Discover Applied Sciences

研 究 开放获取

用于磁流体开放循环的 OpenFOAM 计算流体力学（CFD）求解器：应用于萨哈林脉冲磁流体发电机（PMHDG）

Osama A. Marzouk[1*]

*通讯作者：Osama A. Marzouk
osama.m@uob.edu.om[1]工程学院，布赖米大学，512 布赖米，阿曼苏丹国

摘要
本研究提出了一种数学模型和计算流体力学（CFD）模型，用于模拟以燃烧等离子体为工作介质的磁流体动力学（MHD）发电机开式线性法拉第型连续电极通道。该模型扩展了Favre平均纳维–斯托克斯方程，以考虑流动等离子体气体的电性质及其对外加磁场的响应。模型考虑了多种效应，例如洛伦兹力、湍流、可压缩性以及从等离子体中提取能量，并采用电势法和低磁雷诺数（Re_m）近似。该模型通过多物理场开源计算机编程环境“OpenFOAM”进行数值实现，该环境结合了有限体积法（FVM）和面向对象编程（OOP）理念。我们借助文献中收集到的测试运行数据和经验表达式，对名为“Sakhalin”的大型脉冲磁流体发电机（PMHDG）的超音速通道进行模拟，以展示该模型的能力。Sakhalin 曾是世界上最大的 PMHDG，其峰值电功率输出曾达到 510 兆瓦。Sakhalin 以固体推进剂等离子体（SPP）为工作介质，配有一条长 4.5 米的超音速发散式法拉第型连续电极通道。我们通过与萨哈林 PMHDG 的独立结果进行比较，检验模型的有效性。随后，我们处理三维模拟结果，给出萨哈林通道的标量特征、沿纵向中心线的一维剖面，以及整个通道内的三维分布。例如，我们发现萨哈林 PMHDG 内的温度沿程变化不大，出口质量平均温度为 2738.4 K，接近 2750 K 的入口值。同样，出口质量平均绝对压力为 3.294 巴，接近 3.28 巴的入口值。另一方面，等离子体明显减速，轴向速度从入口处的 2050 米/秒降至出口处的 1156 米/秒（质量平均值）。因此，产生的脉冲电能主要来自等离子体的动能，而非其热能或其

© 作者 2025年。 **开放获取**本文采用知识共享署名 4.0 国际许可协议授权。该协议允许以任何媒介或格式使用、分享、改编、分发和复制本文，但须适当注明原作者和来源，提供知识共享许可协议链接，并说明是否进行了修改。除非材料的署名行另有说明，本文中的图片或其他第三方材料均包含在本文的知识共享许可协议中。如果某项材料未包含在本文的知识共享许可协议中，且您的预期用途不受法定法规允许或超出许可范围，则需直接向版权所有者获取许可。如需查看本许可协议副本，请访问 http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/。

压力能。解析得到的体积平均洛伦兹力密度矢量为 [−89.12, −28.83, 0] 千牛/米^3，解析得到的体积平均电流密度矢量为 [1.462, −4.517, 0] 安/厘米^2。本文介绍的 OpenFOAM 求解器有多种应用，包括为磁流体动力学通道设计新型几何形状的初步设计，探索各种参数（如入口马赫数、入口压力和外加磁感应强度）对磁流体动力发电机性能的影响，以及估算出口等离子体中残余能量的含量，以便正确识别下游底循环，从而提取部分可用能量。除了介绍 OpenFOAM 求解器外，我们还概述了各种脉冲磁流体发电机系统。本研究可惠及不同的研究群体，尤其是关注 OpenFOAM 应用、计算流体力学（CFD）、磁流体力学（MHD）、开式循环磁流体动力发电机或多物理场数学建模的研究者。

关键词 OpenFOAM、萨哈林、磁流体动力学、磁流体动力学、发电机、直线通道、法拉第、等离子体、计算流体力学、计算流体力学

1 引言

1.1 背景

萨哈林是东北亚一座俄罗斯岛屿的名称，其形状明显狭长，位于日本北海道岛附近 [1, 2]。萨哈林也是一台大功率脉冲磁流体动力学（MHD）发电机的名称，该发电机曾在苏维埃社会主义共和国联盟（USSR）广泛应用并受到研究，在一次测试中展示了 510 兆瓦的电输出功率。萨哈林脉冲磁流体发电机（PMHDG）以固体推进剂（烟火粉末）为燃料，内部设有一条长 4.5 米的线性连续电极法拉第型超音速通道 [3–5]。萨哈林的工作介质是经过热播种的弱电离固体推进剂等离子体（SPP）。磁流体发电机的连续法拉第型线性通道设有两个彼此相对的连续电极。与其他线性通道的电连接设计相比，这种特定的线性通道设计结构较为简单 [6]。其他（更复杂的）线性通道设计 [7] 包括分段电极（分段法拉第）设计、线性霍尔设计和对角线设计 [8]。萨哈林是世界上功率最大的 PMHDG，其理论峰值电输出功率为 600 兆瓦（接入匹配负载后，功率降至约 400 兆瓦） [9]。它是一套自给式系统，无需连接外部供电源 [10]。固体推进剂装药的质量约为 6000 千克（6 吨）。电极（负极阳极和正极阴极）由石墨制成。一种可能的固体推进剂由粉末混合而成，其中含有 64% 的 Mg（镁）、35% 的 KNO^3 （硝酸钾）和 1% 的工艺添加剂（百分比按质量计），压制后的密度约为 1700 千克/米^3 [11]。推进剂也可以金属铝为基础，而非金属镁 [12]。在固体推进剂装药（药柱）中加入少量碱金属（铯“Cs”或钾“K”），以使所添加碱金属原子的电离程度达到可观水平（这些原子在磁流体动力学通道的高温下会转变为蒸气） [13, 14]。钾（K）约在 762 °C（1035 K）时汽化，而铯（Cs）约在 682 °C（955 K）时汽化 [15–17]。

脉冲磁流体发电机（PMHDG）可用于在数秒内产生强电脉冲。PMHDG 可用于地电

勘探，产生的电脉冲可用于估算不同深度地下地层的电阻率 [18–20]。脉冲磁流体发电机还可用于为电磁轨道发射器（电磁轨道炮）供电，使弹丸加速至超过 2.5 千米/秒的速度 [21, 22]。脉冲磁流体发电机也可能应用于航天系统[23, 24] 和火箭推进 [25, 26]。

除萨哈林外，前苏联还建有其他固体推进剂等离子体（SPP）脉冲磁流体发电机，但萨哈林的功率远远最大[27–29]。前苏联曾有的不同SPP脉冲磁流体发电机的比较见表 1 [30–32]。

该表并未涵盖所有实例。苏维埃社会主义共和国联盟中还有其他SPP脉冲磁流体发电系统，例如“帕米尔”和“帕米尔-06”。

除了以脉冲模式运行外，磁流体动力学（MHD）发电机还可在双循环热电厂中作为非常规顶循环，以连续模式运行 [33–36]。磁流体发电机的一个特点是适于高温运行，这会以快速的非线性方式提升电导率[37–39]。随后可采用其他常规动力循环（如朗肯蒸汽循环）作为底循环。在这种情况下，离开顶循环MHD动力循环的排出高温气体中大量未利用的热量可用于产生蒸汽，驱动蒸汽轮机。这些汽轮机与机电发电机相连。这种双循环概念应用于联合循环燃气轮机发电厂，其中利用余热蒸汽发生器（HRSG）将热量从温度较高的顶循环燃气循环传递至温度较低的底循环蒸汽循环[40–42]。

无论是脉冲式还是连续式，使用磁流体发电机相比化石燃料发电厂具有环境优势：它能够减少温室气体（温室气体）的排放，从而有助于减缓全球变暖[43–46]。使用磁流体发电机能够减少温室气体排放，是因为对于基于燃烧等离子体的磁流体发电机，可以选择适当的燃料与氧化剂组合，使离开发电机的等离子体气体中二氧化碳（CO_2）占主导地位。富含二氧化碳有助于通过富氧燃料碳捕集技术（富氧燃烧碳捕集）将其捕集 [47–50]。富氧燃料技术对磁流体发电机尤其具有吸引力，因为这种特殊的燃烧技术能大幅提高燃烧火焰和燃烧产物的温度，从而提高热平衡“高温”等离子体气体的电导率。因此，在等离子体气体体积流量相同的情况下，电输出功率会增加 [51, 52]。在热平衡“高温”等离子体气体中，原子仅因温度作用而发生电离（与非热“低温”等离子体不同）。因此，温度越高，在等离子体气体体积流量相同的情况下，电输出功率就越大 [53, 54]。

磁流体发电机的另一项优势是没有运动机械部件，这一点不同于发电中常用的燃气轮机、蒸汽轮机、风力涡轮机、斯特林发动机和机电式发电机 [55–58]。设计简单，且不存在复杂的流固耦合（FSI）和固体接触，因此无需润滑、轴承和密封元件[59–61]。磁流体发电机属于直接功率提取（DPE）系统，与太阳能光伏（PV）组件[62] 和热电发电机（TEG）组件一样，无需经过中间能量转换处理[63–66]。

Table 1 Comparison of different solid-propellant plasma (SPP) self-contained pulsed magnetohydrodynamic generators (PMHDG) in the former Union of Soviet Socialist Republics (USSR)

Power system (ordered by power)	Pamir-0-KT	Pamir-1	Pricaspiy	Pamir-3U	Soyuz	Ural	Khybiny	Sakhalin
Maximum electric power demonstrated (with an unmatched load), MW	0.1	20	20	30	31	40	120	500
Maximum electric power demonstrated (with a matched load), MW	–	10	10	15	16	30	60	400
Mobility	–	In containers	Mobile on a track	In containers	Mobile on a trailer	–	In containers	In containers
Number of MHD channels	1	2	2	3	1	1	2	1
Length of MHD channel(s), m	1	1	1	1	1.8	–	1.17	4.5
Operating duration for the load (duration of the pulse), s	Up to 3.6	3–7	3–7	2.5–10	Up to 10	6	7–10	Up to 7
Minimum pause between two runs, h	–	12	12	–	12	–	12	24
Approximate maximum possible mass flow rate of working fluid (plasma), kg/s	2	50	50	24	40	100	200	1000
Overall mass of the power system, tonne	–	8	12	18	25	16	34	50
Overall dimensions of the power system, m	–	4×1.5×2	4×1.5×2	–	7×2×2	–	8×7×1.5	13.5×3.7×2.7

