

旋转超导转子的氦气阻尼特性*

张源¹⁾²⁾ 胡新宁^{1)2)†} 崔春艳¹⁾ 崔旭³⁾牛飞飞¹⁾ 王路忠¹⁾²⁾ 王秋良¹⁾²⁾

1) (中国科学院电工研究所, 北京 100190)

2) (中国科学院大学电子电气与通信工程学院, 北京 100049)

3) (中国科学院赣江创新研究院, 赣州 341119)

(2023 年 12 月 24 日收到; 2024 年 2 月 3 日收到修改稿)

超导转子磁悬浮装置可制作角速度传感器, 超导转子的高速驱动是实现超导转子磁悬浮装置高精度的基础. 超导转子的热损耗和径向质量偏心会使超导转子在驱动过程中热失超和共振, 所以在超导转子的驱动过程中, 超导球腔中需要保持定量的氦气, 以此传递超导转子的产热和抑制超导转子的共振. 但氦气同时会对超导转子产生阻力, 影响超导转子的驱动过程. 基于此开展了超导转子在氦气中的阻力矩研究, 首先引入范德瓦耳斯方程分析了低温氦气的性质, 提出了一种低温氦气对超导转子阻力矩的研究方法, 并进行实验验证. 然后基于有限元方法分析了超导转子旋转驱动的电磁结构和电磁力矩, 并研究了氦气对超导转子加速过程的影响, 包括临界驱动速度、超导转子的加速时间和氦气对超导转子的摩擦热等. 研究结果提供了一种低温气体对旋转超导体阻力矩的研究方法, 为进一步优化超导转子的驱动过程提供参考.

关键词: 超导磁悬浮, 超导转子, 氦气阻力矩, 电磁驱动**PACS:** 84.71.Ba, 85.70.Rp, 45.20.da**DOI:** 10.7498/aps.73.20232011

1 引言

超导体的迈斯纳效应和零电阻特性可使磁场中的超导体实现近乎零损耗的非接触支撑^[1-4]. 超导转子在极低的温度下工作, 其材料具有膨胀系数小、蠕变小和化学活性低的优势^[5,6], 因此应用超导磁悬浮技术的仪器具有极高的精度潜力. 高速旋转转子的极轴在惯性坐标系中具有固定的方位, 基于此原理, 超导转子磁悬浮装置可制作高精度角速度传感器. 超导转子的转速越高, 其极轴的定向性越好, 即超导转子的高转速是实现超导转子磁悬浮装置高精度测量的基础. 高速旋转的超导转子由悬浮线圈产生的磁场悬浮, 并由定子线圈产生的脉冲磁

场驱动. 超导转子在驱动过程中存在各种热损耗, 同时超导转子的径向质量偏心会使超导转子在驱动过程发生共振^[7]. 所以超导转子在加速过程中, 超导球腔需要保持足够量的氦气, 传递超导转子的产热以及抑制超导转子的共振.

然而, 超导球腔中的氦气也会对旋转的超导转子产生阻力矩, 从而影响超导转子的加速过程. 关于气体在旋转转子上的阻力矩已有许多研究. 文献^[8]测量了低密度气流中的阻力; 文献^[9-12]研究了自由旋转转子在稀薄气体的阻力矩; 文献^[13]给出了超导转子在中等压强氦气的阻力矩公式, 但该公式不含压强参数, 因此在高压条件下误差较大. 以上研究大都属于稀薄气体领域的氦气对自由旋转超导转子的阻力矩, 而属于较高压强的氦气对

* 国家自然科学基金 (批准号: 51721005) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xininghu@mail.iee.ac.cn

超导转子阻力矩的研究很少. 为确保超导转子加速过程的可靠性, 超导球腔在驱动前需要充入足够量的氦气, 最高可达到一个大气压. 因此研究属于非稀薄气体领域的氦气对超导转子的阻力矩对优化超导转子的驱动过程具有重要意义.

本文在上述研究基础上, 开展了超导转子在属于非稀薄气体的氦气中转动的阻尼特性研究, 引入范德瓦耳斯方程分析了超导低温下气体的克努森数, 结合斯托克斯第一问题和雷诺定律分析了超导转子的阻力矩并进行实验验证, 然后通过有限元方法分析超导转子的驱动电磁力矩, 最后研究超导转子驱动过程中氦气阻力矩的影响, 如驱动临界转速、加速时间和摩擦热等. 分析结果为超导低温下非稀薄气体对旋转体的阻力研究, 以及超导转子驱动结构的优化提供参考.

2 超导转子的氦气阻力矩分析

2.1 超导球腔的氦气流分析

气体可划分为非稀薄气体和稀薄气体, 非稀薄气体符合连续介质假设, 而稀薄气体可分为滑流、过渡流和自由分子流. 克努森数 K_n 可作为划分气体种类的依据, 克努森数小于 0.01 的气体属于非稀薄气体, 克努森数大于 0.01 的气体属于稀薄气体. 克努森数是分子平均自由程 λ 与流动特征长度 L 的比值^[14,15], 克努森数 K_n 的公式:

$$K_n = \frac{\lambda}{L} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n L}, \quad (1)$$

式中, d 是气体分子直径, n 是分子数密度.

本文主要研究属于非稀薄气体领域的氦气在 4.2 K 温度下对超导转子的阻力矩. 超导球腔的分子数密度 n , 由超导球腔的压强 P 决定. 在 4.2 K 的超低温下, 理想气态方程不能正确反映超导球腔的分子数密度和超导球腔压强的关系^[16,17], 此时需要引入范德瓦耳斯方程分析超导球腔的气体特性:

$$\left(P + \frac{n^2}{N_A^2} \cdot a\right) \left(1 - \frac{n}{N_A} \cdot b\right) = \frac{n}{N_A} RT, \quad (2)$$

式中 N_A 是 1 mol 分子中的分子数, a 和 b 是范德瓦耳斯方程常数, R 是理想气体常数, T 是绝对温度. 氦气的范德瓦耳斯方程常数 a 等于 $0.03412 \text{ atm} \cdot \text{L}^2/\text{mol}^2$, b 等于 0.0237 L/mol ^[18]. 氦气的分子直径为 $2.18 \times 10^{-10} \text{ m}$, 特征尺寸由超导转

子磁悬浮系统的标称间隙决定.

图 1 是超导转子磁悬浮装置的结构示意图, 超导转子磁悬浮结构由超导转子、整形铈块、悬浮线圈和中心柱组成, 其中定子线圈和力矩线圈绕制在中心柱上. 超导体的迈斯纳效应使得悬浮线圈产生的磁场无法穿透超导转子和整形铈块, 被迫流入超导转子和整形铈块之间的狭窄缝隙形成高密磁通, 从而实现对超导转子的悬浮. 力矩线圈产生的磁场使超导转子保持竖直状态, 定子线圈产生的脉冲磁场实现对超导转子的驱动. 超导转子顶部的花纹图案与光纤检测系统用来识别超导转子的旋转位置和旋转速度^[19]. 超导转子的直径为 50 mm, 由铈块形成的超导球腔直径为 51 mm, 则超导球腔的氦气流特征尺寸等于 0.5 mm. 结合方程 (1) 和方程 (2) 可计算超导球腔不同氦气压强对应的克努森数 K_n , 如表 1 所示.

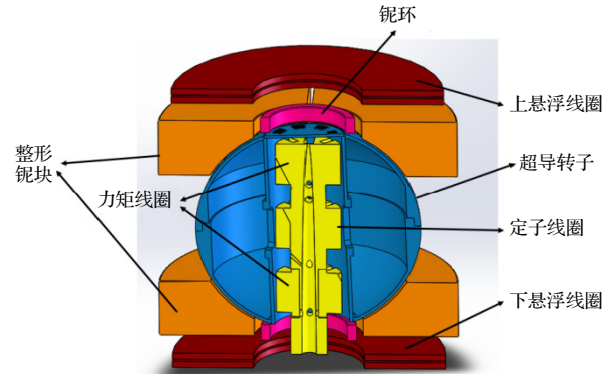


图 1 超导转子磁悬浮结构示意图

Fig. 1. Magnetic suspension structure diagram of the superconducting rotor.

