

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2016.01.01

磁流体发电机实验进展及分析

郭开明¹, 杨志良¹, 景海荣², 陈 荣², 郑建川¹, 潘业欣¹

(1. 北京师范大学 天文系, 北京 100875; 2. 北京天文馆, 北京 100044)

摘要: 阐述了磁流体发电机实验的发展过程并介绍了发电机实验的主要结果。磁流体发电机实验基于磁流体发电机理论, 利用液态金属钠作为导电流体, 在多种速度场和不同雷诺系数情况下, 探测到发电机效应, 得到自激发磁场、磁场饱和及磁场反转现象。但磁场强度与实验参数之间的具体相关关系还有待进一步验证。

关 键 词: 发电机; 磁流体; 实验

中图分类号: P142.9 **文献标识码:** A

1 引言

宇宙磁场的产生是天体物理和地球物理重要的研究课题, 也是研究历史最悠久而没有得到肯定结论的内容之一。早在 3 000 年以前人类就发现了磁体^[1]。大约在公元前一世纪, 中国就利用磁石发明了用来指示方向的仪器——司南^[2]。1269 年, Peregrinus 在他发表的《磁场原理》一书中描述了磁石相互吸引与排斥的系列实验, 并且定义了磁场极性和磁体南北极^[3]。1600 年, Gilbert 利用磁石球做实验, 得出“地球是一个大磁石”的论断^[4]。但是, 磁石理论很快就遇到困难。Gellibrand (1635) 发现地球磁场在向西偏移^[5], 而且 David (1904) 和 Brunhes (1905) 发现地球磁场曾经出现过反转的证据^[6], 彻底终结了地球的磁石理论。

地球并不是太阳系中唯一有磁场的行星^[7, 8], 水星、木星、土星、天王星和海王星都有磁场^[9, 10]。1996 年, 美国的伽利略航天器探测到了最大的木星卫星 Ganymede 的磁场^[11]。

1908 年, Hale 在 Wilson 天文台发现太阳黑子的磁场^[12], 同时也间接说明地球磁场并不是由一个自然存在的固态磁体产生。由于太阳黑子与磁场的紧密关系, 太阳黑子变成了对太阳磁场起源及变化的研究重点^[13]。直到今天, 太阳黑子的 11 年周期、太阳黑子的分布向赤道迁移(也称为蝴蝶图)、在变化主周期上的极小期, 仍然是没有公认解释的重点研究对象^[14, 15]。

收稿日期: 2014-07-24; 修回日期: 2015-11-16

资助项目: 国家自然科学基金 (U1231104)

通讯作者: 杨志良, zlyang@bnu.edu.cn

此外，在旋涡星系中观测到量级为 10^{-9} T 的大尺度磁场^[16]。阿尔文认为银河系的磁场强度大约为几 μG ，这与最近的研究分析是完全符合的^[17]。通常磁场位型和旋臂的结构有着密切的关系，表明存在着发电机效应，但是到目前为止星系磁场的起源和星系种子场问题并没有一个明确的结论^[18, 19]。在大于星系尺度上，一些星系团也存在着随机分布的磁场^[20-22]。1967 年，英国科学家 Hewish 的学生 Jocelyn Bell 首先发现了脉冲星。大多数脉冲星表面极区的磁场强度高达 $10^{12} \sim 10^{14}$ T^[23]。

宇宙中各个尺度上都存在着磁场以及所表现的作用，对天体物理过程产生重要的影响。1919 年，Larmor 通过观测太阳黑子磁场，提出旋转的导电流体维持自激发电机的可能性，这是关于地磁场起源的自激发电机说的最早概念，他猜测“可能是内部以自激方式产生发电机效应并且循环运动，通过消耗内部能量来维持初始时微弱的磁场”^[24]。现代宇宙磁场的磁流体发电机理论研究正是起源于 Larmor 的简单发电机模型^[25, 26]。

2 磁流体发电机理论

观测表明宇宙中普遍存在磁场且处于不断变化的状态。理论上，宇宙磁场可以通过“Bierman 电池效应”产生^[27]，但如果不断放大的磁场，原有的磁场会因其本身不断耗散而消失。磁场如何维持和放大正是磁流体力学所要研究的一个最根本的问题。

由磁流体力学理论可知，对密度为 $\rho(r, t)$ 、速度 $\mathbf{v}(r, t)$ 、压强 $p(r, t)$ 、电流 $\mathbf{j}(r, t)$ 的等离子体，在转速为 Ω 的系统中，其连续性方程为：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

动量方程为：

$$\rho \left(\frac{d\mathbf{v}}{dt} + 2\Omega \times \mathbf{v} \right) = -\nabla p + \frac{\mu_0}{4\pi} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{v}, \quad (2)$$

其中， μ_0 为真空磁导率（假设所有材质为非磁性）， η 为粘滞系数。对于非相对论性流体，电荷受静电力和洛伦兹力，感应电流 \mathbf{j} 可写成：

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (3)$$

σ 为流体电导率并假设为恒量。流体中的电磁场由法拉第电磁感应定律和安培定律描写，分别为：

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (4)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}. \quad (5)$$

位移电流 \mathbf{j}_d 是由电场随时间的变化产生的，准静态下， $\partial \mathbf{E} / \partial t = 0$ 。由于多数情况下准静态是成立的，因此可以忽略式 (5) 中的位移电流，从式 (3)、(4)、(5)，可以得到感应方程：

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{\mu_0 \sigma} \Delta \mathbf{B}. \quad (6)$$

式(6)描述了磁场的演化由场的平流项和耗散项决定。如果速度为零, 则磁场的典型耗散时标为 $t_d = \mu_0 \sigma l^2$, 其中 l 为系统的特征尺度。而在流体具有一定速度的情况下, 流场会带入一个新的时标, 为 $t_k = l/v$, 其中 v 是流体的典型速度。当运动时标远小于耗散时标时, 磁场增大。这两个时标的比就是通常的磁雷诺数 $R_m = \mu_0 \sigma l v$, 表征了磁场增加或耗散的性质。不同的流动模式下 R_m 不同, 对于地球磁场实验来说, 一般为 $10 \sim 1000^{[28]}$; 而在天体磁流体力学(MHD)中, R_m 相当大($10^{10} \sim 10^{12}$), 足以产生发电机效应。

磁场的耗散和产生也可以用能量平衡来解释。将感应式(6)的标量积乘以 \mathbf{B}/μ_0 并分部积分, 可以得到磁能随时间的演化方程:

$$\frac{d}{dt} \int_V \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu_0} dV = - \int_V \mathbf{v} \cdot (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) dV - \int_V \frac{\mathbf{j}^2}{\sigma} dV - \frac{1}{\mu_0} \oint_S (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) \cdot dS. \quad (7)$$

式(7)说明磁能对时间的导数等于洛伦兹力造成的磁场增加、欧姆耗损以及坡印廷磁通量耗损三者之和。

在导电性均匀的无限区域中, 不含时的发电机效应产生的磁场可以简单地用毕奥—萨伐尔定律得到:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0 \sigma}{4\pi} \int \frac{\nabla \times [\mathbf{v}(\mathbf{r}') \times \mathbf{B}(\mathbf{r}')] dV'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (8)$$

磁场的源由式(8)右端的电流积分得到。若使方程有非零解, 速度场 \mathbf{v} 应选取合适的值。

研究磁场发电机就是探讨和理解怎样的磁流体运动(最可能是较差转动和对流的相互作用)能够产生空间相干的(而时间上可能是随机的)具有宇宙尺度的大尺度磁场。构造一个发电机模型, 人们首先想到的是一个轴对称并与时间无关的系统。但是 1933 年 Cowling^[29] 证明, 任何轴对称的发电机, 无论是否与时间有关, 都不可能因导电流体的运动而维持其磁场, 这就是著名的 Cowling 反发电机定理。随后, Bullard 和 Gellman^[30] 发现, 如果速度场只有轴对称较差自转(不管是否均匀), 也不存在发电机解。

如果发电机能工作产生自激发磁场并随时间增长, 那么如何停止增长? 也就是发电机怎样达到饱和状态。这显然依赖于流动的具体形式, 尤其是流体的自由度。动力学自相似发电机除了满足磁场感应方程, 还必须满足流体的 Navier-Stokes 方程:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \frac{1}{\mu_0 \rho} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + \nu \Delta \mathbf{v} + \mathbf{f}_{\text{drive}}, \quad (9)$$

其中 ρ 和 ν 分别代表流体的密度和动力学粘滞系数, p 代表压强, $\mathbf{f}_{\text{drive}}$ 代表驱动力。磁场 \mathbf{B} 是外部磁场和流体感应或自激产生的磁场之和。式(9)说明了楞次定律的作用: 磁场对流体运动具有反作用, 从而削弱发电机效应, 使磁场达到饱和。