An empty cell having a dash symbol (–) indicates an unknown value for us

采用掺种燃烧等离子体运行的磁流体发电机还有一项优势，即燃料选择具有灵活性。与传统内燃机（ICE）不同——无论是用于汽车的往复式内燃机，还是用于喷气式飞机的涡轮机械式内燃机——磁流体发电机都可视为外燃机（ECE）。这是因为燃料在磁流体动力学通道外燃烧，而该通道是主要的能量转换部件（从流体中提取热能、压力能和/或动能，并将流体能量转化为直流电（“DC”）电能）[67, 68]。由于燃烧产物（烟气）主要充当高速主体介质，携带电离碱金属物种和释放出的载流电子，因此等离子体发生器（PG）的燃烧室可使用种类繁多的燃料[69–71]。例如，绿色氢[72, 73]（由可再生能源驱动水电解所制得的氢）可用于这类发电[74–77]。气体燃料（如天然气）[78–81]。此外，液体燃料（如煤油）[82–84]，和固体燃料（如煤）也可作为等离子体气体的来源[85, 86]。尽管燃料选择灵活，燃气和燃油磁流体发电机仍有一项优势：磁流体动力学通道电极上不会形成熔渣层（即熔融灰渣在壁面上凝固后形成的层）[87–89]。

审视磁流体力学（MHD）领域近期的研究成果可以发现，研究重点在于理论问题，例如多孔介质中振荡竖直平板上的磁流体流动[90]，磁流体自然对流[91]，磁流体偶应力流体[92],顶盖驱动方腔中的磁流体动力学[93]，以及平板流动的磁流体动力学[94]。尽管这些磁流体动力学研究有助于我们理解磁流体动力学原理的物理机制，并探索有趣的学术问题，但它们距离在能源领域产生实际影响、以应对环境挑战并满足社会需求，仍相去甚远。本文通过聚焦于利用磁流体动力学知识进行大规模现实应用，填补这一空白：以新颖的公用事业级发电方式，实现可持续性（例如使用绿色氢作为燃料）、紧凑性（占地面积小）和高效性（能够发电大量电力）。

1.2 目标

本研究的首要目标是介绍一种面向连续电极（连续法拉第）MHD 通道的计算流体力学（CFD）求解器方案，该求解器基于 OpenFOAM 面向对象编程（OOP）环境 [95]。OpenFOAM 是一套广受欢迎的开源计算流体力学求解器，可用于解决各种问题，包括可压缩流、不可压缩流、层流、湍流、多相流和反应流 [96–99]。OpenFOAM 已应用于许多流体动力学 [100–102]，燃烧 [103]，流固耦合[104]，和传热领域 [105]。OpenFOAM 基于有限体积法（FVM）对流动控制方程进行离散，同时力求在单个计算单元（即单个有限体积）层面实现质量、动量和 Energy 的局部守恒 [106, 107]。本研究提出的 MHD 通道求解器是用于计算机辅助设计（CAD）的重要工具，可设计采用连续电极、以脉冲模式或持续模式运行的 MHD 通道。感兴趣的读者还可以进一步扩展该求解器，加入所需的设计改动或探索不同的运行条件，从而控制并优化一项或多项性能输出 [108, 109]。例如，可以研究超音速通道的截面

轮廓（作为控制变量）对电功率输出的影响、外加磁场（外加磁感应强度）对等离子体流线的作用，以及通过碱金属种子注入提高膨胀等离子体气体电导率的效果；其他研究可通过扩展本研究提供的模型来考察这些问题 [110–112]。OpenFOAM 也可视为一种教育资源 [113–115], 因为它可以纳入计算机工程、流体力学、数值方法和应用数学相关的高等教育课程。

本工作的第二个目标是展示采用固体推进剂等离子体的萨哈林脉冲磁流体发电机（PMHDG-SPP）通道的三维计算流体力学（CFD）建模的全面结果。与文献中报道的各种结果不同，本研究展示了大量流场和电场的三维变化以及采样的一维变化，同时还给出了汇总的系统级标量值。所有这些结果都有助于更好地理解通道内部的复杂现象。由于能够在模拟域的任意空间位置进行数字化、非侵入式探测，计算流体力学建模及其结果的后处理在这方面极为有益。尽管萨哈林是一个较早的系统，但由于有关该系统的详细报道，它仍然是一个典型的磁流体动力学研究案例。因此，这一目标被视为对磁流体发电领域的有益贡献，因为它可以指导未来构建类似系统的尝试，无论是用于地质研究的脉冲系统，还是用于电力发电的持续运行系统。

本研究的第三个目标是简要回顾以固体推进剂等离子体（SPP）为工质的早期脉冲磁流体发电机（PMHDG）。

本研究有助于重燃人们对磁流体发电的兴趣，旨在进一步探索这种技术作为在地方和全球层面实现能源结构多元化的潜在途径 [116, 117], 拓展富氧燃烧碳捕集技术，并受益于异常高的体积功率密度 [118–120], 利用集中的直接功率提取，推动电气化进程 [121, 122], 并寻求非常规能源解决方案和技术转型 [123, 124] 以助力实现净零排放 [125, 126]。

1.3 萨哈林 PMHDG 在磁流体动力学研究中的重要意义

萨哈林脉冲磁流体发电机（PMHDG）是磁流体动力学（MHD）研究与应用领域的重要里程碑，因为它在使用掺种燃烧等离子体时，首次成功实现了全尺寸（而非实验室规模或中试规模）的磁流体动力学概念验证。此外，关于这一大型发电机组的公开数据提供了有关实际运行条件的宝贵信息（例如所需的磁感应强度），同时也揭示了相对紧凑的机组能够实现极高的功率密度 [127]。本研究采用萨哈林 PMHDG 作为示范案例，充分说明了这一系统至今仍对磁流体动力学领域具有重要价值。

2 研究方法

本节旨在介绍针对具有连续电极的通用法拉第型磁流体力学（MHD）通道所提出模拟模型的数学、计算和几何设定。

由于这些电极是连续的导电电极（例如由金属或石墨制成），每个电极均被赋予一个电压（一个电势）。在本研究中，阳极被设定为零电压参考。因此，此处的“阴极电压”指较高的阴极电压与较低的阳极电压之间的电压差。

2.1 流体流动方程

本文给出了将等离子体视为均匀可压缩湍流气体时所遵循的偏微分方程。这些方程是在经典 Favre平均纳维–斯托克斯方程（FANS）的基础上扩展而来，通过添加补充项，在数学上计入电磁效应对导电等离子体的影响。Favre平均纳维–斯托克斯方程通常称为雷诺平均Navier–Stokes方程（RANS），尽管严格来说，RANS 适用于不可压缩（密度恒定）流体，而 Favre平均纳维–斯托克斯方程则是 RANS 向可压缩（密度可变）流体的扩展，适用于以燃烧等离子体为工质运行的磁流体发电机 [128–131]。RANS 表述采用简单的（不加权）时间平均，而 FANS 表述采用密度加权（质量加权）时间平均 [132–134]。

等离子体气体的标量质量守恒方程（连续性方程）与普通气体（不导电气体）的控制方程相同。磁场的存在以及等离子体具有电导率，并不会影响该等离子体的质量守恒定律。因此，质量守恒方程为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \tag{1}$$

其中ρ 为等离子体气体的质量密度，t 为时间，$\vec{u}$ 为等离子体的速度矢量（这是相对于固定实验室参考系的绝对速度），而∇·为散度算子[135, 136]。

等离子体流动在磁流体动力学通道内的线性动量守恒方程，是非反应性单相可压缩湍流的传统线性动量守恒方程的扩展，其中加入了一个源项，以计及作用于等离子体气体中带电粒子的单位体积洛伦兹力；该力作为体积力，作用于磁流体动力学通道内流动的等离子体的单位体积[137, 138]。为解释该源项的成因，需要指出的是，任何通有电流且具有电导率的介质，在磁场作用下进行平移运动时，都会受到一种称为洛伦兹力的感应力；该力同时垂直于平移运动方向和外加磁场[139, 140]。

因此，磁流体动力学通道内扩展等离子体的线性动量方程为

$$\frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \otimes \vec{u}) + \nabla p - \nabla \cdot \left(\vec{\vec{\tau}}_v + \vec{\vec{\tau}}_t \right) = \vec{J} \times \vec{B} \tag{2}$$

其中，算子 $\otimes$ 表示两个向量的外积，p 表示压力（绝对压力），∇p 表示压力梯度向量，$\vec{\vec{\tau}}_v$ 表示黏性剪切应力

张量，$\vec{\vec{\tau}}_t$ 表示湍流剪切应力张量，$\vec{J}$ 表示电流密度向量，$\vec{B}$ 表示磁感应强度向量（磁场），右侧项 $\vec{J} \times \vec{B}$ 表示添加的源项（单位等离子体体积所受的洛伦兹力）[141–144]。

黏性剪切应力张量 $\vec{\vec{\tau}}_v$ 是一个偏（无迹）张量，采用以下本构关系进行建模 [145, 146]：

$$\vec{\vec{\tau}}_v = \mu \left(\vec{\vec{\nabla}} u + \left[\vec{\vec{\nabla}} u \right]^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{u}) \vec{\vec{I}} \right) \tag{3}$$

其中 μ 是等离子体气体的绝对黏度（动力黏度），$\vec{\vec{\nabla}} u$ 是表示速度矢量梯度的张量，$\left[\vec{\vec{\nabla}} u \right]^T$ 是 $\vec{\vec{\nabla}} u$ 的转置，而 $\vec{\vec{I}}$ 是单位张量 [147, 148]。

湍流（或雷诺）应力张量 $\vec{\vec{\tau}}_t$ 采用以下梯度输运假设（涡黏性湍流模型）进行建模 [149]：

$$\vec{\vec{\tau}}_t = \mu_t \left(\vec{\vec{\nabla}} u + \left[\vec{\vec{\nabla}} u \right]^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{u}) \vec{\vec{I}} \right) - \frac{2}{3} \rho k \vec{\vec{I}} \tag{4}$$

其中 μ_t 是湍流黏度，k 是单位质量湍动能，而球形张量 $-\frac{2}{3}\rho k \vec{\vec{I}}$ 是涡黏性湍流模型所引入的[150, 151]。