表 1 超导球腔压强对应的克努森数

Table 1. Knudsen number corresponding to pressure in superconducting sphere cavity.

压强/Pa	克努森数 K_n	气体领域
$P > 38.4$	$K_n < 0.01$	非稀薄气体
$38.4 > P > 3.84$	$0.01 < K_n < 0.1$	滑流
$3.84 > P > 0.0384$	$0.1 < K_n < 10$	过渡领域
$0.0384 > P$	$10 < K_n$	自由分子流

在超导转子驱动过程中, 超导球腔的氦气属于非稀薄气体, 可用流体力学的边界层理论对超导转子的阻力矩进行分析. 非稀薄气体符合连续介质假设, 所以超导转子表面的气体会随之旋转. 超导转子的工作转速设置在 200 Hz 以内, 按 200 Hz 计算超导转子表面边界层流气的最大马赫数:

$$Ma = v/c = 0.092, \quad (3)$$

式中, v 是超导转子表层的最大速度, c 是声速.

当气体马赫数小于 0.3 时, 可认为气体是不可压缩流体, 其体积力可被忽略^[20]. 在温度 4.2 K、压强 10^5 Pa、超导转子的转速 200 Hz 时, 通过 (2) 式和 (4) 式可得出氦气流雷诺数是 2060, 则超导转子表面层中的氦流属于层流^[20]. 所以超导转子在运行过程中, 其表面的边界层属于不可压缩层流:

$$Re = \rho v L / \mu, \quad (4)$$

式中, Re 为雷诺数, ρ 为氦气密度, L 为流量特征尺寸.

2.2 氦气对超导转子的阻力矩研究

超导转子的半径为 25 mm, 超导球腔中氦气存在的区域可近似看作厚度为 0.5 mm 的薄球壳. 因为边界层厚度小于球壳厚度, 所以边界层厚度远小于超导转子半径. 因此超导转子表面的面积微元的瞬时运动产生的边界层, 类似于平板在同样的氦气中的瞬时运动产生的边界层. 所以氦气对超导转子表面微元的阻力可类比平板在不可压缩层流中运动的阻力分析. 斯托克斯研究了平板在属于不可压缩层流的黏性流体中突然移动时的阻力, 称为斯托克斯第一问题, 并给出了流体剪切应力的计算公式^[20]:

$$\tau_w = C_f \cdot \rho U^2 / 2, \quad (5)$$

$$C_f = \frac{2/\sqrt{\pi}}{\sqrt{Re}}, \quad (6)$$

式中, Re 是流体雷诺数, ρ 是流体密度, U 是边界层外流体相对于板的速度.

参考斯托克斯第一问题的解, 超导转子表面的面积微元 ds 的氦气阻力可以通过方程 (5) 计算. 根据雷诺定律, 流体阻力系数 C_f 只与具有一定形状的物体的雷诺数有关^[21]. 所以超导转子表面的面积微元附近区域的阻力系数 C_{f_1} 可以设置:

$$C_{f_1} = \alpha / Re^\beta. \quad (7)$$

超导转子的结构如图 2 所示. 超导转子由球壳、空心圆柱体和薄圆柱体组成. 超导转子与氦气直接接触的表面主要包括球壳的外表面 S_1 、内表面 S_{21} 和 S_{22} 、薄圆柱体的顶面 S_5 和底面 S_6 、空心圆柱体的内表面 S_4 和外表面 S_3 . 结合 (5) 式和 (7) 式可计算氦气在转子球表面微元 ds 的阻力矩:

$$dT = r df = r C_{f_1} \frac{\rho U^2}{2} ds. \quad (8)$$

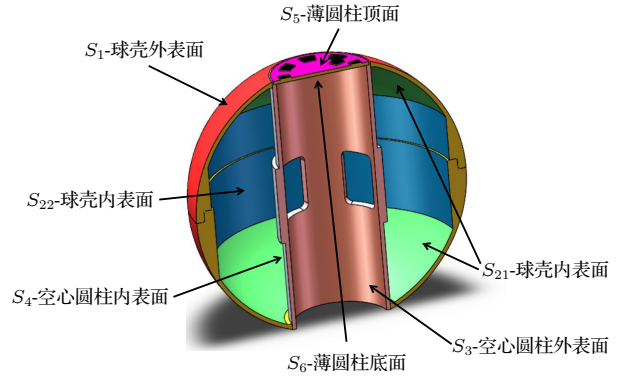


图 2 超导转子结构模型

Fig. 2. Model of the superconducting rotor.

超导转子球的外球面半径为 25 mm, 薄圆柱顶 S_5 到转子赤道平面的距离为 23.29 mm, 则球壳外表面 S_1 的阻力矩可表示为:

$$T_{S_1} = \iint R \sin \theta \cdot \frac{1}{2} C_{f_1} \cdot \rho v^2 ds, \quad (9)$$

式中, R 是超导转子半径, θ 是转子表面微元 ds 与转子坐标系 OZ 轴的夹角, O 是转子球心, OZ 轴与旋转轴方向一致.

Schlichting 在“边界层理论”中提到, 对于两侧润湿的薄圆盘, 可将其雷诺数统一表示^[22],

$$Re = \frac{\rho L R_0 w}{\mu}, \quad (10)$$

式中, R_0 是圆盘的半径, w 是圆盘转子的转速.

所以超导转子也采用统一的雷诺数简化 (9) 式的计算, 其中 $L = 0.5$ mm, $R_0 = 25$ mm, 则 T_{S_1} 为

$$T_{S_1} = C_{f_1} \cdot \rho w^2 \cdot 3.60608 \times 10^{-8}. \quad (11)$$

图 2 中超导转子球壳内表面 S_2 包括半径为 24.25 mm 的球面 S_{21} 和半径为 22 mm、高度为 20.96 mm 的圆柱形侧面 S_{22} ; 空心圆柱内表面 S_4 半径为 9.08 mm, 外表面 S_3 半径为 8.33 mm, 高度为 45.96 mm; 薄圆柱体与氦气接触的表面 S_5 和 S_6 的半径为 9.11 mm. 参考外球面 S_1 阻力矩的分析方法, 可计算出超导转子的总氦气阻力矩:

$$\begin{aligned} T_S &= T_{S_1} + T_{S_{21}} + T_{S_{22}} + T_{S_3} + T_{S_4} + T_{S_5} + T_{S_6} \\ &= C_{f_1} \rho w^2 k_0, \end{aligned} \quad (12)$$

(12) 式中:

$$k_0 = 6.40117 \times 10^{-8}, \quad C_{f_1} = \frac{\alpha}{Re^\beta}, \quad (13)$$

(13) 式中 α 和 β 属于待定系数, α 和 β 通过拟合氦气阻力矩 T_S 和超导转子角速度 w 确定.

2.3 超导转子转速衰减试验

超导转子转速 w 和相应的氦气阻力矩 T_S 可通过超导转子的转速衰减实验获得. 当超导转子被驱动到一定的旋转速度时, 定子线圈断电, 则超导转子的旋转速度在氦气阻力矩作用下逐渐衰减. 通过记录时间 t 对应的超导转子旋转速度 w , 可间接测量超导转子的氦气阻力矩 T_S :

$$T_S = J_z \frac{w_1 - w_2}{t_1 - t_2}, \quad (14)$$

式中, w_1 是时刻 t_1 的转速, w_2 是时刻 t_2 的转速, J_z 是超导转子的转动惯量.