除磁雷诺数 R_m 外, 由式(6)和(9)可以得到一些其他无量纲数: 雷诺数 $R_e = lv/\nu$, 表示作用于流体微团的惯性力与粘性力之比, 反映了流体流动的稳定性。雷诺数较小时, 粘滞力对流场的影响大于惯性力, 流场中流速的扰动会因粘滞力而衰减, 流体流动稳定, 为层流; 反之, 若雷诺数较大时, 惯性力对流场的影响大于粘滞力, 流体流动较不稳定。一般管道雷诺数 $R_e < 2300$ 为层流状态, $R_e = 2300 \sim 4000$ 为过渡状态, $R_e > 4000$ 为紊流。

状态, $R_e > 10\,000$ 为完全紊流状态。 R_e 的大小决定了粘性流体的流动特性。Hartmann 数 $H_a = Bl\sqrt{\sigma/\nu\rho}$, 相互作用数 (Stuart 数) $N = \sigma B^2 l(v\rho) = H_a^2/R_e$, 以及 Lundquist 数 $S = Bl\sigma\sqrt{\mu_0/\rho} = H_a\sqrt{P_m}$, 其中磁 Prandtl 数 $P_m = \nu\mu_0\sigma$ 表征流体流动中动量交换与热交换, Ekman 数表征转动时标和粘滞时标的比值。

运动学发电机理论中只考虑式 (6), 而当考虑磁不稳定性以及动力学发电机时, 需要联立式 (6) 和 (9)。一般认为与发电机有关的流动是湍流, 问题在于湍流强度以及在发电机过程中所起的作用。根据流体流动性质, 发电机可以分为层流发电机和平均场发电机两种效应。层流效应可以用式 (6) 来表示, 自激发磁场尺度与速度场尺度一致。而平均场效应与流体的高度湍动有很大关系。根据平均场理论, 将磁场和流场分解为平均值和扰动值两部分: $\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}'$, $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}'$, 代入式 (6), 可以得到平均场 B_0 :

$$\frac{\partial \mathbf{B}_0}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}_0 + \varepsilon) + \frac{1}{\mu_0\sigma} \Delta \mathbf{B}_0, \quad (10)$$

其中, $\varepsilon = \overline{\mathbf{v}' \times \mathbf{B}'}$, 表示由于速度和磁场的扰动产生的平均电磁力 (EMF)^[31, 32]。对均匀各向同性湍流, 平均电磁力可写成:

$$\varepsilon = \alpha \mathbf{B}_0 - \beta \nabla \times \mathbf{B}_0. \quad (11)$$

其中, 当扰动速度 \mathbf{v}' 为非镜像对称 (气旋运动) 时, 参数 α 不为零; β 表示由于湍流造成的电阻率增大。实际上, 湍流体运动产生的电动势平行于磁场, 即现在的 α 效应, 由美国等离子体、太阳物理学家 Parker 提出^[33]。

目前最有前景的理论是结合数值模拟和平均场模型进行三维模拟, 在合适的空间分辨率下提取平均场系数^[34–36]。国家天文台的姜杰与汪景琇建立了非轴对称发电机模型, 在此基础上探讨了不同物理量在太阳磁场产生过程中对选择不同的纬向波数所起到的作用, 取得了有价值的研究结果^[37]。

3 发电机实验介绍

在各种发电机理论研究发展的同时, 磁流体动力学发电机实验也在相继进行。发电机实验需要解决的问题有: (1) 自激发磁场; (2) 磁场的饱和效应; (3) $\alpha - \omega$ 效应; (4) 磁场反转; (5) 磁场与速度场的关系。

近几十年中, 大量的文献报道了有关磁流体发电机的分析和模拟结果, 并取得了巨大的进展^[38–43]。对地球磁场, 数值模拟给出了地球磁场结构特征, 包括轴向偶极分量、弱非偶极结构、在一定条件下的完全极性反转^[44–48]等。但磁流体发电机实验一直受到技术可行性的限制。根据式 (6), 流体的磁雷诺数量级达到 100 以上, 可以使磁场增加的时标远小于磁场耗散的时标。对于液态金属导体——钠, 电导率和磁导率的积为大约 10 s/m^2 (常压下, 金属钠的熔点为 97.8°C , 当温度为 110°C 时, 粘滞系数为 $\nu = 0.68 \times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$)。因此, 为了使磁雷诺数达到 100, 长度和速度的乘积应达到 $10 \text{ m}^2/\text{s}$ 。而为了达到这个值, 应该至少要使用

100 kW 的电机来驱动超过 1 m³ 的液钠转动, 也可以使用具有较高磁导率的液态金属导体使得磁雷诺数增大。

早期的液态金属钠实验主要是对发电机过程中的基本原理进行了验证, 例如在实验中观测到外加的极向磁场分量转换成环向磁场分量。这些都是发电机过程的重要部分^[49-51]。一些早期的实验及结果可以参阅相应的文章^[39, 52-56], 我们着重介绍近些年已经证实的观测到磁场产生的四个发电机实验, 然后简单介绍研究液态金属磁不稳定性和波现象的相关实验。

3.1 Lowes 和 Wilkinson 发电机实验

20 世纪 60 年代, Lowes 和 Wilkinson 在澳大利亚纽卡斯尔大学长期进行发电机实验^[44, 57, 58]。他们实验的主要理论来源于 1958 年 Herzenberg 的文章, 即在一个大的球体中, 镶嵌其中的两个小球可以产生均匀发电机作用 [见图 1 a)], 两球体沿非平行轴旋转)^[59]。Lowes 和 Wilkinson 在一个导体中使用两个转动的柱体进行了发电机实验 [见图 1 b)]。这个实验成功的关键是采用了各种相对磁导率很高 (150 ~ 250) 的铁磁材料 (镍铁钴合金、低碳钢等), 使磁雷诺数很大^[60]。

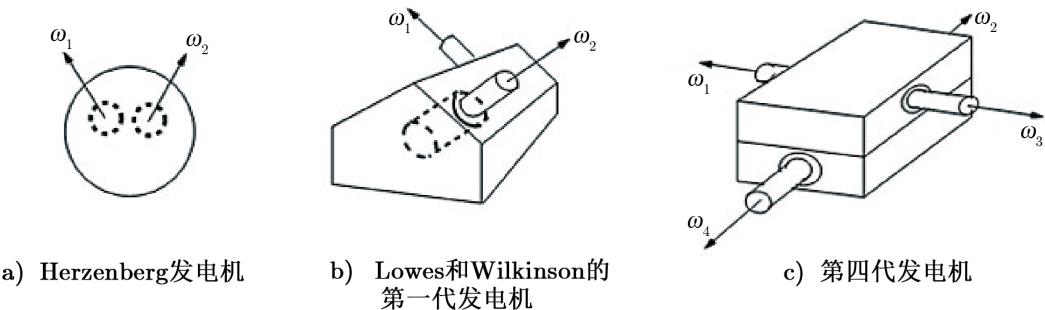


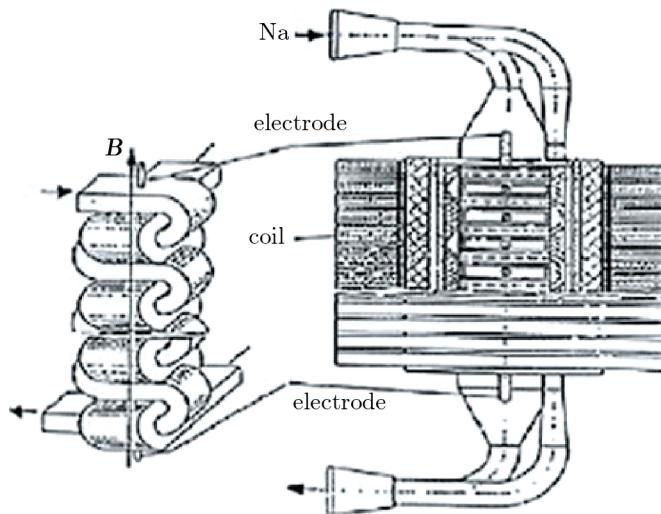
图 1 发电机示意图^[44, 59]

这个实验在发电机历史上产生了很深的影响, 首先利用简单的转动柱体位形 [见图 1 b)], 产生稳定的振荡磁场。后来进一步改进成更加复杂的位形 [见图 1 c), 拥有四个独立的转子], 可以观测到磁场的反转, 并与地球磁场进行比较^[61]。实验证明了复杂的磁场结构可以用相对简单的运动得到。然而, 由于使用了铁磁材料, 不可避免地出现了与这些材料有关的非线性磁场。当改用非磁性材料铜实验时, 没有产生自激发效应。虽然实验得到了一些有意义的结果, 但并没有明确得到磁场与流体运动和湍动的关系。