层流黏度（分子黏度）与湍流黏度（涡黏度）之和即为有效黏度（μ_{eff}）。[152, 153]

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t \tag{5}$$

因此，黏性应力张量与湍流应力张量之和可表示为 [154, 155]

$$\vec{\vec{\tau}}_v + \vec{\vec{\tau}}_t = \mu_{eff} \left(\vec{\vec{\nabla}} u + \left[\vec{\vec{\nabla}} u \right]^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{u}) \vec{\vec{I}} \right) - \frac{2}{3} \rho k \vec{\vec{I}} \tag{6}$$

值得一提的是，张量 $\left(\vec{\vec{\nabla}} u + \left[\vec{\vec{\nabla}} u \right]^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{u}) \vec{\vec{I}} \right)$ 是速度梯度张量的偏差（无迹）分量 $\vec{\vec{\nabla}} u$，其迹为 $\frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{u})$；对于不可压缩流体，该迹物理量为零，但在本文所述的磁流体力学等离子体低阶模型中并非如此[156–159]。

通过求解输运标量偏微分方程，可获得单位质量湍动能（k）的空间分布和时间演化；此外，还需求解另一个标量偏微分方程，以获得耗散率（ϵ或 epsilon）[160, 161]。

此处的标量能量守恒方程以总（滞止）比内能 $\tilde{e}$ 作为因变量，而不是以温度 T 作为因变量。这种形式适用于开式循环磁流体动力学通道 [162–165] 中遇到的高速气体。与矢量动量方程一样，标量能量方程包含一个普通形式（适用于非导电气体）中没有的源项。该源项是从等离子体中提取的功率（单位等离子体体积），并将其转换为

电功率（单位等离子体体积），输送至连接在磁流体动力学通道电极上的外部电负载。

因此，等离子体气体的扩展能量方程为

$$\frac{\partial \rho \tilde{e}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \tilde{e}) + \nabla \cdot (\kappa_{eff} \nabla T) + \nabla \cdot \left(\vec{u} \cdot \vec{\vec{\tau}} \right) = \vec{J} \cdot \vec{E}_L \tag{7}$$

其中 κ_{eff} 是有效热导率（在热传导中同时考虑层流/分子效应和湍流/涡流效应），$-\kappa_{eff} \nabla T$ 是有效扩散热通量矢量（根据傅里叶定律，用温度梯度 ∇T 表示），$\nabla \cdot \left(\vec{u} \cdot \vec{\vec{\tau}} \right)$ 是黏性应力导致的单位等离子体体积黏性应力功率（等离子体所做功的速率），而 $\vec{J} \cdot \vec{E}_L$ 是由等离子体电性质产生的源项[166, 167]。矢量 $\vec{E}_L$ 是静电场（由外加负载“若适用”引起的磁流体动力学电极间电压差，或由外部电路开路“电极未电连接”引起）。矢量场 $\vec{E}_L$ 是电极周围电压差在等离子体中产生的外加电场；这些电极（接地阳极和正极阴极）用于为外部电负载供电，因此我们也将此电场称为静电场。矢量场 $\vec{E}_L$不直接取决于等离子体的运动，这也解释了“静电”这一名称。矢量场 $\vec{E}_L$ 甚至可以通过将磁流体动力学通道的电极连接到直流电源（而非电负载）来外部施加并手动控制。另一方面，导电等离子体气体以速度矢量 $\vec{u}$ 在外加磁感应强度 $\vec{B}$中平移运动时，会感应产生另一种电场；该感应电场为 $\vec{u} \times \vec{B}$，可称为“电动力学”场。负载电场 $\vec{E}_L$ 是无旋的（依据库仑定律）[168, 169]。这意味着

$$\nabla \times \vec{E}_L = 0 \tag{8}$$

源项 $\vec{J} \cdot \vec{E}_L$ 实际上为负值（静电场矢量与电流密度矢量方向相反），因此该源项实际上起到能量汇的作用。将其解释为从等离子体流动中提取能量并以电能形式输送至外部电负载，正是对这一过程的合理表述。在理想化（最简化）的情况下，若等离子体以一维（单向）、恒定的速度流经横截面恒定的磁流体动力学通道，外加磁场和静电场均为一维（单向）且恒定，静电场垂直于平行电极（从接地阳极指向正极阴极），并且这三个场彼此正交，则该能量源项可简化为 $-JE_L$。因此，它实际上是一个能量汇项，其大小为 $|JE_L|$，其中 J 和 E_L 可简化为标量值（但电流密度 J 由阳极指向阴极，而静电场 E_L 由阴极指向阳极） [170]。

总比内能 $\tilde{e}$ 是静态比内能 e与比动能 $0.5\,\vec{u} \cdot \vec{u}$之和。其数学表达式为 [171]

$$\tilde{e} = e + \frac{1}{2}\vec{u}\cdot\vec{u} \tag{9}$$

静态比内能 e 与静态比焓 h 的关系为 [172,173]

$$h = e + p/\rho \tag{10}$$

同样，总比内能 $\tilde{e}$ 与总比焓 $\tilde{h}$ 的关系为[174, 175]

$$\tilde{h} = \tilde{e} + p/\rho \tag{11}$$

这意味着

$$\tilde{h} = h + \frac{1}{2}\vec{u}\cdot\vec{u} \tag{12}$$

MHD模型还需要理想气体定律（理想气体状态方程），作为绝对压力 p、绝对温度 T和密度ρ之间的代数关系。弱电离掺种燃烧等离子体的电特性不会影响理想气体定律；在热力学上，它仍被视为气体。理想气体定律的形式为 [176–178]

$$p = \rho RT \tag{13}$$

其中，R 是等离子体气体的比气体常数，它与通用（摩尔）气体常数 R 和等离子体分子量 W 之间的关系为 [179]

$$R = \overline{R}/W \tag{14}$$

其值为R 8.314 J/(mol.K) 或 8,314 J/(kmol.K)[180]。若将等离子体视为由两种或更多气态物种组成的混合物，则分子量W 取决于等离子体的局部化学组成（在给定计算单元内），如下所示：[181, 182]

$$W = \sum_{i}^{N} X_i W_i \tag{15}$$

其中，X_i 是等离子体气体混合物中第 ith 种气态物种的摩尔分数（例如 h
二氧化碳，CO_2；或水蒸气，H_2O），W_i 是该第 i 种气体 -
态物种的分子量，而 N 是等离子体气体混合物中的气态物种数量。

2.2 电场方程

上一小节指出，为了求解描述磁流体动力学通道内等离子体流动的密度、速度和总比内能的偏微分方程组，需要三个电磁矢量场。这三个电磁矢量场出现在扩展矢量动量方程和扩展标量能量方程中的两个源项内。所需的三个电磁矢量场分别为：(1) 电流密度矢量（或简称电流密度）$\vec{J}$，(2) 磁感应强度矢量（或简称磁场）$\vec{B}$，以及 (3) 静电矢量场$\vec{E_L}$。

磁感应强度 $\vec{B}$ 是指定的外加场。因此，在此提出的磁流体力学模型中，只需估算电流密度场 $\vec{J}$ 和静电场 $\vec{E_L}$ 。

本文提出的处理问题中电学部分的方法采用标量电势 ϕ 场作为工作变量，并直接求解该变量，其解用于间接计算场 $\vec{J}$ 和 $\vec{E_L}$。

电势标量场 ϕ 与静电矢量场 $\vec{E_L}$ 的关系如下：

$$\vec{E_L} = -\nabla\phi \tag{16}$$

因此，电势的梯度就是静电场，但方向相反。上述数学关系成立的前提是静电场 $\vec{E_L}$ 无旋[183–186]。

电势 ϕ 由泊松型抛物偏微分方程控制，如下所示：[187, 188]

$$\nabla\cdot\left(\vec{\sigma_{eff}}\cdot\nabla\phi\right) = \nabla\cdot\left(\vec{\sigma_{eff}}\cdot\left(\vec{u}\times\vec{B}\right)\right) \tag{17}$$

其中 $\vec{\sigma_{eff}}$ 是等离子体气体的有效电导率张量。对于磁感应强度仅沿 Z 方向的单向磁场通量（因此，$\vec{B}\equiv[0,0,B]$），其中 B 为该磁场通量的大小（它可以是空间的函数，而非均匀常数），有效电导率张量的形式如下：

$$\vec{\sigma_{eff}} = \sigma\begin{bmatrix} 1 & -\frac{\beta}{\beta^2+1} & 0 \\ \frac{\beta}{\beta^2+1} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{18}$$

其中 σ 是等离子体的标量电导率，β 是无量纲霍尔参数（电子霍尔参数），它等于电子迁移率 μ_e 与外加磁场的大小 B [189–191]的乘积。因此，

$$\beta = \mu_e B \tag{19}$$

有效电导率张量用于表示导电等离子体的欧姆定律广义形式（矢量形式），即 [192, 193]

$$\vec{J} = \vec{\sigma_{eff}}\cdot\left(\vec{E_L}+\vec{u}\times\vec{B}\right) \tag{20}$$

需要指出的是，矢量 $\vec{E_L}+\vec{u}\times\vec{B}$ 是作用于等离子体内部的总电场（等离子体是一种具有自身内部电阻率的导电介质），它同时包含静电场 $\vec{E_L}$ 和电动力场 $\vec{u}\times\vec{B}$。以简单的电池—灯泡电路作类比，场 $\vec{u}\times\vec{B}$ 可比作电池电压，场 $\vec{E_L}$ 可比作

灯两端的电压降，而场 $\vec{E_L} + \vec{u} \times \vec{B}$ 可比作电池自身因其内部电阻而产生的电压降。此外，能量方程源项 $\left|\vec{J} \cdot \vec{E_L}\right|$ 的绝对值可比作灯消耗的功率。在等离子体的能量方程中，该项为负值，因为对等离子体而言，这是被提取（移除）的功率。