通过超导转子转速度衰减实验测量氦气阻力矩的关键是, 确保超导转子转速度衰减的主要因素是氦气. 影响超导转子转速衰减的因素主要有氦气阻尼和径向质量偏心^[11]. 力矩器通电产生的磁场使超导转子始终保持竖直状态^[23], 可大幅度地降低径向质量偏心对超导转子的转速衰减的影响. 图 3(a) 是超导转子内部的力矩器模型, 力矩器包括 8 个力矩线圈, 对称分布在超导转子的内开圆柱孔. 基于矢量磁势 A 方程在有限元软件 Ansoft 建模超导转子磁悬浮结构, 对超导转子磁悬浮系统的

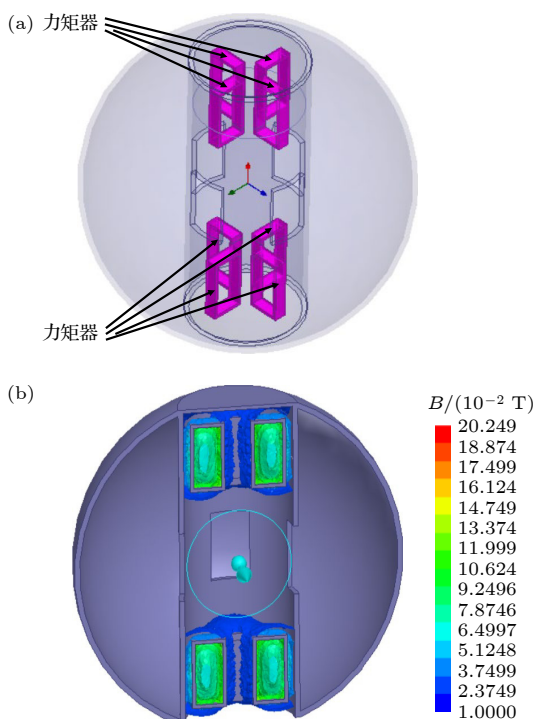


图 3 力矩器结构模型 (a) 超导转子定中结构; (b) 力矩器产生磁场分布

Fig. 3. Structural model of torque: (a) Superconducting rotor's polar axis alignment structure; (b) distribution of magnetic field generated by the torque.

磁场分布和麦斯纳力进行求解^[24,25]. 力矩器通电 3 A 超导转子内壁产生的磁场分布如图 3(b) 所示, 超导转子在竖直状态时, 超导转子内孔的磁场关于球心对称分布, 此时力矩器磁场对超导转子产生的磁力矩为零; 超导转子倾斜时, 超导转子内孔的磁场不在均匀分布, 从而产生定中力矩, 使超导转子回到竖直状态. 图 1 中钕环的作用是屏蔽悬浮线圈产生的磁场, 使悬浮线圈的磁场只作用在超导转子的球面上, 而非球面部分没有磁场, 如图 4 所示. 超导体表面的迈斯纳力垂直于超导体表面并向内, 作用在球面的迈斯纳力均过球心, 因此悬浮线圈磁场在超导球上不产生磁力矩.

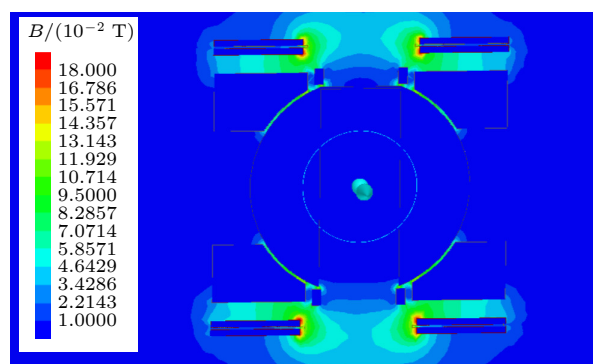


图 4 悬浮线圈产生的磁场分布图

Fig. 4. Distribution of magnetic field generated by suspension coils.

图 5 是超导转子转速衰减实验示意图, 在降温前使超导球腔充入足量的氦气, 使超导球腔在降温过程有足够好的传热性. 超导转子转速衰减实验操作如下.

首先, 将超导转子冷却至 4.2 K, 并用真空泵将超导球腔的氦气抽到压强 P .

其次, 通过力矩器电流源对力矩线圈通电 10 A, 保持超导转子的竖直状态. 通过悬浮电流源对悬浮线圈通电, 将超导转子悬浮在超导球腔中心位置. 然后对超导转子进行驱动, 光纤测控系统向定子电流源发送控制信号, 控制定子线圈的通电和断电, 将超导转子加速到 w_0 .

最后, 关闭定子电流源, 通过示波器记录转子转速 w 随时间 t 变化的数据. 在实验过程中力矩线圈一直通电 10 A, 对超导转子进行定中, 从而使超导转子转速降低的主要因素是氦气阻力矩. 改变超导球腔的压强 P , 并重复上述实验. 在实验中, 超导球腔的压强主要由真空泵改变, 超导球腔的压强

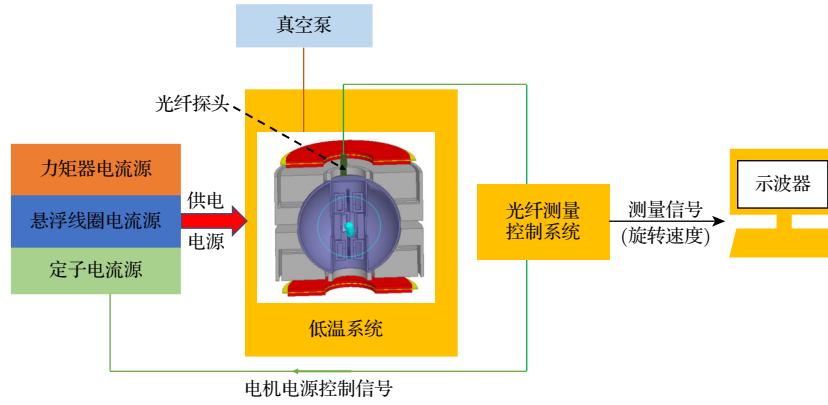


图 5 超导转子转速衰减实验示意图

Fig. 5. Schematic diagram of superconducting rotor speed attenuation experiment.

通过手动调节阀门的开和关来控制. 因此, 很难将超导球腔压强控制在精确的预设值. 速度衰减实验数据如图 6 所示. 超导腔的压强设定为 0.016, 0.221, 3.27, 20, 200, 4000, 40000 Pa.

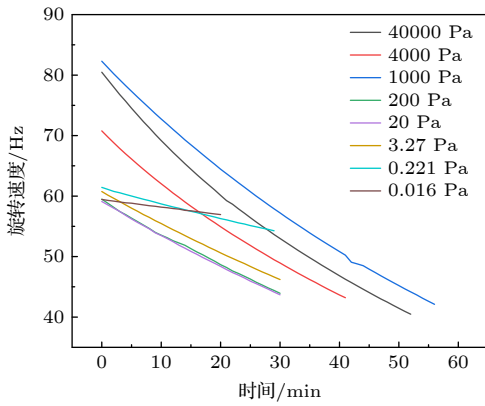


图 6 超导转子转速衰减实验

Fig. 6. Experimental data on speed attenuation of superconducting rotor.

2.4 阻力矩方程待定系数的拟合分析

超导球腔中氦气分子数密度 n 与低温氦的质量密度 ρ 之间的关系为

$$\frac{n}{N_A} = \frac{\rho}{M}, \quad (15)$$

式中, n 是分子数密度, N_A 是 1 mol 氦的分子数, ρ 是氦的密度, M 是 1 mol 氦气分子的质量.