3.2 Riga 发电机实验

拉脱维亚的里加 (Riga) 物理研究所在发电机实验研究方面取得丰硕成果。最初的实验是 Max Steenbeck 为了证明 α 效应而提出, 即在平行于磁场方向由电动力产生感生电场。这个实验由两个相互垂直交错的铜质通道组成, 其中充满液钠, 速度为 11 m/s (见图 2)。虽然在流动中螺度 $v \cdot (\nabla \times v)$ 处处为零, 但是由于非镜像对称流动而出现 α 效应, 即在原磁场方向产生了与 \mathbf{B} 相关的附加电场, 参见式 (11)。实验的主要结果是: 在两个电极中的感生电压正比于速度的平方 v^2 , 与流动方向无关。如果外加磁场极性反转, 则感生电压的极性也反转。

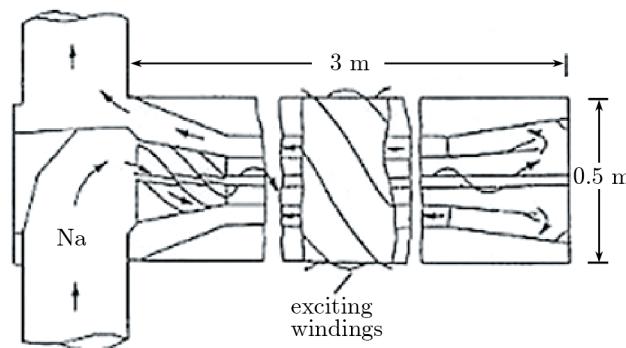
感生电流的增加速率比磁场的线性增加速率稍慢, 与式 (11) 没有很好符合, 可能是磁场增加对 α 效应的抑制^[62]。



注: 钠流体穿过螺旋状的交错通道, 产生了一个平行于外加磁场的电动势。

图 2 “ α -盒子”, Riga 的第一个相关发电机的实验^[62]

1987 年进行了 Riga 第二代实验 (见图 3)^[63], 实验中观测到明显的外加磁场的增大, 但是由于其机械振动而不得不终止实验, 也无法得到具体分析。该实验以及 Riga 后来一系列实验的主要原理是 Ponomarenko 证明的在无限静态导体内部的螺旋运动导体可以产生发电机作用^[64]。Gailitis 和 Freibergs 进一步证实对流不稳定性具有极低的磁雷诺数, $R_m \approx 17.7$ ^[65]。通过加入逆流, 对流不稳定可以转化成绝对不稳定性^[66]。

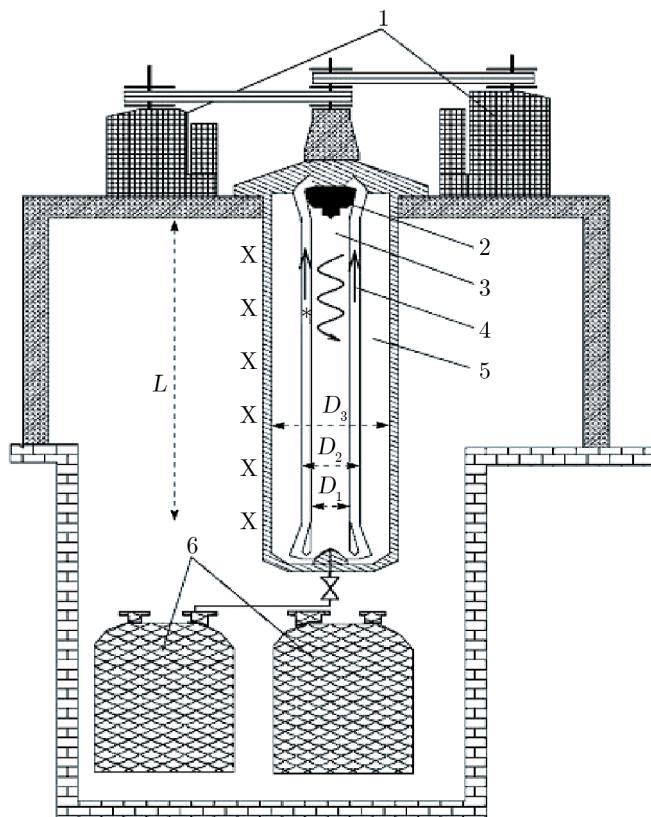


注: 实验中观测到明显的外加磁场的增大, 但是由于其机械振动而不得不终止实验。

图 3 1987 年的发电机实验模块^[63]

图 4 给出了第三代实验的主要模块结构, 包括最内部的螺旋液钠区域, 同轴的回流区域以及一个静态钠区域, 两个电机驱动一个特制的旋转叶轮。实验前先进行了设备调试, 主要

是优化参数关系, 尤其是三个区域管道半径关系^[67]。利用德国德勒斯登科技大学的水模拟实验对速度场进行多次优化, 所有的实验准备也都进行了数值模拟。这些模拟的一个主要结果是对 200 kW 的马达限制下的速度模式进行了优化, 同时达到螺旋最大化(贝塞尔函数曲线)的磁雷诺数 R_m 的临界值最低为 12.0 (对流不稳定) 和 14.7 (绝对不稳定)^[68]。现在通过最优化实验已经测得相应的 R_m 数值分别为 14.3 和 17.6^[69]。数值模拟的另一个结果是给出了预期磁场性质, 例如, 磁场增长率、变化频率和空间结构, 以及这些值与叶轮转速之间的关系^[70]。



主要部分:

- 1 —— 两台电动机;
- 2 —— 螺旋桨;
- 3 —— 螺旋流区域;
- 4 —— 回流区;
- 5 —— 静态钠区域;
- 6 —— 钠池;
- * —— 磁通门传感器位置;
- X —— 六个霍尔传感器位。

注: $D_1 = 0.25$ m, $D_2 = 0.43$ m, $D_3 = 0.80$ m, $L = 2.91$ m。

图 4 Riga 发电机实验结构^[70]

从 1999 年到 2007 年, 利用该设备一共进行了 8 次实验。1999 年, 在液态金属发电机实验中首次发现了自激发磁场, 但是没有发现磁场饱和机制^[71]。2000 年的实验得到了磁场饱和的结果^[72]。2002 年, 利用内部的 Hall 传感器和感应线圈得到了磁场的径向分量。2003 年, 进行了测量柱体最外部洛伦兹力感生运动^[54]。2004 年, 利用一个压电感应器测量内部通道的压力^[70]。2005 年, 在柱体的最内层安装了一个永久磁探针, 获得相关位置的速度信息, 利用两个安装了感应线圈和 Hall 感应器的交叉导轨, 得到沿着 z 轴和半径 r 的连续磁场。2007 年, 利用新的磁偶子替代外部的引导环^[73]。设定螺旋桨以 2000 r/m 转动, 得到稳态时的速度场分布情况, 如图 5 所示。可以看出, 在内圆筒中, 轴向速度分量为正值, 而在外部通道中为负值。环向速度分量在内圆筒中沿半径而逐渐减小, 在外部通道中几乎为零。此时, 流体的雷诺数 $R_e = 3.5 \times 10^6$ ^[54]。

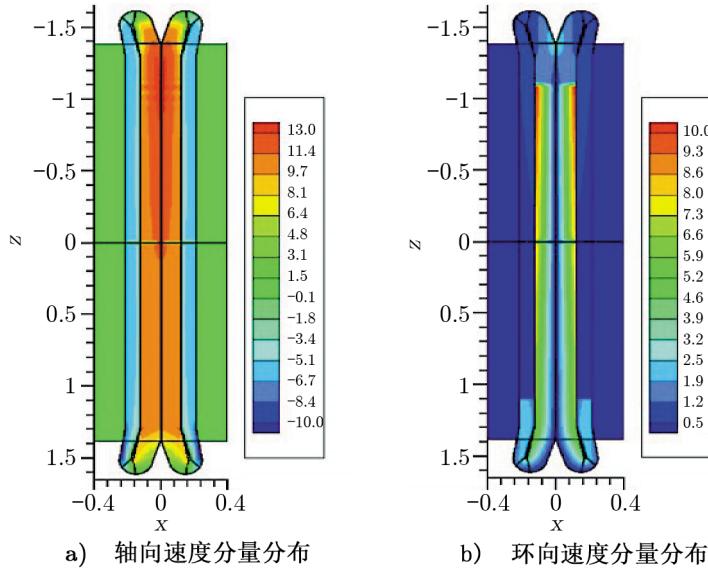


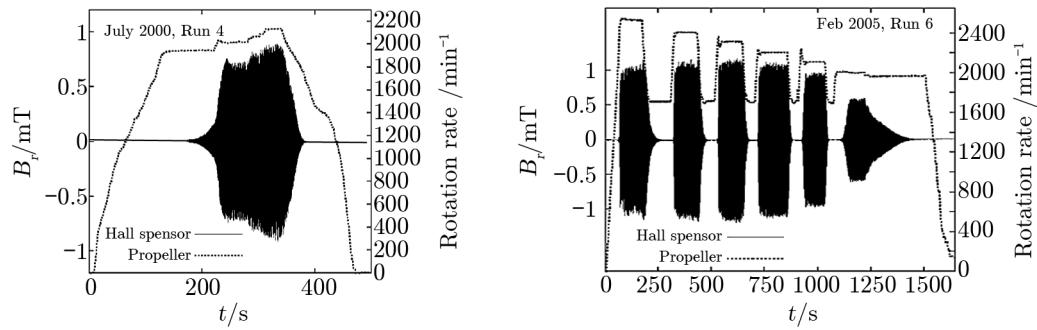
图 5 速度分布^[73]