还应注意，所提出的电场求解方法假设磁感应强度 B 不随时间变化（但不必在空间上保持恒定），因此磁感应强度 B 不受等离子体流动的影响。这对应于低磁雷诺数近似 [194, 195]。磁雷诺数（$\mathrm{Re_m}$）是一个无量纲物理量，有助于量化运动等离子体与磁场之间的相互作用 [196, 197]。在磁雷诺数较大时（$\mathrm{Re_m} >> 1$），磁力线可比作冻结在导电等离子体中的弹性带 [198]。等离子体的速度会产生次级感应磁感应强度 $\vec{b}$，并叠加到外加磁感应强度 $\vec{B}$上，使总磁感应强度实际上取决于等离子体流动。这种额外的、依赖流动的磁感应强度随后会通过等离子体动量方程中的源项影响等离子体速度，见式（2）。因此，在高磁雷诺数下，运动等离子体所感受到的磁感应强度与该等离子体的速度场之间存在双向耦合。另一方面，在磁雷诺数较小时（$\mathrm{Re_m} << 1$），等离子体运动对作用于其上的磁感应强度影响可忽略不计。因此，在这种情况下，将作用于等离子体的磁感应强度仅视为固定的外加磁场是合理的。这意味着低磁雷诺数近似将磁感应强度与等离子体运动之间的耦合视为单向的：外加磁感应强度影响等离子体的运动，而运动等离子体内部的感应电流密度不会通过产生额外的感应磁场来扭曲磁场 [199]。低磁雷诺数（低 $\mathrm{Re_m}$）近似也称为“无感应”近似 [200]。另一方面，若考虑感应磁感应强度，则对应于“自激”系统 [201]。

从数学上讲，磁雷诺数（$\mathrm{Re_m}$）定义为

$$Re_m = \mu_m^* \sigma^* u^* L^* \tag{21}$$

其中 μ_m^* 为参考磁导率。真空磁导率（自由空间磁导率或磁常数）μ_0 是一个普适常数，其精确值为$4\pi \times 10^{-7}$ 亨利/米 [202–204]。在上述定义 $\mathrm{Re_m}$的方程中，σ^* 为导电介质的参考电导率，u^* 为导电介质的参考标量速度，L^* 为与问题几何尺度相关的参考长度。

式（m）中磁雷诺数（Re 的定义可以重新表述为21：

$$Re_m = \frac{u^* L^*}{\mu_m^* \sigma^*} \tag{22}$$

乘积 $\mu_m^* \sigma^*$ 的量纲为面积/时间，与流体的动量扩散率（运动黏度）相同。因此，物理量 $\mu_m^* \sigma^*$可称为参考"磁扩散率"，并用符号 ν_m^* 表示，该符号与流体力学中用于表示参考动量扩散率（参考运动黏度）的符号 ν^* 相似 [205]。

方程（22）因此可写为

$$Re_m = \frac{u^* L^*}{\nu_m^*} \tag{23}$$

上述形式与流体力学应用中用于定义传统雷诺数（Re）的形式非常相似，即 [206, 207]

$$Re = \frac{u^* L^*}{\nu^*} \tag{24}$$

流体力学中的传统雷诺数（Re）用作无量纲判据，以推断流体流动处于层流（规则且平稳）还是湍流（不规则且混合剧烈）状态。然而，与磁雷诺数（Re_m）不同，传统雷诺数（Re）发生流态转变的阈值通常远大于1，且该阈值取决于流动类型（例如，圆柱管内流动的阈值低于绕同一圆柱管的外部流动）。

低磁雷诺数（低Re_m）近似适用于磁流体发电机，并应用于本文提出的磁流体力学模型[208, 209]。为说明其适用性，我们考虑磁流体动力学通道中一种具有代表性的弱电离等离子体气体情形：在3000 °C（3,273 K）的热空气中掺入少量钾蒸气（占比2%）。取合理的参考长度1 m和参考速度1000 米/秒，磁雷诺数（Re_m）仅约为0.13，而传统雷诺数（Re）约为3。5×10^6 [210]。对于萨哈林脉冲磁流体发电机，感应磁感应强度 $\vec{b}$ 相较于外部磁感应强度$\vec{B}$较小，其峰值$\vec{b}$ （约0.19 T）不到$\vec{B}$ 峰值（约2.1 T）的10%。该感应磁感应强度使总磁感应强度（$\vec{B}$ 与$\vec{b}$之和）在通道的第一区域（大致为前半段）小于外加$\vec{B}$，而在通道的第二区域（大致为后半段）大于外加$\vec{B}$；由$\vec{b}$ 造成的变化在磁流体动力学通道纵向尺寸的中部附近（约X = 20.25 m处）最小。感应 $\vec{b}$ 对估算电力发电的影响仅为2.5%[211]。因此，我们认为低磁雷诺数（低Re_m）近似是适用的，尽管萨哈林脉冲磁流体发电机的磁雷诺数（Re_m）相较于1并非特别小，但仍小于1（约为0.5）。

对于固体导体，式（20）所示的欧姆定律广义形式（矢量形式）可化简为欧姆定律的经典标量形式，即

$$I = V/R \tag{25}$$

其中，I 是电流，V 是电压差（电负载两端的电压降），R 是电负载的电阻。

将式（18）代入式（20），并将所得表达式从矢量方程展开为三个标量方程，可得电流密度矢量的以下三个笛卡尔分量：$\vec{J} \equiv [J_x, J_y, J_z]$:

$$J_x = \frac{\sigma}{\beta^2 + 1}\left[(E_{L,x} + vB) - \beta\left(E_{L,y} - uB\right)\right] \tag{26}$$

$$J_y = \frac{\sigma}{\beta^2 + 1}\left[(E_{L,y} - uB) + \beta\left(E_{L,x} + vB\right)\right] \tag{27}$$

$$J_z = \sigma E_{L,z} \tag{28}$$

其中 u，v、和 w 是等离子体速度矢量 $\vec{u}$的三个笛卡尔分量，而 $E_{L、x}$、$E_{L、y}$、和 $E_{L、z}$ 是静电矢量 $\vec{E_L}$的三个笛卡尔分量。因此，$\vec{u} \equiv [u, v, w]$。以及 $\vec{E_L} \equiv [E_{L,x}, E_{L,y}, E_{L,z}]$。可以注意到，虽然 J_x 与 J_y存在耦合，但它们与 J_z相互解耦。这种解耦是由于假设磁感应强度 $\vec{B}$ 具有单向性，因此在所提出的磁流体动力学模型中，$\vec{B} \equiv [0, 0, B]$ 。

电势的泊松方程，式（17），ϕ 仅在左侧包含电势 n
左侧项采用隐式离散处理，而右侧项 d
包含流速，采用显式离散。

通过数值计算积分求解泊松方程（式（17）可得到电势ϕ。在阳极（顶部磁流体力学边界）施加狄利克雷边界条件（第一类边界条件），将ϕ 的值设为零。该值是一个任意值，代表电气接地[212–214]。在正极阴极电极（底部磁流体力学边界）施加另一个狄利克雷边界条件，将该处ϕ 的值设为磁流体动力学运行所需的目标值（为外部电负载供电所需的目标电压降；若未连接负载，则为目标开路电压）。因此，两个电极处电势ϕ的两个边界条件为

$$\phi_{anode} = 0 \tag{29}$$

$$\phi_{cathode} = \Delta V_L \tag{30}$$

其中，ΔV_L 是电极之间的目标电压差，因此也是外部连接负载两端的目标电压差（或开路电压）。

对于磁流体动力学通道的另外两个边界（不导电的 e
壁面），采用诺伊曼边界条件（第二类边界条件） ，
其形式为 [215–217]

$$\frac{\partial \phi}{\partial n}\left(or \nabla\phi \cdot \hat{n}\right) = \left(\vec{u} \times \vec{B}\right)_{boundary} \cdot \hat{n} \tag{31}$$

其中，$\hat{}n$ 是垂直指向远离磁流体动力学边界壁的单位法向量（仿佛从通道侧向离开）。

在获得电势场 ϕ后，静电场 $\vec{E_L}$ 通过使用方程（32）计算为 ϕ 的负梯度。为便于分析流程，下面再次列出该方程。

$$\vec{E_L} = -\nabla\phi \tag{32}$$

最后，使用广义欧姆定律计算电流密度 $\vec{J}$，根据方程（33，为便于分析，下面再次列出该方程。

$$\vec{J} = \vec{\sigma_{eff}} \cdot \left(\vec{E_L} + \vec{u} \times \vec{B}\right) \tag{33}$$

2.3 萨哈林磁流体动力学通道的几何结构与网格

图中展示了所建模萨哈林磁流体动力学通道的几何结构和运行参数。1。超音速等离子体的整体流动方向沿X轴。单向磁场仅取决于从通道入口起算的轴向距离（X），其范围为 0 至 4.5 m。阳极是通道的上表面（具有线性递增的正 Y 坐标），而阴极是通道的下表面（具有线性递减的负Y 坐标）。通道宽度（沿Z方向）恒定为 1 m。通道高度（沿Y方向）从入口处的 0.9 m 增至出口处的 1.6 m。

磁流体动力学通道的投影视图（正视图和俯视图）见图 2。正视图为梯形，而俯视图为矩形。

萨哈林磁流体动力学通道的空间离散化如图 3 所示。由于通道几何结构简单，因此将其空间离散化为单个区块，共包含 376,380 个六面体网格单元（六面体计算单元）。沿轴向 X 维度（长度）使用 180 个单元，沿垂直方向 Y 维度（高度）使用 51 个单元，沿横向 Z 维度（宽度）使用 41 个单元。由于精度更高且能够采用更大的长宽比，六面体（结构化）网格通常优于四面体（非结构化）网格 [218–220]。同样，在二维问题中，计算上更倾向于使用四边形单元，而不是三角形单元 [221, 222]。因此，在可能的情况下，四面体网格可以限制用于无法通过六面体网格单元良好表示的复杂几何结构