将 (15) 式代入 (2) 式得到超导球腔中氦气的质量密度 ρ 和压强 P 之间的关系:

$$\left(P + \frac{\rho^2}{M^2} \cdot a\right) \left(1 - \frac{\rho}{M} \cdot b\right) = \frac{\rho}{M} RT. \quad (16)$$

非稀薄气体中, 气体的黏度系数不受气体分子密度的影响, 而是由温度决定 [26,27]. 昂纳斯和韦伯

研究了氦气的动态黏度, 并给出了用于计算氦气黏度的方程 [27]:

$$\eta = \eta_0 (T/T_0)^{0.647},$$

$$\eta_0|_{T_0=273.15 \text{ K}} = 18.87 \times 10^{-6} \text{ Pa} \cdot \text{s}. \quad (17)$$

通过 (17) 式可计算出氦气在 4.2 K 下的动态黏度是 $1.267 \times 10^{-6} \text{ Pa} \cdot \text{s}$. 图 6 记录数据中任意两个相邻点的平均氦气阻力矩 T 可通过方程 (14) 计算, 然后选择其中一点作为氦气阻力矩 T 对应的转速 w . 变换方程 (12):

$$C_{f1} = \frac{\alpha}{Re^\beta} = \frac{T_S}{6.40117 \times 10^{-8} \rho w^2}. \quad (18)$$

令

$$x = Re = \frac{\rho LR}{\mu} w, \quad y = \frac{T_S}{6.40117 \times 10^{-8} \rho w^2}. \quad (19)$$

将 (19) 式代入 (18) 式, 并取对数:

$$\log_{10} y = \log_{10} \alpha - \beta \log_{10} x, \quad (20)$$

其中 $\log_{10} y$ 和 $\log_{10} x$ 可根据测量数据计算, 然后再将 $\log_{10} y$ 和 $\log_{10} x$ 进行最小二乘法拟合可得到待定系数 α 和 β 的值. 氦气压强为 200, 1000, 4000 和 40000 Pa 时, 氦气属于非稀薄气体. 使用上述压强下的转速衰减实验数据拟合待定系数 α 和 β 的结果如图 7. 图 7 中 $\log_{10} y$ 与 $\log_{10} x$ 线性变化表明, 超导转子阻力矩在不同氦气压强下有相同的系数 α 和 β , 即所得到的阻力矩方程符合实验. 拟合结果为 $\alpha = 0.96427$, $\beta = 0.9569$, 则超导转子的阻力矩方程:

$$T_S = \frac{0.96427}{\left(\frac{\rho LR}{\mu} w\right)^{0.9569}} \cdot \rho w^2 \cdot k_0. \quad (21)$$

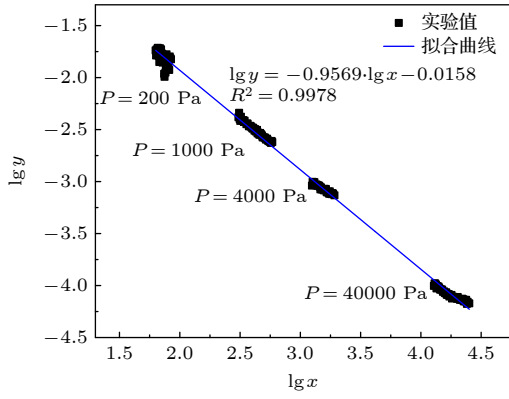

 图 7 系数 α 和 β 的拟合曲线

 Fig. 7. Fitting curve of coefficients α and β .

超导转子在氦气的阻力矩作用下的动力学方程为

$$J_z \dot{w} = -T_S, \quad (22)$$

式中, J_z 是超导转子绕旋转轴的惯性矩, $J_z = 4.32 \times 10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{m}^2$. 联立 (21) 式和 (22) 式, 可推导出超导转子在氦气阻力矩作用下的转速衰减方程:

$$w = \left[-\frac{\alpha(\beta-1)k_0}{J_z \cdot (LR/\mu)^\beta} \rho^{1-\beta} \cdot t + \left(\frac{1}{w_0}\right)^{1-\beta} \right]^{\frac{1}{\beta-1}}, \quad (23)$$

式中, w_0 是超导转子的初始转速, ρ 是低温氦气密度.

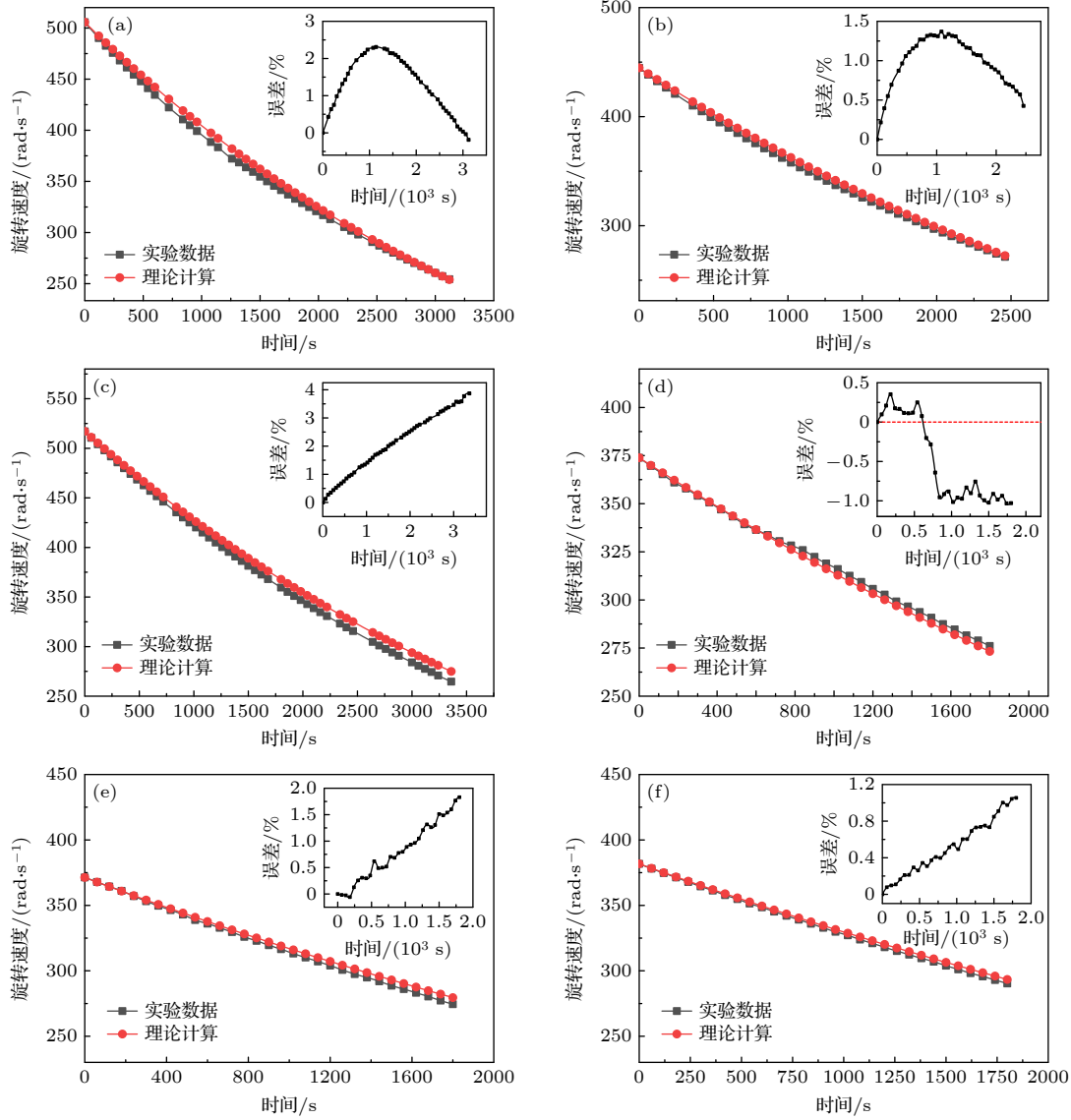


图 8 非稀薄气体中转速衰减实验数据与理论计算数据的比较 (a) 40000 Pa; (b) 4000 Pa; (c) 1000 Pa; (d) 200 Pa; (e) 20 Pa; (f) 3.27 Pa

Fig. 8. Comparison between experimental data and theoretical calculations for non rarefied gases: (a) 40000 Pa; (b) 4000 Pa; (c) 1000 Pa; (d) 200 Pa; (e) 20 Pa; (f) 3.27 Pa.