图 6 给出了在 2000 年和 2005 年的发电机实验结果。很明显磁场能否产生与转速临界值有关: 当转速高于临界值时, 产生磁场; 当低于临界值时, 磁场消失。

图 7 显示了测量的磁场增长率和本征值频率与随温度校正的转速之间的关系, 以及与数值模拟的比较。关于饱和机制, 利用下面简单的一维模型对其进行模拟^[54, 70]。环向磁场与速度场相关, 当从上向下的轴向速度分量由于质量守恒保持恒定时, 在没有显著压力增大的情况下, 速度的环向分量由于洛伦兹力的作用很容易减速。做小量近似, 只需要考虑 $m = 0$ 的洛伦兹模式, 利用环向速度场的洛伦兹力感应扰动的微分方程:

$$v_z \frac{\partial}{\partial z} \delta v_\phi(r, z) = \frac{1}{\mu_0 \rho} [(\nabla \times B) \times B]_\phi(r, z) . \quad (12)$$

联合式 (12) 与磁场感应方程求解得到, 在最内层通道中环向速度 v_ϕ 不断减小, 而回流



注: 随时间变化的电机旋转速率和外部传感器测得的磁场。在运动学发电机机制中, 当磁场以指数增加后, 磁场饱和与旋转速度有关。

图 6 在 2000 年 7 月和 2005 年 2 月分别进行的发电机实验结果^[73]

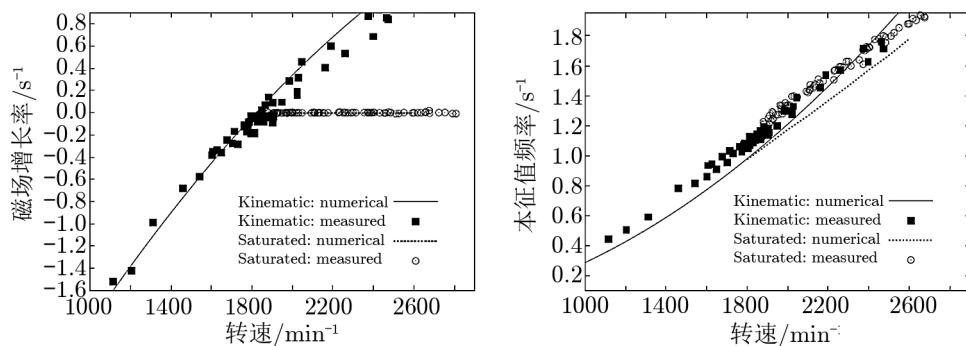


图 7 磁场增长率和本征值频率与随温度校正的转速之间的关系^[70]

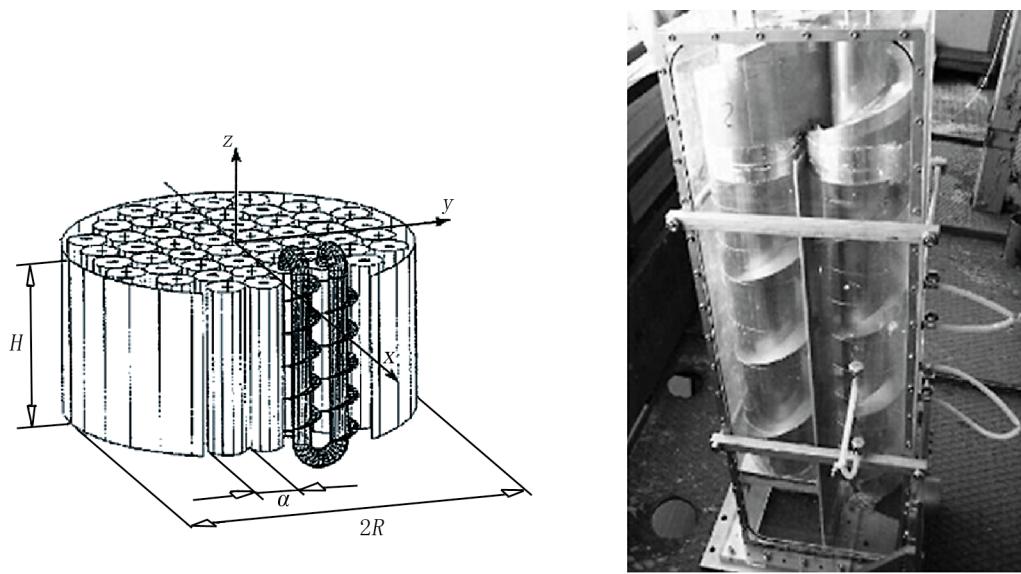
通道的 v_ϕ 不断增大。这两种效应一起导致较差转动的减少, 因而限制了流动的发电机效应。这个自相似反馈模型, 即饱和现象, 自动给出增长率为零。模拟结果与实验测量结果能很好地符合。关于这些结论的更多细节可参阅文献 [74-77]。

3.3 Karlsruhe 发电机实验

早在 1967 年, Karlsruhe 实验^[78]就对流动速度临界点进行了研究。主要理论为: 用很多平行管道, 管道内部的流动是螺旋流动——“赝湍动”替代真实的螺旋湍动。1975 年, Buses 通过考虑这样类似的实验, 提出了 Karlsruhe 发电机实验(见图 8), 并由 Stieglitz 和 Muller 付诸实践^[79]。

1972 年, Roberts 证明, 对于一个由转动和轴向流动组成的在 x 和 y 方向具有周期性的速度场, 可以产生发电机效应, 这种速度场也叫 Roberts 流动^[80]。这种流动的电动力的 α 部分可以写为 $\varepsilon = -\alpha_\perp [B - (e_z \cdot B)e_z]$, 而代表极端非均匀的 α 效应只能产生在 x 和 y 方向的电动力, 在 z 方向没有电动力^[81]。

在实现 Karlsruhe 实验中, 每个单元的 Roberts 流动用通过两个同心管道的流动替代。流体在中心管道直接流动, 而在外层管道中使流体沿着一个螺旋路径流动。Karlsruhe 发电



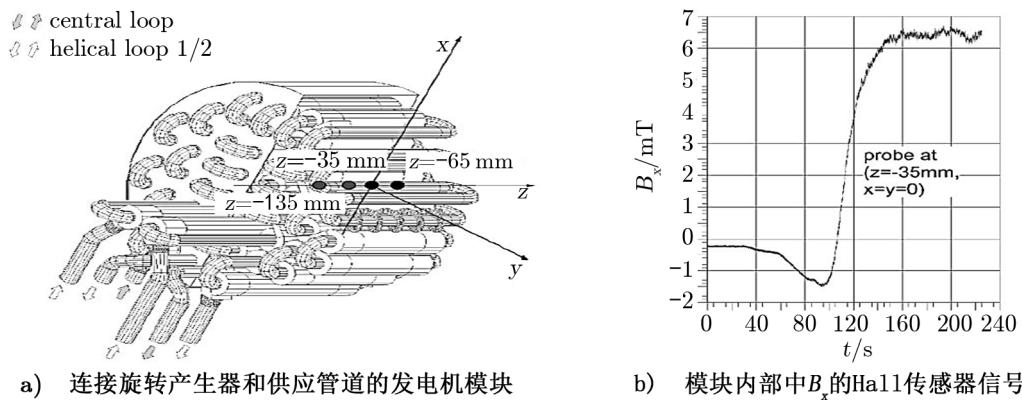
a) 中心部分, 包括52个旋转产生器

b) 一个旋转产生器的模具

图 8 Karlsruhe 发电机模块^[79]

机设计原理是, 在给定流体泵功率的情况下, 调整几何尺寸达到最大的 α 效应。这样的优化结果是利用 52 个旋转单元, 构成直径为 0.85 m、高度为 0.7 m 的发电机模型。

图 9 给出了 1999 年的实验结果, 即 x 方向的测量磁场^[82]。这个磁信号是在中心管道体积流动速率 V_c 达到一个恒定值 115 m³/h, 螺旋流动导管内的体积流动速率 V_h 在实验开始 30 s 后从 95 m³/h 增加到 107 m³/h 时测量到的。在大约 120 s 后, 磁场达到饱和值 7×10^{-3} T^[83, 84]。