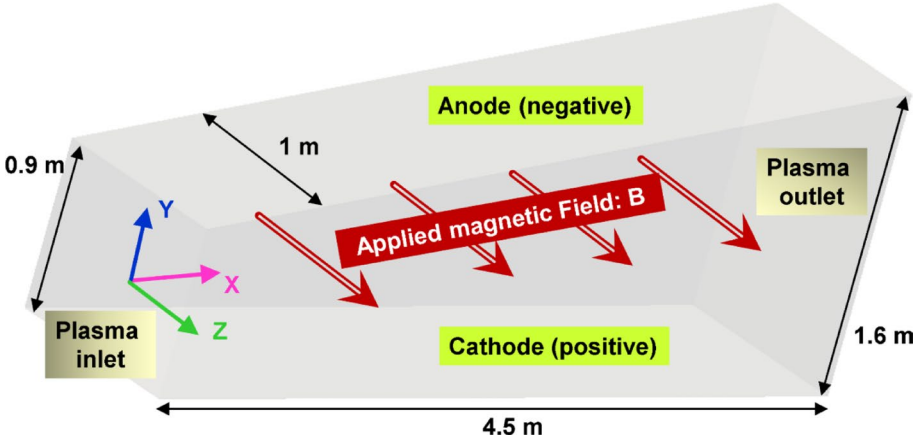

图 1 萨哈林磁流体动力学通道模型的三维示意图

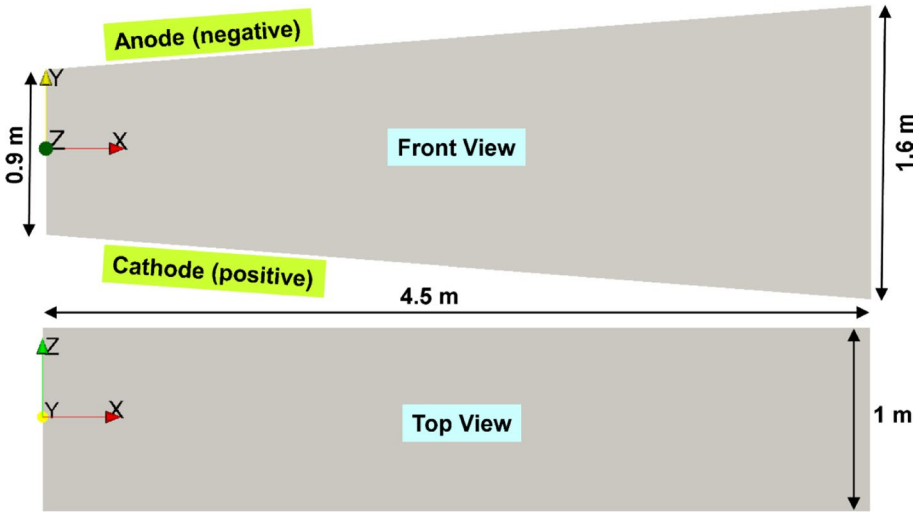

图 2 萨哈林磁流体动力学通道模型的投影视图

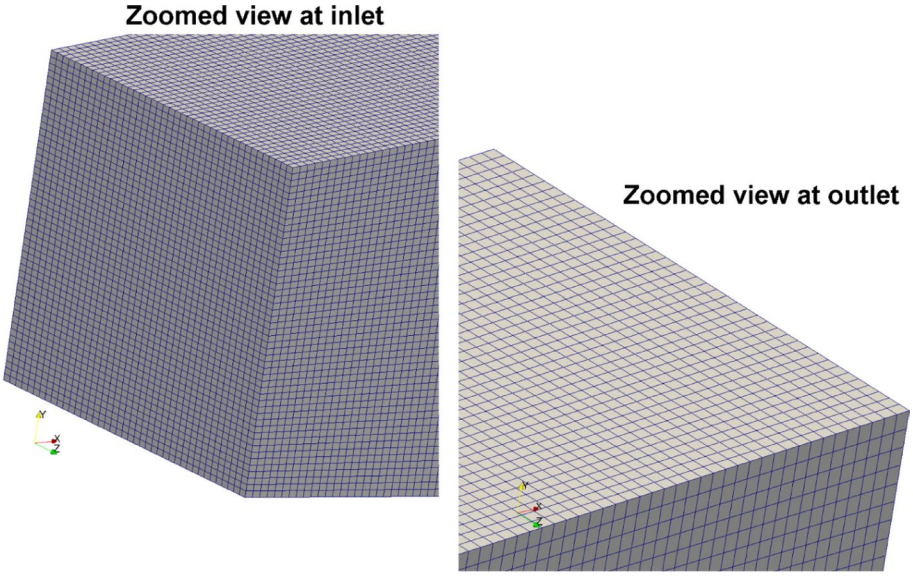

图 3 萨哈林磁流体动力学通道离散网格的放大视图

在我们的萨哈林磁流体动力学通道计算流体力学模拟中，并不需要使用四面体单元。

我们所选用的空间离散化方式使每个单元几乎呈立方体形状（单元各边的尺寸相近，约为 0.025 m），与高度偏斜或拉伸的单元相比，这种网格的近似规则性更适用于计算流体力学模拟 [223, 224]。此外，我们为高度（51 个单元）和宽度（41 个单元）选取奇数个单元，确保通道的纵向中心线与一系列单元中心重合，且这些单元中心之间等距。这一点很有帮助，因为我们沿着该纵向中心线采样模拟结果；该中心线从$[X, Y, Z]$坐标 [0,0,0] 开始，并在点[4处结束。5,0,0]因此，无需近似插值即可直接获得精确的单元中心值用于采样。

2.4 萨哈林的经验表达式

前面对磁流体力学等离子体控制方程和计算建模的数学描述并不局限于萨哈林脉冲磁流体发电机（PMHDG）。然而，这些控制方程中包含若干热流体和电磁性质，需要在计算流体力学（CFD）模拟中使用定制的子模型进行建模[225–227]。这些性质包括定压比热容C_p、单向磁感应强度的大小B 、霍尔参数β以及标量电导率σ。

文献中已发表了描述上述四个量的萨哈林 PMHDG 经验表达式[228]。此类表达式列于表2中。需要注意的是，这些表达式对应于 Pamir-3U SPP脉冲磁流体发电机。没有可用于萨哈林本身的表达式。然而，由于相关数据已经发表，且 Pamir-3U 与萨哈林的运行方式相似（但萨哈林的功率容量大得多），因此假定这些表达式同样适用于萨哈林。此外，该表还列出了基于文献中已发表数据、用于我们模拟的其他运行条件。

对于磁感应强度的大小B，表中列出的表达式是我们进行的七次多项式拟合。我们使用开源 Python 库 SciPy 提供的用于优化和求根的 optimize 软件包中的（curve_fit）函数获得了该拟合结果[229–231]。该（curve_fit）函数采用非线性最小二乘法。我们提出的拟合函数如图4所示。

2.5 计算设置与要求

与其他计算流体力学（CFD）模拟一样，需要对离散格式和/或数值参数做出若干选择。本小节通过列出表3中模拟所采用的一些配置设置，介绍本文所述用于磁流体动力学（MHD）通道的 OpenFOAM 模型在这方面的内容。

选择 0.04 s 的模拟时间，是因为解已达到准稳态，瞬态变化可以忽略不计。尽管控制方程是非稳态的，模拟结果仍达到稳定阶段。

密度（ρ）和速度矢量的守恒形式（$\rho\,\vec{u}$）使用对角求解器求解（即采用显式求解）[245, 246]。总比内能（$\tilde{e}$）使用高斯-赛德尔平滑器求解[247]。单位质量湍动能（k）和湍流耗散率（ϵ 即 epsilon）使用预条件双共轭梯度（PBiCG）求解器求解 [248]，，并采用基于对角线的不完全LU分解预条件器（DILU）[249, 250]。

我们使用了一台配有两个处理器的计算机。这些处理器的型号为四核 Intel Xeon L5335 2.00 GHz。因此，该计算机总共有八个计算核心。一次模拟可能需要整整一天（24 小时）。模拟环境为 Linux 操作系统（openSUSE 发行版）。

2.6 OpenFOAM 代码行

下面给出基于前文数学描述的 OpenFOAM 磁流体力学（MHD）求解器代码行。

表2 萨哈林等离子体的经验表达式和运行条件

物理量	Unit	表达式或数值	备注
定压比热容恒压，C_p	J/(kg·K)	$C_p T = 649.863 + 0.620932\ T$	C_p 随……线性增加温度 T 以开尔文表示（绝对温度）
磁感应强度大小，B	T（特斯拉）	$B(X) = \sum_{i=0}^{7} a_i X^i$	我们对一条曲线进行了七次多项式拟合p已发表的曲线 X 是从磁流体动力学通道入口起算的轴向距离（单位：米）
		a_0=1.59103012, a_1=1.62627541, a_2=−2.41601024, a_3=1.81448629, a_4=−0.777421291, a_5=0.188450611, a_6=−0.0230846554, a_7=0.00104129100	X 在磁流体动力学通道入口处从 0 开始 X 在磁流体动力学通道处达到 4.5 米出口
霍尔参数，β	–	$\beta(B, \breve{p}, T) = B\frac{b_0 + b_1\sqrt{T}}{p}$ b_0=0.393664, b_1=0.00302522	B 单位为特斯拉 T 的单位是开尔文（绝对温度） $\breve{p}$ 是以标准大气压表示的绝对压力（atm = 101,325 帕）
标量电导率-率，σ	S/m（西-每米）	$\sigma\left(\breve{p}, T\right) = c_0$指数$\left(\frac{c_1 + c_2 T}{\breve{p}} + c_3 + c_4 T + (c_5 + c_6 T)\ \breve{p}\right)$ c_0 = 1.15184, c_1 = −3.29702, c_2 = 0.00140816, c_3 = −2.02024, c_4 = 0.00212241, c_5 = −0.156856, c_6=0.0000319339	T 的单位是开尔文（绝对温度） $\breve{p}$ 是以标准大气压表示的绝对压力（atm = 101,325 帕）
阴极电压，ϕ_{cathode}	V（伏特）	2,550	阳极电压为 $\phi_{\mathrm{anode}} = 0$ 该值对应于实验“运行编号1”的磁流体动力学通道
等离子体分子量，W	千克/千摩尔	22.905	W 假定为均匀分布
等离子体比气体常数恒定，R	J/(kg·K)	362.978	$R = 8{,}314/W$
入口温度，T_{in}	K（开尔文）	2,750	2750 K = 2，77 °C
入口压力，p_{in}	bar	3.28	3.28 巴 = 328，000 帕 = 3.2371 atm
入口轴向速度，u_{in}	m/s	2050	2050 米/秒 = 7380 千米/小时
入口比热容-恒压比热容，$C_{p,in}$	J/(kg·K)	2357.426	$C_{p,in} = C_p(T = T_{in})$
入口比热容恒容，$C_{v,in}$	J/(kg·K)	1994.448	$C_{v,in} = C_{p,\ in} - R$（理想气体[232]）
入口比热比，γ_{in}	–	1.1820	$\gamma_{in} = C_{p,in}/C_{v,in}$ [233]
入口声速，a_{in}	m/s	999.5	$a_{in} = \sqrt{\gamma_{in} RT^*}$[a]（理想气体[234]）
入口马赫数，M_{in}	–	2.05	$M_{in} = u_{in}/a_{in}$ [235]
入口等离子体密度，ρ_{in}	kg/m³	0.32859	$\rho_{in} = p_{in}/(RT_{in})$
入口横截面积，A_{in}	m²	0.9	宽度 = 1 m，高度 0.9 m
质量流率，$\dot{m}$	kg/s	606.2	$\dot{m} = u_{in}\rho_{in}A_{in}$ [236]
出口横截面积，A_{out}	m²	1.6	宽度 = 1 米，高度 1.6 米