上述方程是基于斯托克斯第一问题和 N-S 方程的解, 它适用于符合连续介质假设的气体. 克努森数小于 0.1 的氦气是符合连续介质假设的气体, 使连续介质假设成立的克努森数上限可增加到 0.2^[14]. 压强 3.27, 20, 200, 1000, 4000, 40000 Pa 的氦气可以视为连续介质. 图 8 是在非稀薄气体中超导转子的转速衰减的实验数据和理论计算数据的对比, 图 9 是稀薄气体中的超导转子转速衰减实验数据与理论计算数据对比. 表 2 是在不同氦气压强下, 实验结果与 (23) 式计算结果的平均误差 (最大误差) 与测试时间的比值. 结果表明在符合连续介质假设的氦气中, 超导转子转速衰减 1 h 累积的最大误差不超过 3.6%, 累积的平均误差不超过 1.6%. 而在稀薄气体中, 超导转子转速衰减 1 h 累积的最大误差可达到 27.6%, 累积的平均误差可达到 13.08%.

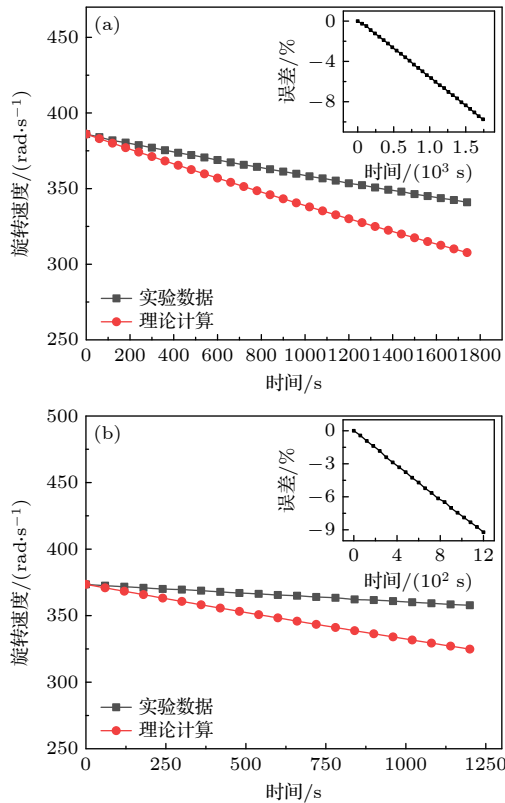


图 9 稀薄气体中转速衰减实验数据与理论计算数据的比较 (a) 0.221 Pa; (b) 0.016 Pa

Fig. 9. Comparison of experimental and theoretical data of speed attenuation in rarefied gas: (a) 0.221 Pa; (b) 0.016 Pa.

通过以上分析表明, (23) 式计算的超导转子在非稀薄气体中的转速衰减数据与超导转子转速衰减实验数据是一致的, 则 (21) 式计算的非稀薄气

体阻力矩是正确的. 由于超导转子的加工和装配误差, 超导转子的表面不是理想的球面, 这是计算结果与试验结果之间存在误差的主要原因.

表 2 实验数据与理论计算误差对比

Table 2. Comparison of experimental data and theoretical calculation errors.

氦气压强/Pa	平均误差(衰减1 h)/%	最大误差(衰减1 h)/%
40000	1.5	3
4000	1.46	2.05
1000	2.14	4.18
200	-1	-2
20	1.6	3.6
3.27	1	2
0.221	-10.34	-20.07
0.016	-13.08	-27.6

3 超导转子的驱动力矩分析

超导转子驱动结构主要包括超导转子、超导定子和超导力矩器三部分, 如图 10 所示, 超导定子产生的脉冲磁场作用在超导转子使其产生加速力矩; 超导力矩器的磁场作用在超导转子使其维持其在加转过程中的竖直状态. 基于矢量磁势 A 方程的有限元方法可计算超导转子的迈斯纳力矩. 在有限元软件 Ansoft 中建立超导转子驱动结构模型有限元模型, 其中超导体的相对磁导率设置 10^{-7} , 电导率设置 10^7 , 其他部分设置为真空条件; 悬浮线圈区域的电流密度 J 设置为线圈电流与线圈截面积之比, 其他区域的电流密度设置为零; 远大于所建模型的计算域外边界设置 Dirichlet 边界条件, 其他边界条件设置自然边界条件. 然后便可根据悬浮线圈输入的电流, 计算出超导磁悬浮系统的矢量磁势 A 的分布, 由麦克斯韦方程可计算出超导转子表面磁场的分布, 由虚功原理可计算出超导转子的迈斯纳力矩^[28].

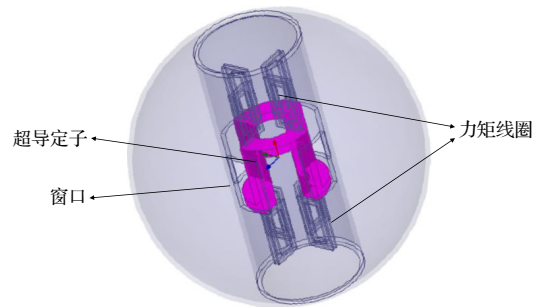


图 10 超导转子驱动结构

Fig. 10. Superconducting rotor drive structure.

超导转子是内开圆柱孔的空心薄壁球,并在圆柱孔侧面对称开4个窗口,所有窗口侧棱面指向球心,所以超导转子驱动力矩的变化角周期是 90° .图11是定子线圈通电50 A,超导转子在起始位置的磁场分布.定子磁场作用在超导转子内开窗口的侧棱实现对超导转子的驱动.超导转子绕极轴旋转 90° ,超导转子的驱动力矩分布如图12(a)所示.

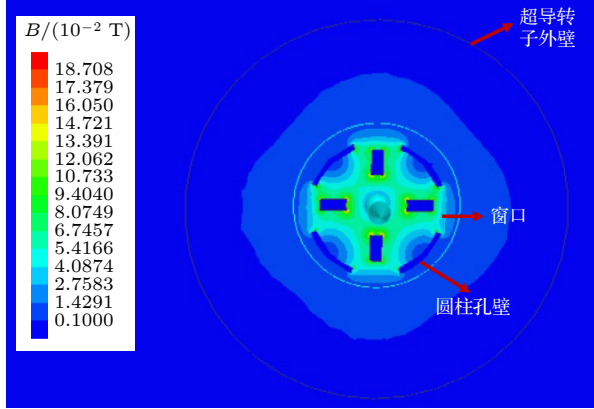


图11 超导转子内孔磁场分布图

Fig. 11. Distribution of magnetic field in the inner hole of the superconducting rotor.

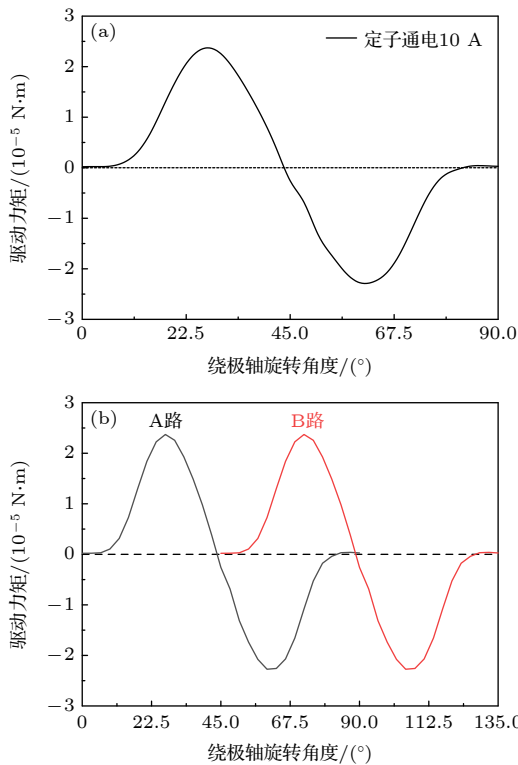


图12 超导转子驱动力矩分布 (a) 单路定子通电; (b) 两路定子线圈通电

Fig. 12. Distribution of driving torque for superconducting rotor: (a) Single stator energized; (b) two stator coils energized.