图 9 Karlsruhe 实验^[84]

在实验感兴趣的区域, 引入物理量 $C = \mu_0 \sigma \alpha_{\perp} R$ 为表征 α -效应的一个无量纲量, 其中

α_{\perp} 为在 xoy 平面产生点动力的 α 分量, R 为装置半径。图 10 给出了实验曲线。在 $V_C - V_H$ 面上, 量 C 为一组等值线。图中由实验测得的中线 (粗线) 用来区分有无发电机效应, 其量 C 为 $8.4 \sim 9.3$ 。而由平均场理论获得的量 C 的临界值为 8.12, 因此两者是相吻合的^[85]。

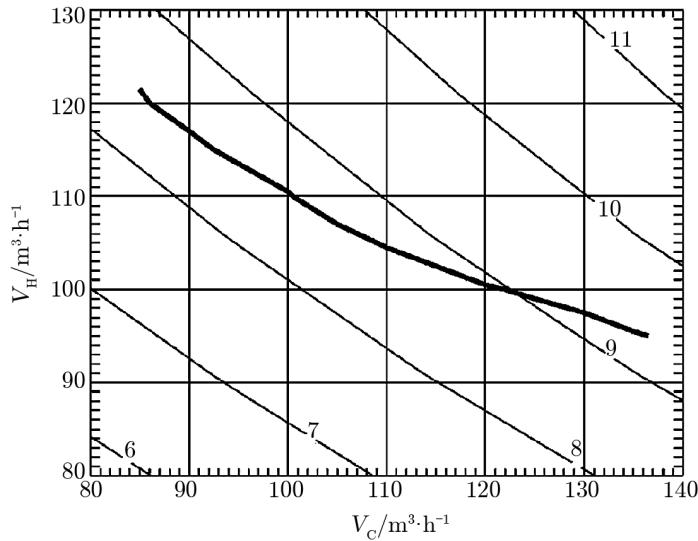


图 10 无量纲数值 C 在 $V_C - V_H$ 面的等值线^[85]

在相对较短的时间内, Karlsruhe 发电机实验得到了有关发电机行为和饱和机制的相应结果。最近的数值模拟显示, 发电机模型比例上很小的差别就可能把偶极场的方向从赤道改为轴向。我们期望在发电机的非线性机制中可以测到赤道和轴向偶极子的其他振荡现象。

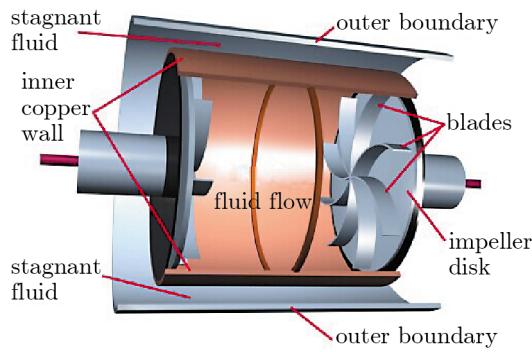
3.4 Von Karman Sodium (VKS) 磁流体发电机实验

在法国 Cadarache CEA 研究中心, 由 Pinton (ENS Lyon), Fauve (ENS Paris) 和 Daviaud (CEA Saclay) 带领的小组建造了“Von Karman Sodium (VKS)”发电机实验室。该实验室装置采用的方案是液态钠在两个旋转盘之间流动^[86]。

在 VKS 发电机实验中, 由两个反向旋转的叶轮驱动液体钠流动, 两个叶轮分别位于装置两端底部 (见图 11)^[87], 液态金属钠在柱体中流动。柱体外有一层稳态液钠, 保证该装置外部环境的稳定。液态钠的流动有两个显著特点: 时间平均的速度场具有螺旋和较差转动, 通常认为这是发电机的主要特性; 其次, 液钠几何体能在紧凑空间中产生很强的湍动。

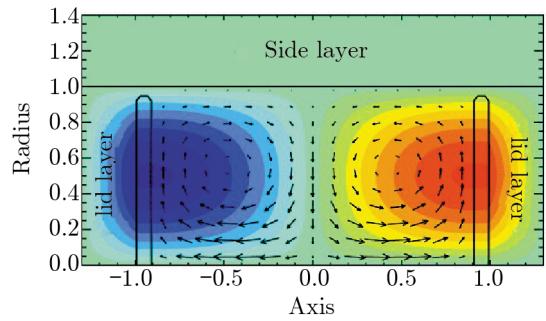
利用该设备得到其平均速度场, 见图 12。当 $R_m \approx 32$ 时探测到发电机效应, 并根据流体不同流动状态, 来探索不同的动力学属性所产生的磁场性质, 如脉冲、振荡或场的反转。值得注意的是, 只有用纯软铁叶轮 (相对磁导率 $u_r \approx 65$) 驱动流体时才能观测到发电机效应。

在第二代实验 (VKS2) 运行过程中, 将霍尔探针阵列设置接近其中一个叶轮的位置。针对起始的几个 R_m , 我们在图 13 中观察到, 沿着阵列归一化场分布很好地叠加在一起^[88]。靠近旋转轴, 主要组成部分是轴向的; 远离处即是环向的分量起主导作用。在流体的外部 (内部铜质容器外), 轴向分量的方向与中心区域场的方向是相反的。实验中, 单点探针设置在叶轮附近, 此处测得的场主要是轴向的。



注: 外层圆筒为不锈钢材质, 内层圆筒为铜质, 之间为静态液钠区域。内筒中为螺旋流动液钠, 两端装有相反方向转动的叶轮。

图 11 VKS 初始装置结构图^[87]



注: 彩色结构表示环向速度的贡献, 箭头表示径向速度的贡献 (v_r, v_z)。

图 12 数值模拟的平均速度场^[87]

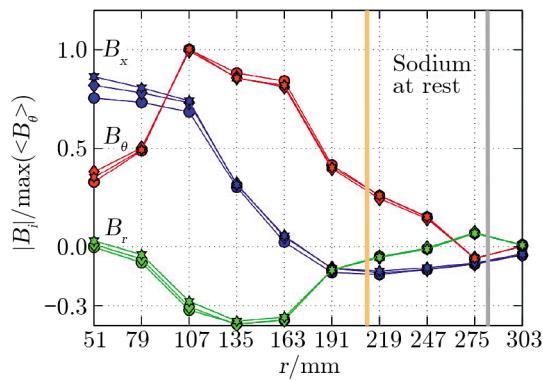
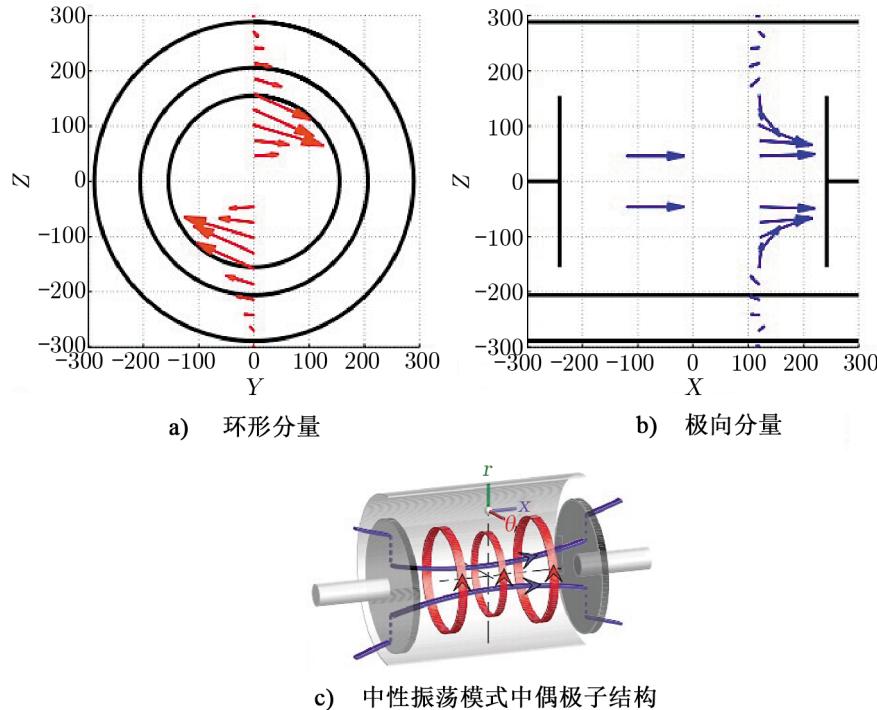


图 13 磁场径向分布^[88]

