

- [1] Kammerligh Onnes H 1911 *Leiden. Commun.* **122** 122
- [2] Meissner W, Ochsenfel R 1933 *Sci. Nat.* **21** 44
- [3] Johephson B D 1962 *Phys. Lett.* **1** 251
- [4] Lin L Z 1994 *Adv. Technol. Electr. Eng. Energy* **3** 25 (in Chinese) [林良真 1994 电工电能新技术 **3** 25]
- [5] Vodel W, Makiniemi K. 1992 *Meas. Sci. Technol.* **3** 12
- [6] Welty R P, Martinis J M 1991 *IEEE. Trans. Magn.* **27** 2
- [7] Becker R, Heller G, Sauter F 1933 *Kugel Z. Phys.* **85** 772
- [8] London F 1960 *Superfluids* **1** 78
- [9] Rystephanick R G 1976 *Am. J. Phys.* **44** 647
- [10] Capellmann H 2002 *Eur. Phys. J. B* **25** 25
- [11] Ouyang S G, Guan Y, She W L 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1596 (in Chinese) [欧阳世根, 关毅, 余卫龙 2002 物理学报 **51** 1596]
- [12] Lipavsky P, Bok J, Kolacek J 2013 *Physica C* **492** 144
- [13] Hirsch J E 2019 *Ann. Phys.* **531** 10
- [14] Hirsch J E 2019 *Phys. Lett. A* **383** 1
- [15] Hirsch J E 2014 *Phys. Scr.* **89** 015806
- [16] Hirsch J E 2007 *Phys. Lett. A* **366** 615
- [17] Tajmar M, de Matos C J 2003 *Physica C* **385** 551
- [18] Tajmar M, de Matos C J 2005 *Physica C* **420** 1
- [19] Tajmar M, De Matos C J 2001 *J. Theor.* **3** 1
- [20] Ross D K 1983 *J. Phys. A:Math. Theor.* **16** 1331
- [21] Hildebrandt AF 1964 *Phys. Rev. Lett.* **12** 8
- [22] Brickman N F 1969 *Phys. Rev.* **184** 2
- [23] Verheijen A A 1990 *Physica B* **165** 6
- [24] Sanzari M A, Cui H L, Karwacki F 1996 *Appl. Phys. Lett.* **68** 3802
- [25] Xie X M, Sun Y 2008 *Rare. Met. Mater. Eng.* **37** 420 (in

- Chinese) [谢晓明, 孙越 2008 稀有金属材料与工程 **37** 420]
- [26] Jachmann F, Hucho C 2007 *Solid. State. Commun.* **142** 212
- [27] Fil V D, Fil D V, Zholobenko A N, Burma N G, Avramenko Y A, Kim J D, Choi S M, Lee S I 2006 *Europhys. Lett.* **76** 3
- [28] Gawlinski E T 1993 *Phys. Rev. B* **48** 351
- [29] Liu M 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 15
- [30] Tate J, Cabrera B, Felch S B, Anderson J T 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 845
- [31] Hipkins D, Felson W, Xiao Y M 1996 *Czech. J. Phys.* **46** 2871
- [32] Hoang L P, Le D N, Pham D A, Nguyen T K C, Nguyen T m A, Ngo X C, Hoang T D, Nguyen T B and Cao B X 2019 *Mater. Lett.* **262** 127176
- [33] Cabrera B, Gutfreund H, Little W A 1982 *Phys. Rev. B* **25** 11
- [34] Berry M V 1984 *Proc. R. Soc. London, Ser. A.* **391** 45
- [35] De Gennes P G 2013 *Superconductivity of Metals and Alloys* (Beijing: Higher Education Press) p107 (in Chinese) [P. G. 德热纳 2013 金属与合金的超导电性 (北京: 高等教育出版社) 第107页]
- [36] Koizumi H 2021 *J. Supercond. Nov. Magn.* **34** 5

Physical mechanism of London moment^{*}

Wu Yue¹⁾ Xiao Li-Ye¹⁾²⁾†

1) (*Institute of Electrical Engineering, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 27 October 2021; revised manuscript received 8 February 2022)

Abstract

The superconductor will generate a magnetic field inside the superconductor during its rotation, which is called the London moment. At present, a variety of theories including London theory and G-L theory have explained the generation mechanism of London moment. Most of these theories essentially believe that the superconducting electrons in the surface layer of the rotating superconductor lag behind and have a net residual current. The London moment is produced by the net residual current on the surface of the rotating superconductor. However, there is still no clear theoretical explanation for the motion lag of the outermost superconducting electrons in rotating superconductors. In this paper the charged particles in the rotating system and the Berry phase of the superconductor in the rotating superconductor are analyzed. The results show that the Berry curvature of the superconductor has the same expression form as the London moment, indicating that the London moment may be the inverse effect of A-B effect, which is a macroscopic quantum effect based on Berry phase.

Keywords: rotating superconductor, London moment, Berry phase

PACS: 74.20.De, 74.25.-q

DOI: 10.7498/aps.71.20211995

* Project supported by the Science Fund for Creative Research Groups of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51721005), and The Institute of Electrical Engineering, CAS(Grant No. 2021000038).

† Corresponding author. E-mail: xiao@mail.iee.ac.cn