[a]该声速对应的温度为 T^* = 2,328 K。若采用中心线等离子体温度 T_{in} = 2,750 K，公式得出 1086.2 米/秒。入口处的温度可视为较热的核心等离子体与较冷的壁面及近壁区域共同作用的结果，也可视为入口边界处温度最高的中心线等离子体温度

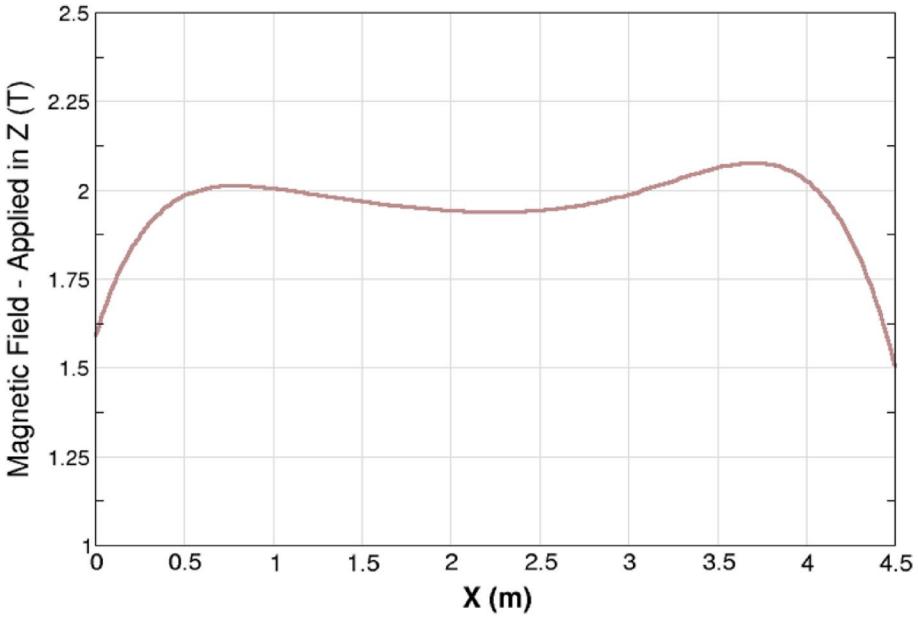

图4 磁场流体的大小的非线性多项式拟合（七次多项式）
萨哈林磁流体动力学通道的密度（B）与轴向距离（X）的关系。单向磁场沿Z方向，大小以特斯拉（T）为单位表示

表3 萨哈林磁流体动力学通道计算流体力学模拟的一些条件

条件	采用的设置
湍流模型	标准 k-ε [237, 238]
流动求解器	基于密度的，近似显式
迎风格式	Kurganov 中心格式 [239–242]
普朗特数 (Pr)	0.72 [243, 244]
时间步长	5×10^{-6} s (5 μs)
已完成时间步数	8000
模拟时间	0.04 秒
收敛容差	10^{-10}

例如，这些代码行的第一部分展示了如何通过迭代循环（迭代次数为 nCorr），使用 OpenFOAM 高级编程语言求解电势 ϕ 的泊松方程，即式（17）。在代码中，电势 ϕ 被赋予变量名（phi_e）。

代码行的其余部分展示了如何求解标量质量守恒方程，接着是矢量动量方程，最后是标量能量方程 [251]。

```
for (int i = 0; i < nCorr; i++)
    {
     fvScalarMatrix phiEqn
     (
       fvc::div( sigmaEff & (U ^ B) ) - fvm::laplacian(sigmaEff,phi_e)
     );
     phiEqn.relax();
     phiEqn.solve();
     E = -fvc::grad(phi_e);
     J = sigmaEff & ( E + (U^B) );
     lorentzForceDensity = J ^ B;
    powerDensity = E & J;
    }
solve(fvm::ddt(rho) + fvc::div(phi));
solve
    (
      fvm::ddt(rho, U) - fvc::ddt(rho, U)
    - fvm::laplacian(muEff, U)
    - fvc::div(tauEffExplicit)
    );
surfaceScalarField TauEffDotUDotSf
    (
     (
       fvc::interpolate(muEff)*mesh.magSf()*fvc::snGrad(U)
     + (mesh.Sf() & fvc::interpolate(tauEffExplicit))
     )
     & (frac_ap*U_ifAllFluxesOut + frac_am*U_ifAllFluxesIn)
   );
solve
    (
     fvm::ddt(rhoE)
    + fvc::div(phiE_pU)
    - fvc::div(TauEffDotUDotSf)
    - powerDensity
    );
e = rhoE/rho - 0.5*magSqr(U);
e.correctBoundaryConditions();
volScalarField kEff("kEff", thermo.Cp()*turbulence->alphaEff());
solve
    (
      fvm::ddt(rho, e) - fvc::ddt(rho, e)
    - fvc::laplacian(kEff, T)
    );
rhoE = rho*(e + 0.5*magSqr(U));
```

2.7 局限性

尽管本文提出的磁流体力学（MHD）求解器涵盖了MHD发电机线性通道中广泛的物理、化学、电磁和气体动力学现象，但仍有若干方面未能纳入考虑。虽然这意味着求解器存在局限性，但并不影响其效用和重要性。可根据具体的设置和实现目的扩展求解器，以解决这些局限性。如果被忽略的细节并不显著，求解器便足以满足需求。

例如，如果燃料燃烧会产生两相流（固体颗粒由主体气态介质携带），且固相比例较大而不可忽略，则可能需要扩展求解器，以考虑这些颗粒的影响。然而，对于不具备此类特性的燃料，则无需扩展求解器。

作为另一个例子，对于本文介绍的磁流体动力学求解器，我们承认电极 e 的侵蚀被忽略了。这意味着假设电极在磁流体力学通道运行期间始终保持完好 - 。这一假设不会影响性能 e 分析，因为只有经过较长时间的运行，侵蚀才会变得明显。因此， ，忽略其影响并非缺陷，但这仍是一个有待改进之处。

3 验证与确认

在介绍了为处理磁流体发电机中连续法拉第通道而开发的 OpenFOAM 求解器的数学/计算公式后，本节将我们使用该求解器获得的一些结果与文献中先前发表的数据进行比较。通过外部基准测试，验证我们针对萨哈林脉冲磁流体发电机（PMHG）的计算流体力学解。在确认步骤中，我们通过比较标称空间和时间分辨率下的计算流体力学解与使用相同求解器、但采用更精细空间和时间分辨率得到的另一个计算流体力学解，进行内部基准测试；这确认了计算流体力学模型在标称分辨率下收敛的能力 [252, 253]。

在介绍验证步骤之前，我们指出，由于萨哈林 PMHDG 报告数据存在不确定性（某些变量报告的是一个取值范围，而非单一数值，例如质量流率），某些已报告运行特性（例如磁流体动力学通道入口速度）存在差异，实际问题具有非定常特性，入口条件中引入了简化，并且对某些参数建模时使用了经验拟合函数，因此我们并不追求与文献数据实现高度定量一致 [254]。相反，我们希望得到与他人报告值具有可比性的汇总量。我们选取了三个关键量用于验证步骤的基准测试，如表 4 所示。鉴于该表中的偏差较小，我们认为本次模拟有效。

表 5总结了使用所提出的 OpenFOAM 求解器对萨哈林 PMHDG 通道进行计算流体力学模拟的确认步骤。在此步骤中，我们使用相同的 OpenFOAM 求解器生成了一个内部基准测试解，但采用了更精细的空间分辨率和更精细的时间分辨率。这个辅助精细分辨率解作为高保真参考解，用于评估标称解（采用标称分辨率获得的解）。根据表中所示的磁流体动力学通道对比特征变化很小这一结果，

表4 萨哈林磁流体动力学通道模拟的验证

物理量	我们的数值	基准值	备注
电功率输出	488.1 兆瓦	476 兆瓦 [255]	• 尽管报告的峰值功率为510兆瓦，但我们 com- 将我们的功率值与较小的数值（峰值的 93%）进行比较作为脉冲期间的估计平均值。该系数根据 Pamir-3U PMHDG 的数据分配 [256]
电极电流来自电极	191.4 千安	200 千安 [257]	• 我们的值是阴极和阳极的平均值（电流密度矢量垂直于电极的分量在面积上的积分）
等离子体速度（位于通道出口）	1156 米/秒	1306 米/秒 [258]	• 我们的数值为质量平均轴向速度分量（等离子体速度矢量的 X 分量），位于磁流体动力学通道出口

表5 萨哈林磁流体动力学通道模拟的确认（分辨率敏感性分析）

物理量	标称分辨率	更高分辨率
单元数量	376,380	1,235,250
时间步长	5×10^{-6} 秒	2.5×10^{-6} s
电功率输出	488.1 兆瓦	480.3 兆瓦
体积平均压力	3.128 巴	3.011 巴
体积平均洛伦兹力密度矢量	[– 89.12, 28.83, 0] 千牛/米^3	[– 85.86, 28.75, 0] 千牛/米^3
体积平均电流密度矢量	[1.462, – 4.517, 0] A/cm^2	[1.457, – 4.351, 0] A/厘米^2

我们的确认步骤被认为是成功的，标称 OpenFOAM 计算流体力学解也被认为具有令人满意的与分辨率无关性。本研究其余所有结果均对应标称分辨率（即 376,380 个单元和 5×10^{-6} s 时间步长）。