图 14 a) 和 b) 为两组实验的相应结果, 其显示了在轴对称情况下环向磁场和极向磁场分量。磁场的几何形状对应一个轴对称场, 其轴向分量在圆筒内朝一个方向, 在外部朝相反方向, 同时存在较强的环向分量——图 14 c) 所示。因此, 在 VKS2 实验中产生的发电机场主要为较强的轴向偶极分量。测定其精确结构 (相关的较高模式和相对幅值) 需要更精确的实验。根据 Cowling 定律, 发电机场的轴对称性质意味着其仅仅依靠轴对称运动是无法产生的。然而, 对于 $\alpha - \omega$ 发电机来说, 轴向偶极是很有必要的, 它可以从环向磁场分量产生一个环向电流, 这个电流相应地将会产生轴向磁场。这样就会有一个发电机轴对称循环, 维持一个轴向偶极子。对于轴对称运动, 非轴对称的波动可以产生 α 效应。装置中液钠流的较差运动把大尺度轴向场的场线扭转为环向场, 也就是 ω 效应。文献 [56] 给出一个相应的方案, 运用驱动叶轮造成螺旋流体, 这个流体是非轴对称的, 磁场的环向螺旋运动可以产生环向电流。用 α 效应对叶轮附近的平均场感应方程进行数值积分可以产生一个轴向的磁场, 与文献 [56] 提出的方案显示一致。 α 效应的最常见来源是小尺度的螺旋湍流。然而, 三维湍流的螺

旋分布仍然是一个具有挑战性的问题, 文献 [89–91] 给出, 由于湍动的不均匀性, 产生电动势为 $\epsilon \approx (g \cdot \Omega)B$, 其中 Ω 表示涡流度, g 是湍流波动的归一化梯度, $g = (\nabla u^2)/u^2$ 。这表明一个环向磁场 B_θ 产生一个环向电流 j_θ , 也因此产生一个轴向磁场。区别这些可能的关联机制需要进一步的实验测量。



注: 沿探针阵列测得的磁场振幅由箭头表示。

图 14 沿探针阵列测得的磁场分布^[88]

3.5 Bullaerd-von Karman 实验

Bullaerd-von Karman 实验是 1955 年由 Bullard 所提出, 由单极圆盘产生发电机效应^[92]。这个简单机械发电机模型是一个绕磁场旋转的金属圆盘, 由轴向指向盘边缘的地磁力驱动一个缠绕在盘轴上的导线上的电流, 导线的指向可以使外加磁场放大。当盘的角速度达到一定的值后, 放大效应由于自激而变为无穷大。随着磁场的增加, 洛伦兹力反作用于盘的转动力矩, 这样将导致磁场饱和。

受这个实验的启发, 法国里昂的研究小组考虑了另一种产生磁场的简单方案^[93]。用与 VKS 类似的流动, 但工作流体采用镓而不是钠 (Von Karman gallium 实验)^[94], 其磁雷诺数仅仅达到 5, 不足以产生发电机效应。他们使用一个外部放大电路提供一个轴向场, 测量由于较差流动产生的环向磁场。简单地说, 就是实验验证了由极向场通过较差运动产生环向场的过程, Ω 效应用外部放大电路替代。非常有意义的是, 利用这个装置得到了间歇的偶极磁场的反转。

3.6 Madison 发电机实验 (MDX)

在 Madison 的 Wisconsin 大学, Forest 进行了“Madison 发电机实验 (MDX)”。这个实验在很多方面与 VKS 相似, 流动的位形也是 $s2+t2$ 类型^[95], 即在环向包含 2 个相反方向旋转的半球元胞, 每个里面都具有极向环流。与 VKS 不同的是, MDX 不是一个柱体, 而是一个直径为 1 m 的球体。驱动流体旋转的是带有喷嘴的叶轮, 而不是像 VKS 的叶片。

直到现在, MDX 没有产生自激发磁场, 只有感生磁场。但是令人惊讶的是, 测量的感生磁场主要是轴向偶极分量, 因为这样一个感生轴向偶极场不可能由一个大尺度轴对称流动产生。实际上, 这个疑惑同样存在于 VKS 式样的自激发轴对称场中。最可能的解释是流动中可能存在某种 α 效应^[96-99]。

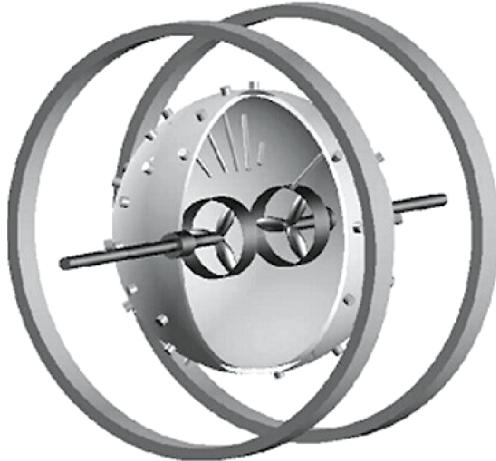


图 15 MDX 实验的图解模型^[95]

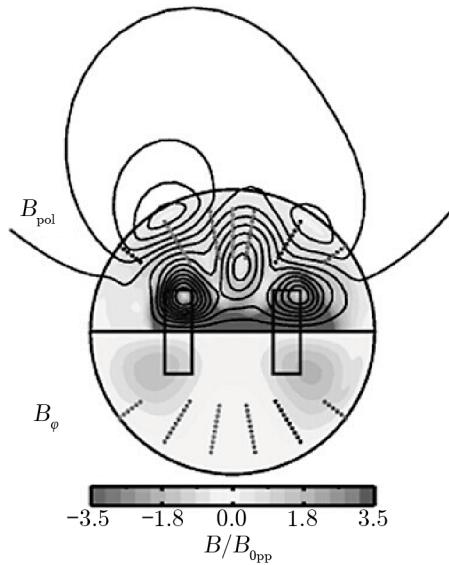


图 16 MDX 实验中测得的感应磁场的结构^[99]

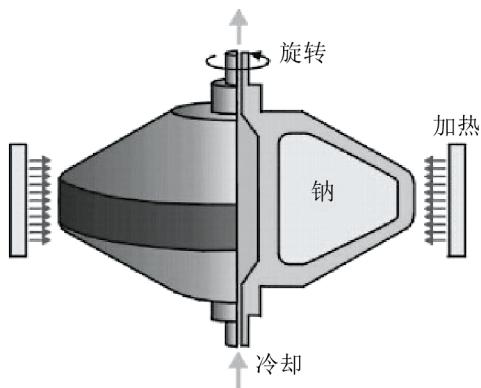
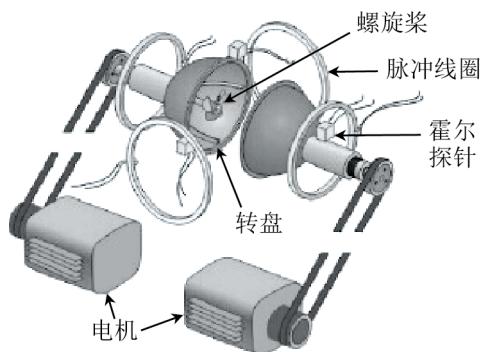
MDX 实验后来用等离子体代替液态钠, 用正交的磁场和电场来约束等离子体的运动或者旋转方向及其边界。优势在于磁 Prandtl 数不是常数, 其范围可以调整到很大。通过调节等离子体的磁 Prandtl 数可能产生发电机效应。

3.7 Maryland 的钠实验

马里兰大学的 Lathrop 也做了各种钠的实验^[53, 100, 101]。第一个实验 (见图 17), 装置为直径约 0.2 m 的钛质容器中装有液态金属钠, 由外部加热, 内部轴冷却, 形成温度差。快速旋转轴可以引起离心驱动对流, 然后观测能否产生自激发磁场。

第二个装置 (发电机 2, 见图 18) 是一个钢质球体, 其中的液态钠由两个反向旋转的螺旋桨搅拌。该流体与 VKS 和 MDX 中的 $s2+t2$ 拓扑结构一致, 并通过分析不同模式下的衰减速率得出结论: 随着 R_m 的增加, 轴对称的外场衰减变缓, 而非轴对称的外场衰减却加快。

马里兰组的最新项目是一个巨大的直径为 3 m 的旋转球体, 该装置用于研究磁流体不稳

图 17 马里兰发电机 1^[100]图 18 马里兰发电机 2^[100]

定性以及在旋转模式下的发电机效应^[102]。然而, 到目前为止, 实验仍没有产生自激发发电机效应。

除上述几个实验外, 法国格勒诺布尔的一个团队设计的与马里兰州的 MRI 实验相似的 DTS 实验 (Derviche Tourneur Sodium)^[103]、普林斯顿等离子体物理实验室的相关系列实验^[104, 105]以及新墨西哥矿业及技术大学 (NMIMT) 正在做的一组名为 “ $\alpha - \Omega$ 吸积盘发电机” 实验^[106], 都是为了获得湍动等与发电机效应有关的研究结果。而俄罗斯奥布宁斯克的 MRI 实验^[107, 108] 和前东德德累斯顿的 PROMISE 实验^[109, 110] 则是为了研究液态金属的波现象和磁不稳定现象。