超导定子实际包括两路相同的定子线圈, A路和B路, 两路线圈关于竖直轴 45° 旋转对称. 在驱动过程中, 两路定子线圈交替作用实现超导转子的连续驱动, 如图12(b)所示. 超导转子在逆时针加速过程中, $0^\circ-45^\circ$ 位置A路作用, $45^\circ-90^\circ$ 位置B路作用. 超导转子转速超过20 Hz后, 每个定子线圈的作用时间只有几个毫秒, 此时超导转子近似均匀加速, 可采用平均力矩分析超导转子的驱动效果. 定子通电10 A, 两路定子同时作用, 一个驱动周期的平均驱动力矩是 1.0567×10^{-5} N·m. 由超导转子的麦斯纳力方程(24)及麦克斯韦方程 $\nabla \times H = J$, 可推出作用在超导转子的迈斯纳力矩与电流的平方成正比.

$$df = \frac{B^2}{2\mu_0} ds, \quad (24)$$

式中, B 微元面积 ds 处的磁场强度, μ_0 真空磁导率. 超导转子的驱动力矩 T_0 与定子电流 I_0 的关系:

$$T_0 = 1.0567 \times 10^{-7} \cdot I_0^2. \quad (25)$$

4 氦气阻力矩对超导转子驱动过程的影响

超导磁悬浮装置在使用中要求超导转子快速加速到目标转速, 使超导转子磁悬浮装置快速投入使用. 由于超导转子存在径向质量偏心等因素, 在驱动过程中需要对超导转子的磁支承刚度进行调控以避免超导转子的共振^[7], 因此超导转子不能加速过快. 所以通过设置氦气阻尼控制超导转子的加速时间等参量, 对优化超导转子的驱动过程具有重要意义. 氦气阻尼对超导转子驱动过程的影响主要包括驱动临界转速、加速时间、氦气与转子之间的摩擦热等. 基于阻力矩公式(21)和驱动力矩公式(25)可以分析驱动过程中的驱动临界速度、加速时间和摩擦热功率.

超导转子在驱动过程中, 力矩线圈通电使超导转子保持竖直状态, 使超导转子的驱动力矩方向与旋转方向一致. 铌环使悬浮线圈产生的磁场只作用在超导转子的球面部分, 除了定子线圈产生的磁场外, 其他磁场几乎不会在超导转子上产生磁转矩. 因此, 在超导转子驱动过程中只考虑驱动力矩 T_0 和氦气阻力矩, 驱动过程的动力学方程如下:

$$T_0 - k_1 \cdot \omega^{2-\beta} = J_z \dot{\omega}, \quad k_1 = \frac{\alpha \rho^{1-\beta} \cdot k_0}{(LR/\mu)^\beta}. \quad (26)$$

设超导转子的初始角速度为零. (26) 式表明氦气阻力矩随着转子角速度的增加而逐渐增大, 超导转子的角加速度随着角速度的增大而减小, 最终达到驱动力矩等于氦气阻力矩, 转子速度达到临界驱动速度 w_c 的状态.

$$T_0 = \frac{\alpha}{(\rho L R w_c / \mu)^\beta} \cdot \rho w_c^2 \cdot k_0, \quad (27)$$

式中, 超导转子的临界驱动转速 w_c 由驱动力矩 T_0 和氦气压强 P 共同决定. 在氦气压强 P 一定时, T_0 越大, 超导转子临界驱动转速越大; 在驱动力矩 T_0 一定时, 氦气压强越大, 超导转子的临界驱动转速越小. 图 13 给出了具体算例, 计算了驱动力矩 1×10^{-5} , 2×10^{-5} 和 5×10^{-5} N·m. 驱动力矩 1×10^{-5} , 2×10^{-5} 和 5×10^{-5} N·m 对应的驱动电流可由 (25) 式计算. 图 13 表明, 氦气压强在 100—10000 Pa 之间时, 超导转子临界驱动速度随着氦气压强的增大而明显变化. 当驱动转矩 T_0 等于 5×10^{-5} N·m 时, 100 和 10000 Pa 的氦气压强之间的临界驱动速度差为 167 Hz. 当压强增大超过 10000 Pa 后, 随着压强的增大, 临界驱动速度变化缓慢.

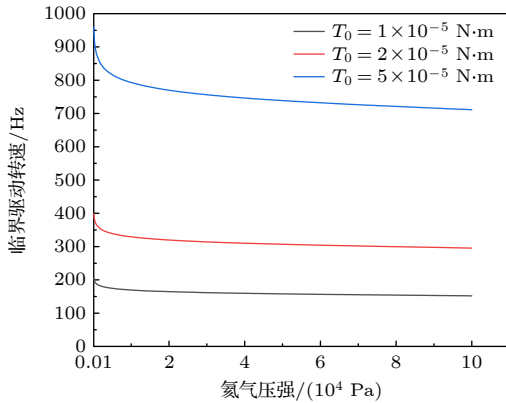


图 13 超导转子临界驱动转速分析

Fig. 13. Analysis of critical driving speed of the superconducting rotor.

超导转子的驱动过程中, 转速 w 随时间 t 的变化可通过求解微分方程 (26) 获得. 对方程 (26) 进行变化得:

$$\int_0^{w_0} \frac{J_z}{T_0} \cdot \frac{dw}{1 - \frac{k_1}{T_0} w^{2-\beta}} = \int_0^{t_0} dt. \quad (28)$$

超导转子的工作转速设置为 200 Hz, 超导球腔的氦气压强设置在 100—100000 Pa 之间. 根据临界转速的分析, 超导转子的驱动力矩应不小于

2×10^{-5} N·m. 根据上述条件, 可计算出 $k_1 w^{2-\beta} / T_0$ 的最大值:

$$\left(\frac{k_1}{T_0} w^{2-\beta} \right)_{\max} = 0.6655 < 1. \quad (29)$$

因 $k_1 w^{2-\beta} / T_0$ 的最大值小于 1, 可对方程 (28) 进行泰勒多项式展开:

$$\frac{J_z}{T_0} \int_0^{w_t} \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{k_1}{T_0} w^{2-\beta} \right)^n \right] dw = t. \quad (30)$$

取 (30) 式等号左边的前 10 项求解方程:

$$\frac{J_z}{T_0} \sum_{n=0}^{10} \frac{1}{2n - \beta n + 1} \frac{k_1^n}{T_0^n} w_t^{2n - \beta n + 1} = t. \quad (31)$$

结合 (30) 式和 (25) 式可分析超导转子在任意驱动电流和氦气压强下的加速过程. 例如, 当驱动力矩 2×10^{-5} N·m 时, 超导转子的加速过程如图 14 所示. 超导转子将转子驱动到 200 Hz 的加速时间与压强 P 之间的对应关系, 如图 15 所示. 图 14 表明超导转子转速不超过 50 Hz 时, 不同压强的氦气阻力矩对超导转子的驱动过程影响很小; 超导转子转速超过 50 Hz 后, 不同氦气压强开始对超导转子的加速过程产生显著影响. 氦气压强 100 Pa 时超导转子加速到 200 Hz 的时间为 3663 s, 而氦气压强 100000 Pa 加速到 200 Hz 的时间是 4293 s, 氦气压强 100 Pa 与 100000 Pa 的加速时间相差 630 s. 图 15 显示氦气压强达到 10000 Pa 后, 压强的增大几乎对加速时间 (200 Hz) 的影响很小. 在氦气压强 100—10000 Pa 时, 氦气压强对其加速到 200 Hz 的时间有明显影响. 当驱动力矩 2×10^{-5} N·m 时, 氦气压强 100—10000 Pa 之间的驱动时间差为 629.7 s; 当驱动力矩为 5×10^{-5} N·m 时, 氦气压强 100—10000 Pa 之间的驱动时间差仅为 52.9 s. 驱动力矩越大, 氦气阻力矩对加速时间的影响越小.