上述确认表还表明，我们的 OpenFOAM 模型是有效的：体积洛伦兹力密度（单位体积所受的力）的 Y 分量符号正确。对于本案例，等离子体整体运动方向为 X 正方向，且磁感应强度沿 Z 正方向；该力的方向是从下部阴极指向顶部阳极。一般而言，带正电荷 q 的带电粒子随等离子体气体运动（以相同的整体速度 $\vec{u}$ 运动）时，其所受的洛伦兹力矢量 $\vec{F}$ 为 [259]

$$\vec{F} = q\left(\underset{L}{\vec{E}} + \vec{u}\times\vec{B}\right) \tag{34}$$

尽管静电场 $\underset{L}{\vec{E}}$ 会削弱或改变电动力场 $\vec{u}\times\vec{B}$，但最终的总电场 $\underset{L}{\vec{E}}+\vec{u}\times\vec{B}$ 与电动力场 $\vec{u}\times\vec{B}$ 一样，方向垂直向下（沿 Y 负方向，从顶部阳极指向下部阴极）。

由于等离子体中有效的可动载流子是带负电的电子（而非带正电的种子离子），电荷 q 实际上为负，因此洛伦兹力实际上指向上方，这与我们的计算流体力学预测一致 [260, 261]。

平均电流密度矢量的方向与平均洛伦兹力矢量相反，这一发现也表明该计算流体力学模型能够正确预测矢量场。收集到的传统电流通过电负载从正极阴极流向接地阳极，而电子电流则沿相反方向，经外部从

接地阳极流向正极阴极。在所提出的 OpenFOAM 模型中，电流密度指的是传统电流。因此，其在磁流体动力学通道内的平均方向应向下（即具有负的 Y 分量），我们的模拟正确地预测了这一点。

最后，所得的平均洛伦兹力密度矢量或平均电流密度矢量的零 Z 分量是合乎逻辑的，因为外加磁感应强度具有单向的 Z 取向特性，因此不会沿 Z 方向产生电流密度或洛伦兹力。平均静电场不存在 Z 分量的理由（因此，$E_{L,\ z} = 0$）。

4 结果

我们将在接下来的三个小节中介绍所提出的 OpenFOAM 求解器应用于 Sakhali n 磁流体动力学（MHD）通道时的结果。

在第一小节中，我们给出标量汇总定量值。在第二小节中，我们给出一维图形剖面。在第三小节中，我们展示整个磁流体动力学通道中选定场的三维可视化。

4.1 磁流体动力学通道出口处的标量值

通过对模拟结果进行后处理，我们获得了等离子体离开磁流体动力学通道时六项选定关键性质的质量平均值。这些值汇总于表6中。

出口处的通用质量平均物理量（例如 ψ）通过对该物理量 $\psi_{\mathrm{mass-avg}}$ 在出口区域进行密度加权积分，再除以从该出口区域离开通道的质量流量 $\dot{m}$ 计算得出。因此，

$$\psi_{mass-avg} = \frac{1}{\dot{m}} \int_{outletarea} \rho u \psi dA \tag{35}$$

其中，u 是流出等离子体的轴向分量（该分量垂直于出口表面），dA 是出口处的一个无穷小面积微元（出口总面积为 1.6 m^2）。

为更好地展示磁流体动力学通道内直接功率提取（DPE）过程对等离子体流动的影响，表中还列出了我们的 OpenFOAM 模拟中这六项等离子体性质的入口值，以便与计算得到的出口值进行对比。

可以看出，功率提取过程的一个主要影响是从 th e 等离子体中发生了减速过程，尽管超声速流动会加速 i n 扩张通道（如萨哈林通道）[262, 263]。

表 6 通道出口处等离子体的计算属性（质量平均值）及相应的入口值

物理量	出口值	入口值
绝对温度（K）	2,738.4	2,750
绝对压力（巴）	3.294	3.28
轴向速度（米/秒）	1,156	2,050
马赫数 (-)	1.161	2.051
电导率 (S/m)	48.4	50
霍尔参数 (-)	0.2555	0.2715

另一方面，温度和压力与入口值相比几乎没有变化。这意味着，从流动等离子体中提取的电能主要来源于其动能，而非内能（热能）或压力能（流动能）。

由于压力和温度变化很小，且电导率和霍尔参数被拟合为这两种热力学性质的函数（霍尔参数还取决于外加磁感应强度的大小），因此与入口位置相比，等离子体在出口位置的电导率和霍尔参数变化不大。

由于马赫数很大程度上取决于等离子体的轴向速度，而声速取决于温度，且磁流体动力学通道入口与出口位置的温度变化不大，因此马赫数在入口与出口之间大幅降低，这与等离子体轴向速度的变化相似。扩张通道或喷管内流动的超音速马赫数降低，也凸显了等离子体动能的损失；由于电功率提取，等离子体实际上在通道内减速。

4.2 中心线分布

通过沿磁流体动力学通道中心线进行一维采样（即沿所有 X 从 0 到 4.5 m 的值，但包含 $Y = 0$ 和 $Z = 0$），本小节展示了所模拟萨哈林通道的十种热力学、流体力学或电性质的变化。所研究的分布均不存在不连续性（突变），这间接表明所执行的模拟中不存在内部不稳定性；这与该问题的预期相符，也支持了所 प्रस्तुत模型的正确性。

我们首先讨论电导率 σ，并在图 5中展示其中心线变化。这里需要指出的是，这一等离子体电变量通过局部温度和局部压力的经验非线性回归模型进行描述。因此，其变化反映了这两个独立变量中任一变量的变化。尽管电导率表面上具有非均匀性，但其变化是平滑的，并且仅在约 4 S/m 的狭窄范围内有界（从 48.6 S/m 到 52.8 S/m）。

接下来，我们展示图中磁流体动力学通道中心线上的霍尔参数变化情况 β 。6。与电导率类似，霍尔参数通过经验非线性回归模型描述为局部温度和局部压力的函数。此外，霍尔参数与外加磁感应强度的大小呈线性关系 B。磁流体动力学通道入口和出口附近的外加磁感应强度大小迅速下降，这一点在霍尔参数的分布曲线上清晰可见。在通道内部区域，霍尔参数的变化趋势与单向外加磁感应强度相似；这是因为温度和压力对其影响较弱，它们在磁流体动力学通道内变化不大。霍尔参数的最大值为 0.39，最小值出现在磁流体动力学出口处，为 0.26。

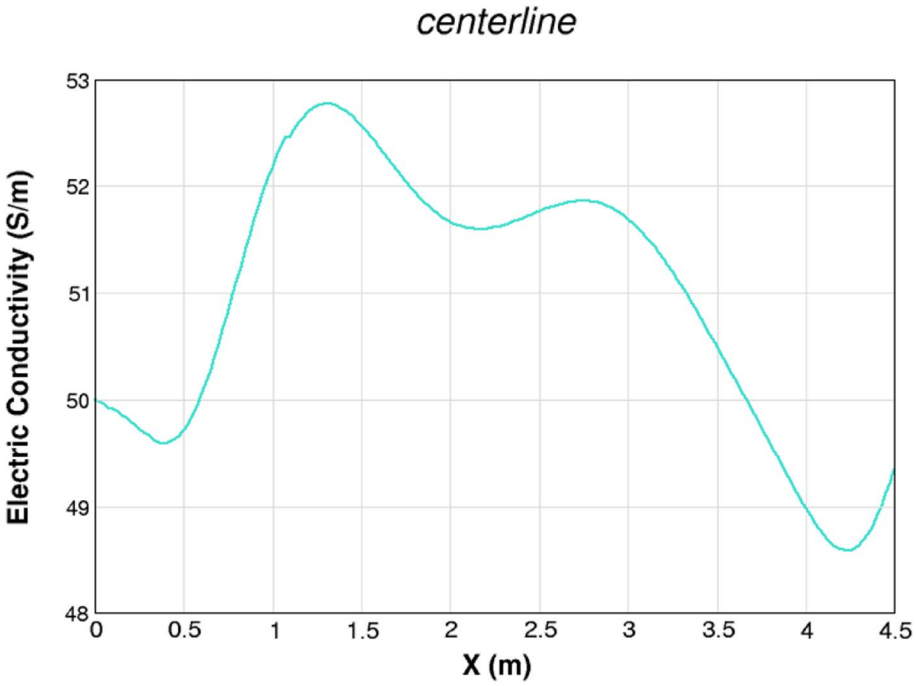

图5模拟萨哈林磁流体动力学通道沿中心线的电导率分布

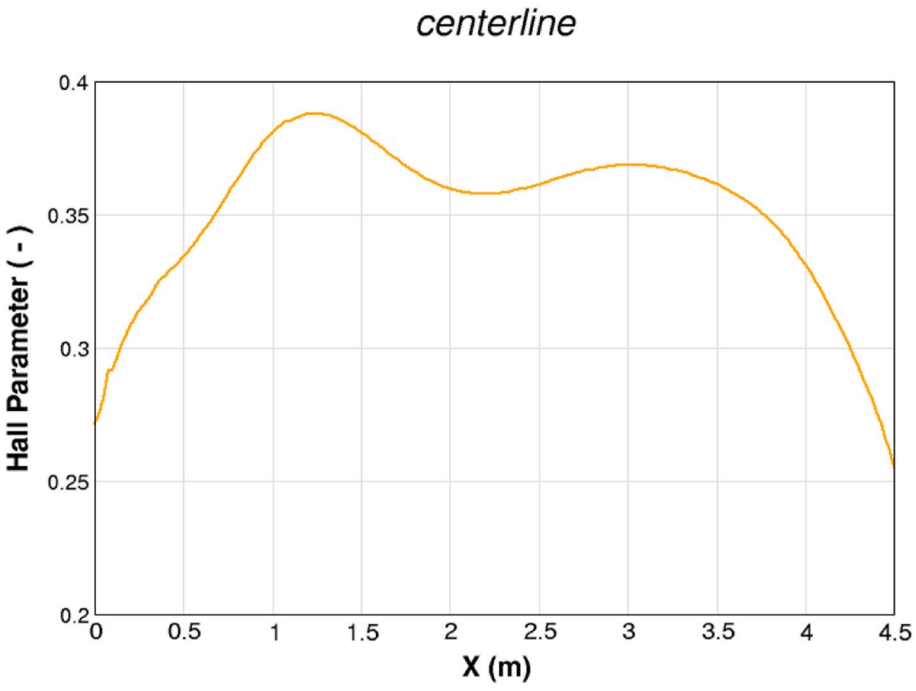

图6模拟萨哈林磁流体动力学通道沿中心线的霍尔参数分布

图 7 显示了马赫数沿中心线的分布，其几乎单调下降，离开磁流体动力学通道时的数值明显低于入口值，从 2.05 降至 1.26。然而，即使在出口处，等离子体仍保持超音速（出口马赫数仍大于 1）。因此，现有等离子体仍具有大量可用于后续能量转换系统的动能。