4 结果与讨论

最近的 10 年, 有关液态金属的宇宙磁场产生实验有了巨大进展, 但是仍然存在很多没有解决的问题。目前地球发电机的实验模拟使用的参量与地球的真实参量有很大的差别。例如 Ekman 数 (表征转动时标和粘滞时标的比值) 和磁 Prandtl 数 (磁场耗散时标与粘滞耗散时标的比值): 地球的 Ekman 数为 10^{-15} , 磁 Prandtl 数为 10^{-6} ; 而模拟使用的 Ekman 数为 10^{-5} , 磁 Prandtl 数为 0.1。这些巨大差别使得数值模拟的结果存在不可信因素。在流体动力学中, 处理这种参数差别的通常办法是应用复杂的湍动模型, 但由于缺乏合适的湍动模型使得流体能快速旋转并与磁场有很强的相互作用, 因而很难取得进一步的结果。因此, 实验中的关键点就是如何获得发电机中的湍动结构。

在这种情况下, 我们必须承认, 没有任何一个真实的天体及其外部环境能在实验室中实现。对地球磁场实验来说, 在一个半径 1 m 的装置中充满液态钠, 其每秒的转动速度必须达到 10^8 r/s, 才能等效于地球的 Ekman 数, 显然这不可能实现。那么, 液态金属实验可以得到哪些有意义的结果呢?

首先, 证明磁流体发电机是可以实现的。在理论和数值模拟中, 使用多种平均速度场以及不同雷诺数值证明了动力学发电机效应。实验中, 在一定的 R_m 下, 液态金属是高度湍动

的, 利用不同的速度模式和边界条件, 可以获得发电机效应。实验装置的几何结构决定了磁场的边界条件, 对磁场的非局部边界条件的准确描述也成为实验的重点之一^[111-114]。从上文介绍的 VKS 实验可知, 实验模型的微小改变就会导致湍流、边界条件、磁场分布等改变。

其次, 证明发电机磁场的饱和效应。简单地说, 发电机饱和就是楞茨定律的应用: 一个感生电流反作用于产生感生电流的源。这种饱和强烈依赖于流动的机械作用。所有实验室发电机都是利用机械装置驱动并引导流动的(螺旋桨、引导叶片等)。很明显, 装置越少, 洛伦兹力改变流动的自由度越大^[115]。如果仅仅利用对流驱动流体将是很有意义的实验, 但实际上几乎不可能达到实验室中发电机工作所需要的流动速度。所以, 现有实验室中必须找到维持流动的机械力, 同时磁场又能反作用于流动的折中办法。

第三, 发电机实验可以得到稳定和振荡发电机状态^[117], 同时能区分不同模式下的磁场反转^[118]。

有关磁流体发电机实验的几个重要结论是: (1) 得到自激发磁场; (2) 得到饱和磁场; (3) 磁场极性的反转。1999 年 Riga 和 Karlsruhe 发电机实验与预测的惊人一致。在某些方面 VKS (同样 MDX) 的努力也给我们更多启示。在经过对最初的概念调整后, VKS 实验成功地得到了自激发磁场。在 VKS 中观测到的本征场实际上是一个轴对称偶极场, 与所期待的赤道偶极场相反; 这对于理解发电机机制所依赖的内禀场放大循环是一个挑战。在 Riga 发电机实验中, 如果电机以一定的频率运转, 那么磁场的反转频率也是一个常数; 也就是说场的反转频率取决于流体的旋转速率, 改变输入功率, 将改变反转频率。在 VKS 磁流体发电机实验中, 当两个螺旋桨的旋转频率不同时, 就会产生磁场的反转, 如其中一个螺旋桨为 16 Hz, 而另一个为 22 Hz 时磁场反转^[119]。而 Lyon 的 VKG 实验, 在利用外部放大循环模拟 α 效应时, 也同样得到了场的反转。

在理论和数值模拟中可以证明动力学发电机效应, 利用所给定的速度场及实验参数也可以获得发电机效应, 但是二者结果有一定差异。此外, 磁场及其边界条件与实验参数如 R_m 、粘滞系数、Ekman 数等之间的具体关系并没有直接验证。从目前的理论看, 速度场位形及湍动是产生和影响发电机效应的主要因素, 具体的相关性、湍动本身的特性都需要进一步的实验验证。

参考文献:

- [1] Carlson J B. Science, 1975, 753: 760
- [2] Needham J. Science and Civilisation in China. Cambridge: Cambridge University Press, 1962: 1
- [3] Petrus Peregrinus de Maricourt. Epistula de magnete. Pisa: Scuola normale superiore, 1995: 208
- [4] Gilbert W, De Magnete. New York: Dover, 1958: 105
- [5] Gellibrand H. A discourse mathematical on the variation of the magneticall needle. Berlin: A. Asher, 1887: 36
- [6] Brunhes B. J Phys, 1906, 5: 705
- [7] Merrill R T, McElhinny M W, McFadden Ph L. The magnetic field of the earth: paleomagnetism, the core, and the deep mantle. San Diego: Academic, 1998: 68
- [8] Stevenson D J. Sci Lett, 2003, 208: 1

- [9] Connerney J E P, Acuna M H, Wasilewski P J, et al. *Geophys Res Lett*, 2001, 28: 4015
- [10] Ness N F, Behannon K W, Lepping R P, et al. *Nature*, 1975, 255: 204
- [11] Kivelson M G, et al. *Nature*, 1996, 384: 537
- [12] Hale G E. *ApJ*, 1908, 28: 315
- [13] Ossendrijver M. *Astronomy Astrophysics Rev*, 2003, 11: 287
- [14] Ternullo M. *Astronomische Nachrichten*, 2007, 328: 1023
- [15] Illarionov E A, Sokolov D D. *Astronomicheskii Tsirkulyar*, 2012, 1580: 1
- [16] Beck R, Brandenburg A, Moss D, et al. *ApJ*, 1996, 34: 155
- [17] Jinlin Han. *Nuclear Physics B*, 2008, 175: 176
- [18] Dziourkevitch N, Elstner D, Rudiger G. *Astron Astrophys*, 2004, 423: 29
- [19] Kulsrud R M, Zweibel E G. *Rep Progr Phys*, 2008, 71: 046901
- [20] Govoni F, Feretti L. *Int J Mod Phys*, 2004, 13: 1549
- [21] Schekochihin A A, Cowley S C. *Phys Plasmas*, 2006, 13: 056501
- [22] Schekochihin A A, et al. *New J Phys*, 2007, 9: 3000
- [23] Viganò D, Pons J A, Miralles J A, Rea N. *Highlights of Spanish Astrophysics*, 2014, 8: 12
- [24] Larmor J. *Rep Brit Assoc Adv Sci*, 1919: 159
- [25] Siemens C W, Proc R. Soc London, 1867, 15: 367
- [26] Simonyi K. *Kulturgeschichte der Physik ia*, 1990: 343
- [27] Khanna R. *MNRAS*, 1998, 295: 6
- [28] Kaiser R. *Geophys Astrophys Fluid Dyn*, 2007, 101: 185
- [29] Cowling T G. *MNRAS*, 1933, 94: 39
- [30] Bullard E C, Phil Gellman H. *Trans R Soc Lond*, 1954, A247: 213
- [31] Steenbeck M, Krause F, Radler K H. *Z Naturforsch*, 1996, 21a: 369
- [32] Krause F, Radler K H. *Mean-field magnetohydrodynamics and dynamo theory*. Berlin: Akademie, 1980: 273
- [33] Parker E N. *ApJ*, 1955, 122: 293
- [34] Giesecke A, Ziegler U, Rudiger G. *Phys Earth Planet Inter*, 2005, 152: 90
- [35] Schrinner M, Radler K H, Schmitt D, et al. *Geophys Astrophys Fluid Dyn*, 2007, 101: 81
- [36] Brandenburg A, Radler K H, Schrinner M. *Astron Astrophys*, 2008, 482: 739
- [37] Jiang J, Wang J. *Advances in Space Research*, 2008, 41: 880
- [38] Inglis D R. *Rev Mod Phys*, 1981, 53: 481
- [39] Roberts P H, Jensen T H. *Phys Fluids*, 1992, B7: 2657
- [40] Fearn D R. *Rep Prog Phys*, 1998, 61: 175
- [41] Roberts P H, Glatzmaier G A. *Rev Mod Phys*, 2002, 72: 1081
- [42] Rudiger G, Hollerbach R. *The Magnetic Universe*. Berlin: Wiley, 2004: 298
- [43] Brandenburg A, Subramanian K. *Phys Rep*, 2005, 417: 1
- [44] Lowes F J, Wilkinson I. *Nature*, 1963, 198: 1158
- [45] Kageyama A, Ochi M M, Sato T. *Phys Rev Lett*, 1999, 82: 5409
- [46] Stellmach S, Hansen U. *Phys Rev*, 2004, E70: 563
- [47] Harder H, Hansen U. *Geophys J Intern*, 2005, 161: 522
- [48] Christensen U R, Aubert J. *Geophys J Int*, 2006, 166: 97
- [49] Lehnert B. *Arkiv for Fysik*, 1958, 13: 109
- [50] Lehnert B. *Magnetohydrodynamics: Historical Evolution and Trends*, Dordrecht: Springer 2007: 83
- [51] Gekelman W. *J Geophys Res*, 1999, 104: 14417
- [52] Busse F H. *Annu Rev Fluid Mech*, 2000, 31: 383
- [53] Lathrop D P, Shew W L, Sisan D R. *Plasma Phys, Contr*, 2001, 43: A151
- [54] Gailitis A, Lielausis O, Platacis E, et al. *Rev Mod Phys*, 2002, 74: 973
- [55] Colgate S A. *Astron Nachr*, 2006, 327: 456
- [56] Petrelis F, Mordant N, Fauve S. *Geophys Astrophys Fluid Dyn*, 2007, 101: 289