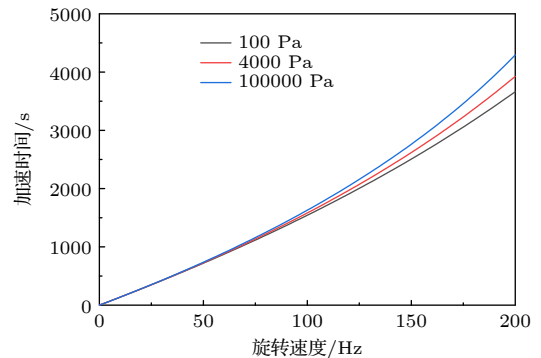


图 14 超导转子的驱动过程

Fig. 14. Driving process of superconducting rotor.

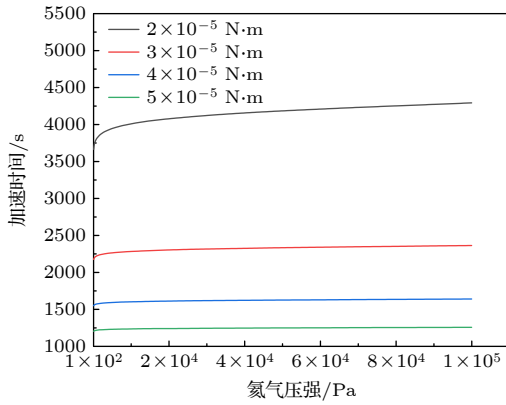


图 15 不同压强加速到 200 Hz 的时间

Fig. 15. Time for different pressures to accelerate to 200 Hz.

超导转子的驱动力矩 T_0 的增大通过增大定子电流 I_0 实现. 然而, 由于超导转子临界磁场以及低温系统的限制, 定子线圈中的电流不能过大. 同时超导转子在驱动过程中, 超导球腔的氦气必须保持足够, 使超导转子的热及时传递. 否则, 超导转子在驱动过程中将失去超导性, 导致加速失效, 甚至损坏超导转子. 超导转子在旋转过程中与氦气之间的摩擦热也是驱动过程中的热损失. 氦气对超导转子的摩擦热为

$$P_w = T_S \cdot w, \quad (32)$$

式中, P_w 是转速 w 下的氦气摩擦热. 将 (23) 式代入 (32) 式:

$$P_w = k_2 \cdot w^{3-\beta}, \quad k_2 = \frac{\alpha \rho^{1-\beta} \cdot k_0}{(LR/\mu)^\beta}. \quad (33)$$

氦气与超导转子表面的摩擦热随着转速的增大而增大. 超导转子转速 200 Hz 时, 不同氦气压强产生的摩擦热可通过 (32) 式计算, 计算结果如图 16 所示. 计算结果表明, 在符合连续介质假设的氦气中, 摩擦热可达 10 mW 以上. 在 100—

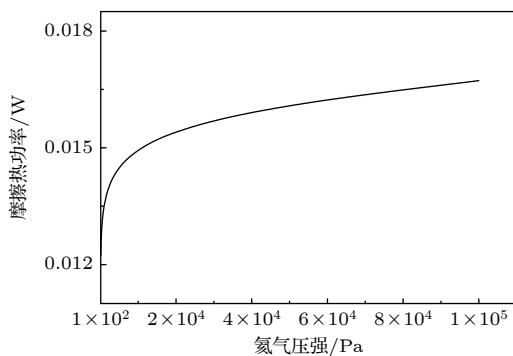


图 16 超导转子的氦气摩擦功率

Fig. 16. Helium friction power of the superconducting rotor.

10000 Pa 之间, 摩擦热变化明显, 其对应的摩擦热功率差为 4.5 mW, 当压强大于 10000 Pa 时, 摩擦热的变化缓慢.

5 结 论

本文针对一种超导转子磁悬浮结构, 分析了超导转子在非稀薄气体中旋转的阻尼特性. 引入了范德瓦耳斯方程分析了 4.2 K 低温时不同压强氦气对应的流体特性, 并分析了超导转子在驱动过程中, 其边界层的流体属性.

基于雷诺定律和斯托克斯第一问题, 提出了一种非稀薄气体对超导转子阻力矩的分析方法, 并进行超导转子转速衰减实验验证. 该方法进一步完善了低温氦气对旋转超导体阻力矩的研究.

本文分析了超导转子驱动电磁结构, 基于有限元方法研究了超导转子的驱动力矩与定子电流的关系, 然后结合氦气阻力矩方程分析了超导转子在非稀薄气体中驱动的过程, 主要包括超导转子的临界驱动转速、超导转子的加速时间以及氦气对超导转子的摩擦热等. 可以通过控制氦气压强和定子电流控制超导转子的加速过程及对应的加速时间和摩擦热等. 综合超导转子驱动过程的交流损耗、氦气导热特性等因素, 可进一步优化超导转子的驱动过程.

参考文献

- [1] Hu X N, Wang H S, Wang H, Wang Q L 2010 *Opt. Precis. Eng.* **18** 169 (in Chinese) [胡新宁, 王厚生, 王晖, 王秋良 2010 光学精密工程 **18** 169]
- [2] Jiang L, Zhong Z Y, Yi D Y, Zhang H W 2008 *Chin. J. Sci. Instrum.* **29** 1115 (in Chinese) [江磊, 钟智勇, 仪德英, 张怀武 2008 仪器仪表学报 **29** 1115]
- [3] Cui C Y, Hu X N, Chen J S, Wang H, Wang Q L 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 018403 (in Chinese) [崔春艳, 胡新宁, 程军胜, 王晖, 王秋良 2015 物理学报 **64** 018403]
- [4] Schoch K F, Darrel B 1967 *Proceedings of the 1966 Cryogenic Engineering Conference Colorado, America*, June 13–15, 1967 p657
- [5] Zhang Y, Hu X N, Cui C Y, Cui X, Niu F F, Huang X, Wang L Z, Wang Q L 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 128401 (in Chinese) [张源, 胡新宁, 崔春艳, 崔旭, 牛飞飞, 黄兴, 王路忠, 王秋良 2023 物理学报 **72** 128401]
- [6] Tang J Q 2005 *Ph. D. Dissertation* (Harbin: Harbin Engineering University) (in Chinese) [汤继强 2005 博士学位论文 (哈尔滨: 哈尔滨工程大学)]
- [7] Wang H, Hu X N, Cui C Y, Wang L, Wang Q L 2018 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **28** 5207905
- [8] Stephenson W B, Whitfield D L 1971 *IEEE Trans. Aerosp.*