- [57] Lowes F J, Wilkinson I. *Nature*, 1968, 219: 717
- [58] Wilkinson I. *Geophys Surveys*, 1984, 7: 107
- [59] Herzenberg A. *Philos Trans R Soc*, 1958, A250: 543
- [60] Herzenberg A. *Philos Trans R Soc London*, 1958, A250: 543
- [61] Wilkinson I. *Geophys Surveys*, 1984, 7: 107
- [62] Steenbeck M, Kirko I M, Gailitis A, et al. *Mber Dt Ak Wiss*, 1967, 9: 714
- [63] Gailitis A K, et al. *Magnetohydrodynamics*, 1987, 23: 349
- [64] Ponomarenko Yu B, *Appl J. Mech Tech Phys*, 1973, 14: 775
- [65] Gailitis A, Freibergs Y. *Magnetohydrodynamics*, 1976, 12: 127
- [66] Gailitis A, Freibergs Y. *Magnetohydrodynamics*, 1980, 16: 116
- [67] Gailitis A. *Magnetohydrodynamics*, 1996, 32: 58
- [68] Christen M, Hanel H, Will G. *Faragallah-Verlag und Bildarchiv, Sulzbach/Ts*, 1998: 39
- [69] Stefani F, Gerbeth G, Gailitis A. *Ph Marty J P Thibault*, 1999, 31: 73
- [70] Gailitis A, Lielausis O, Platacis E, et al. *Phys Plasmas*, 2004, 11: 2838
- [71] Gailitis A, et al. *Phys Rev Lett*, 2000, 84: 4365
- [72] Gailitis A, et al. *Phys Rev Lett*, 2001, 86: 3024
- [73] Gailitis A, Lielausis O, Gerbeth G, Stefani F. *Magnetohydrodynamics*, 2007, 37: 2632
- [74] Gailitis A, Lielausis O, Platacis E, et al. *Magnetohydrodynamics*, 2001, 37: 71
- [75] Gailitis A, et al. *Magnetohydrodynamics*, 2002, 38: 5
- [76] Gailitis A, Lielausis O, Platacis E, et al. *Surv Geophys*, 2003, 24: 247
- [77] Gailitis A, Gerbeth G, Gundrum Th, et al. *C R Phys*, 2008, 9: 721
- [78] Gailitis A. *Magnetohydrodynamics*, 1967, 3: 23
- [79] Busse F H. *Geophys J R Astr*, 1975, 42: 437
- [80] Roberts G O. *Philos Trans R Soc London*, 1972, A271: 411
- [81] Radler K H, Apstein E, Rheinhardt M, Schuler M. *Studia geoph et geod*, 1998, 42: 1
- [82] Muller U, Stieglitz R. *Naturwissenschaften*, 2000, 87: 381
- [83] Stieglitz R, Muller U. *Phys Fluids*, 2001, 13: 561
- [84] Muller U, Stieglitz R. *Naturwissenschaften*, 2000, 87: 381
- [85] Radler K H, Rheinhardt M, Apstein E, Fuchs H. *Magnetohydrodynamics*, 2002, 38: 41
- [86] Zandbergen P J, Dijkstra D. *Ann Rev Fluid Mech*, 1987, 19: 465
- [87] Marie L, Normand C, Daviaud F. *Phys Fluids*, 2006, 18: 83
- [88] Romain M, Michael B, et al. *Physics of fluids*, 2009, 21: 498
- [89] Stepanov R, Volk R, Denisov S, et al. *Phys Rev*, 2006, E73: 046310
- [90] Volk R. *PhD thesis*, Lyon: Ecole Normale Supérieure, 2005: 69
- [91] Rdler K H, Stepanov R. *Phys Rev*, 2006, E73: 056311
- [92] Bullard E C, Proc C. Phil Soc, 1955, 51: 744
- [93] Bourgoin M, et al. *New J Phys*, 2006, 8: 329
- [94] Volk R, Odier P, Pinton J F. *Phys Fluids*, 2006, 18: 085105
- [95] Forest C B, et al. *Magnetohydrodynamics*, 2002, 38: 107
- [96] Wang Z, Pariev V I, Barnes C W, Barnes D C. *Phys Plasmas*, 2002, 9: 1491
- [97] Nornberg M D, Spence E J, Kendrick R D, et al. *Phys Rev Lett*, 2006, 97: 044503
- [98] forest C B, et al. *Bull Amer Phys Soc*, 2007, 52: 11
- [99] Spence E J, Nornberg M D, Jacobson C M, et al. *Phys Rev Lett*, 2006, 96: 273
- [100] Peffley N L, Cawthorne A B, Lathrop D P. *Phys Rev E*, 2000, 61: 83
- [101] Sisan D R, et al. *Phys Rev Lett*, 2004, 93: 364
- [102] Shew W L, Lathrop D P. *Phys Earth Planet Inter*, 2005, 153: 136
- [103] Brito D, Cardin P, Nataf H C, Marolleau G. *Phys Earth Planet Int*, 1995, 91: 77
- [104] Ji H, Yamada M, Hsu S, Kulsrud R. *Phys Rev Lett*, 1998, 80: 3256
- [105] Ji H, et al. *Phys Plasmas*, 1996, 3: 1935

- [106] Colgate S A, Li H, Pariev V. Phys Plasmas, 2001, 8: 2425
- [107] Velikhov E P. Phys Lett A, 2006, 358: 216
- [108] Khalzov I V. Tech Phys, 2006, 76: 26
- [109] Stefani F, et al. Phys Rev Lett, 2006, 97: 473
- [110] Szklarski J. Astron Nachr, 2007, 328: 499
- [111] Stefani F, Gerbeth G, Radler K H. Astron Nachr, 2000, 321: 65
- [112] Xu M, Stefani F, Gerbeth G. J Comp Phys, 2004, 196: 102
- [113] Guermond J L, Laguerre R, Léorat J, Nore C. J Comp Phys, 2007, 221: 349
- [114] Gissinger C, Iskakov A, Fauve S, Dormy E. EPL, 2008, 82: 29001
- [115] Tilgner A. Phys Earth Planet Inter, 2000, 117: 171
- [116] Verma M K. Phys Rep, 2004, 401: 229
- [117] Stefani F, Xu M, Sorriso Valvo L, et al. Geophys Astrophys Fluid Dyn, 2007, 101: 227
- [118] Hoyng P, Duistermaat J. EPL, 2004, 68: 177
- [119] Berhanu M, et al. EPL 2007, 77: 59001

Progress in Magnetohydrodynamic Dynamo Experiments and Analysis of the Results

GUO Kai-ming¹, YANG Zhi-liang¹, JING Hai-rong²,
CHEN Rong², ZHENG Jian-chuan¹, PAN Ye-xin¹

(1. Department of Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875, China; 2. Beijing Planetarium, Beijing 100044, China)

Abstract: This paper describes state-of-the-art experiments of magnetohydrodynamic dynamo and the main results of the current dynamo experiments. We first introduce the theoretical basis of dynamos, which contains kinematic dynamo theory and dynamic dynamo theory. Then we describe the magnetohydrodynamic dynamo experiments based on the current theories. The experiments simulated liquid sodium as plasma, analysed the dynamo effects of different velocity distributions and the relation of velocity field and magnetic field. In the Riga dynamo experiment, the frequency of the magnetic field reversal was a constant if the plasma rotates with a constant speed. In the VKG magnetohydrodynamic dynamo experiment, the magnetic field inverted when the rotational frequencies of Propellers were different. However, Lyon also got the inverse field when he made use of external magnified circulation simulation effect in the VKG experiment. We can turn to study MHD instability and fluctuation after we testified the dynamo theory.

Key words: dynamo; magnetohydrodynamics; experiment