- Electron. Syst.* AES-7, 1131
- [9] Beams J W, Young J L, Moore J W 1946 *Appl. Phys.* **17** 886
- [10] Dorfman J R, Sengers J V 1986 *Phys. A. Stat. Theor. Phys.* **134** 283
- [11] Wang H, Hu X N, Cui C Y, Wang H, Liu J H, Wang L 2017 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **27** 3601305
- [12] Hu X N, Wang Q L, Gao F, Lei Y Z, Cui C Y, Li L K, Yan L G 2014 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **63** 859
- [13] Simon I 1953 *J. Appl. Phys.* **24** 19
- [14] Shen Q 2003 *Rarefied Gas Dynamics*(1st edn). (Beijing: National Defense Industry Press) pp7–14 (in Chinese) [沈青 2003 稀薄气体动力学 (北京: 国防工业出版社) 第 7—14 页]
- [15] Chen W F, Zhao W W, Jiang Z Z, Liu H L 2016 *Phys. Gas* **1** 9 (in Chinese) [陈伟芳, 赵文文, 江中正, 刘华林 2016 气体物理 **1** 9]
- [16] Yin Z, Chen X L 2003 *J. Liaocheng* **16** 98 (in Chinese) [尹钊, 陈雪亮 2003 聊城大学学报 **16** 98]
- [17] Shi R Y 2014 *Phys. Bull.* **9** 32 (in Chinese) [石荣彦 2014 物理通报 **9** 32]
- [18] Li C, Zhang L Y, Qian S W 2015 *Thermal* (3rd Ed.) (Beijing: Higher Education Press) pp22–24 (in Chinese) [李椿, 章立源, 钱尚武 2015 热学 (北京: 高等教育出版社) 第 22—24 页]
- [19] Hu X N, Wang Q L, Cui C Y 2010 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **20** 892
- [20] He L M, Zhao G, Cheng B Q 2009 *Gas Dynamics*(1st edn.) (Beijing: National Defense Industry Press) pp3–13, 199–201 (in Chinese) [何立明, 赵罡, 程邦勤 2009 气体动力学 (北京: 国防出版社) 第 3—13, 199—201 页]
- [21] Zou G W, He Z, Gu X 2013 *Viscous Fluid Mechanics* (1st edn.) (Beijing: National Defense Industry Press) pp219–223 (in Chinese) [邹高万, 贺征, 顾璇 2013 黏性流体力学 (北京: 国防出版社) 第 219—223 页]
- [22] Han H B, Gao S Q, Li J S, Zhang Y Z 2015 *Mechanical Science and Technology for Aerospace Engineering* **34** 1621 (in Chinese) [韩红彪, 高善群, 李济顺, 张永振 2015 机械科学与技术 **34** 1621]
- [23] Hu X N, Wang Q L, Cui C Y, Gao F, Wang H, Li Y, Wang H S, Cheng J S, Dai Y M, Yan L G 2014 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **63** 2789
- [24] Zhao S W, Hu X N, Cui C Y, Wang Q L 2008 *Rare Metal Mater. Eng.* **37** 217 (in Chinese) [赵尚武, 胡新宁, 崔春燕, 王秋良 2008 稀有金属材料与工程 **37** 217]
- [25] Wang H, Wang Q L, Hu X N, Cui C Y, Su H J, He Z M 2018 *Cyro. Supercond.* **46** 1 (in Chinese) [王浩, 王秋良, 胡新宁, 崔春燕, 苏华俊, 何忠名 2018 低温与超导 **46** 1]
- [26] Ying C T 1990 *Gas Transport Theory and Applications*(1st Ed.) (Beijing: Tsinghua University Press) pp21–25 (in Chinese) [应纯同 1990 气体输运理论及应用 (北京: 清华大学出版社) 第 21—25 页]
- [27] Vanitterbeek A, Keesom W H 1938 *Physica* **5** 257
- [28] Zhao B, Zhang H L 2013 *Application of Ansoft 12 in Engineering Electromagnetic Fields* (Beijing: China Water Power Press) pp47–59 (in Chinese) [赵博, 张洪亮 2013 Ansoft 12 在工程电磁场中的应用 (北京: 中国水利水电出版社) 第 47—59 页]

Helium damping characteristics of rotating superconducting rotor*

Zhang Yuan¹⁾²⁾ Hu Xin-Ning^{1)2)†} Cui Chun-Yan¹⁾ Cui Xu³⁾
 Niu Fei-Fei¹⁾ Wang Lu-Zhong¹⁾²⁾ Wang Qiu-Liang¹⁾²⁾

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

2) (School of Electronics, Electrical and Communication Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

3) (Ganjiang Innovation Academy, Chinese Academy of Sciences, Ganzhou 341119, China)

(Received 24 December 2023; revised manuscript received 3 February 2024)

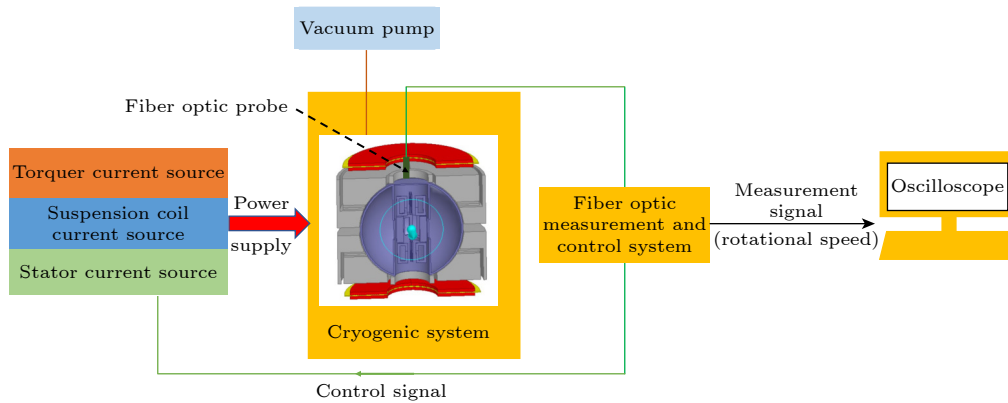
Abstract

The superconducting rotor magnetic levitation device can be used to make an angular velocity sensor, and the high-speed rotating superconducting rotor is the basis for achieving high-precision measurement of the superconducting rotor magnetic levitation device. The heat loss and radial mass eccentricity of the superconducting rotor can cause thermal quenching and resonance in the driving process, which is unfavorable to the driving process of the superconducting rotor. Therefore, it is necessary to maintain a certain quantity of helium gas in the superconducting cavity in the driving process, to transfer the heat generated by the driving

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51721005).

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

process and avoid its resonance. But helium gas also has a drag torque on the rotating superconducting rotor, affecting the driving process of the superconducting rotor. Based on this, the drag torque of the helium on the rotating superconducting rotor is studied. Firstly, the Van der Waals equation is introduced to analyze the properties of low-temperature helium, and a method of studying the drag effect of low-temperature helium on the rotating superconducting rotor is proposed based on Reynolds law and Stoke's first problem. Then, an experiment on superconducting rotor speed attenuation is conducted to verify the proposed analysis method. Based on the finite element method, the driving electromagnetic structure and driving torque of the superconducting rotor are analyzed. Finally, the influence of helium on the driving process of the superconducting rotor is investigated, including critical driving speed, acceleration time of the superconducting rotor, and frictional heat of the helium on the superconducting rotor. The research results further enrich the study of the drag torque of low-temperature gases on rotating superconductors, providing a reference for further optimizing the driving process of superconducting rotors.



Keywords: superconducting magnetic levitation, superconducting rotor, helium drag torque, electromagnetic drive

PACS: 84.71.Ba, 85.70.Rp, 45.20.da

DOI: [10.7498/aps.73.20232011](https://doi.org/10.7498/aps.73.20232011)



旋转超导转子的氦气阻尼特性

张源 胡新宁 崔春艳 崔旭 牛飞飞 王路忠 王秋良

Helium damping characteristics of rotating superconducting rotor

Zhang Yuan Hu Xin-Ning Cui Chun-Yan Cui Xu Niu Fei-Fei Wang Lu-Zhong Wang Qiu-Liang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 088401 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20232011

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20232011>

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

空心圆柱形永磁体内径对单畴GdBCO超导块材磁悬浮力的影响

Effect of inner diameter of hollow cylindrical permanent magnet on levitation force of single domain GdBCO bulk superconductor

物理学报. 2018, 67(7): 077401 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172418>

超导量子干涉器件

Superconducting quantum interference devices

物理学报. 2021, 70(1): 018502 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202131>

中国超导电子学研究及应用进展

Recent progress of superconducting electronics in China

物理学报. 2021, 70(1): 018501 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202121>

超导薄膜磁-热不稳定与强非线性电磁本构的关联性

Dependence of thermomagnetic instability on strong nonlinear E - J models in superconducting films

物理学报. 2022, 71(20): 207401 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220285>

新型超导量子比特及量子物理问题的研究

Novel superconducting qubits and quantum physics

物理学报. 2018, 67(22): 228501 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180845>

自旋涨落与非常规超导配对

Spin fluctuations and unconventional superconducting pairing

物理学报. 2021, 70(1): 017408 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202180>