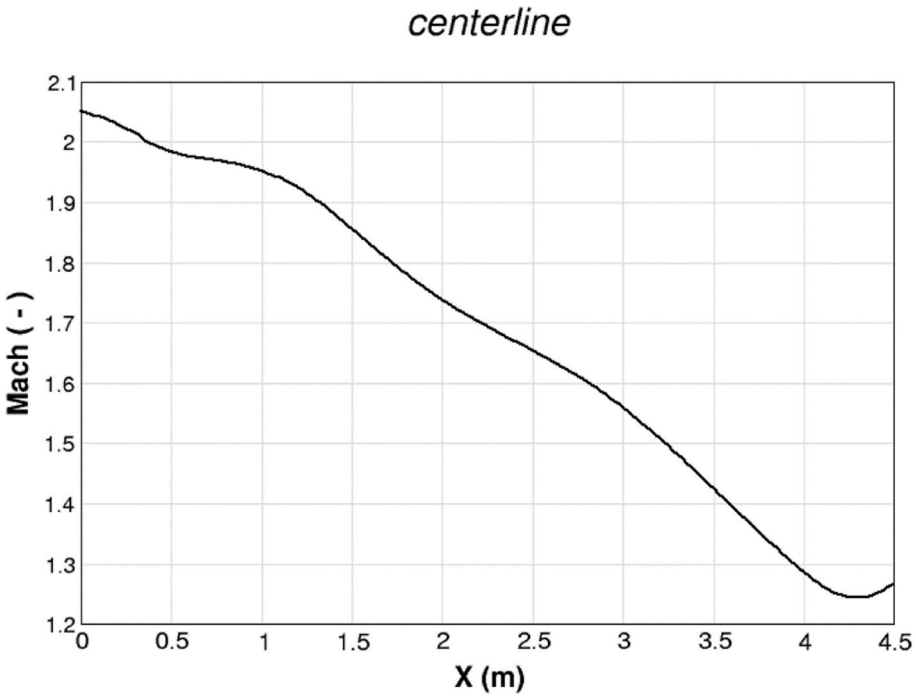

图7模拟萨哈林磁流体动力学通道的马赫数中心线分布

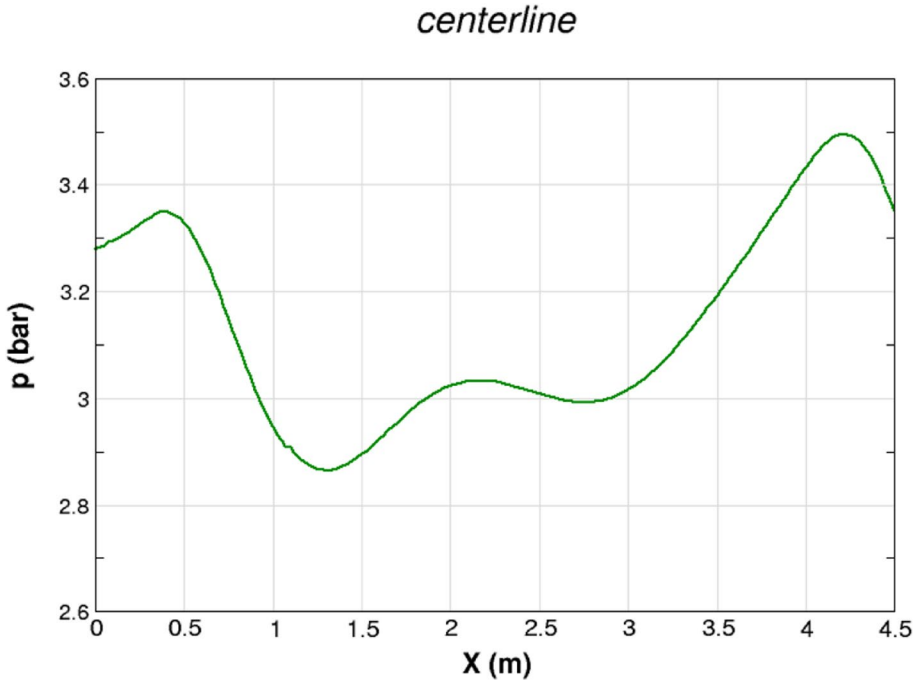

图8模拟萨哈林磁流体动力学通道的绝对压力中心线分布

图 8 展示了绝对压力的中心线分布，其变化缓慢，幅度在 0.6 巴以内。流出的等离子体仍具有较高的压力，接近入口压力（速度也依然很高），因此，在使用超音速扩压器将其减速至适当的亚音速后，还可以通过另一个能量系统（例如燃气轮机）进一步提取能量 [235, 264]。

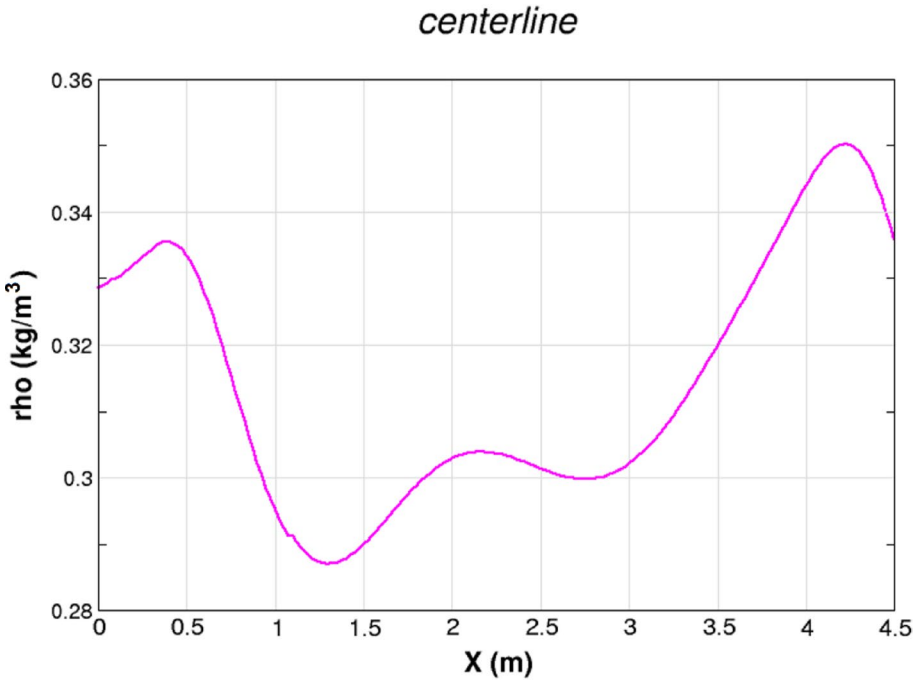

图9模拟萨哈林磁流体动力学通道沿线的等离子体密度中心线分布

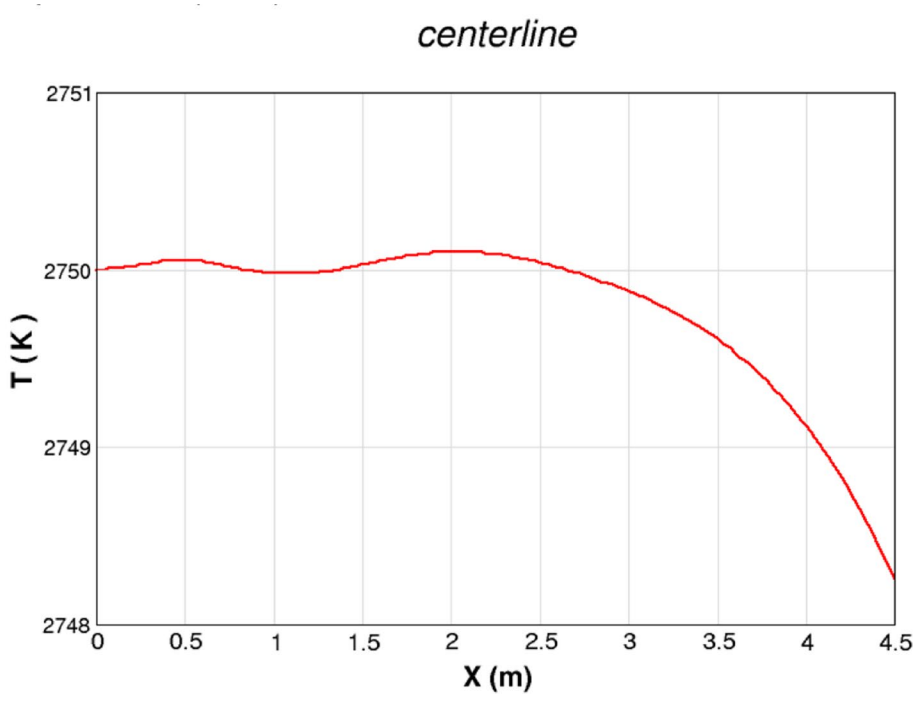

图10模拟萨哈林磁流体动力学通道沿线的绝对温度中心线分布

图 9 和 10 分别展示了等离子体密度和等离子体绝对温度的中心线分布。有趣的是，温度在入口值 2,750 K 附近几乎保持恒定。根据理想气体定律，在这种情况下（近似等温过程），密度实质上会成为绝对压力按比例缩放后的结果；通过比较前文即可确认，这是一个符合预期的特征

绝对压力分布与密度分布。流出等离子体的高温表明，其中含有大量热能，可通过换热器传递给另一种流体，例如用于产生蒸汽，而蒸汽可用于蒸汽动力循环。根据萨哈林 PMHDG 等离子体的恒压比热容经验公式，即。

C_p（T [K]）[J/（kg·K）] $= 649.863 + 0.620932T$，两种状态之间的比焓变化，记为。

$\Delta h \equiv h_2 - h_1$，可以通过对该$C_p$表达式积分求得两个状态（较低温度的状态1和较高温度的状态2）之间的变化，结果为

$$\Delta h \equiv h_2 - h_1 = \int_{T_1}^{T_2} C_p\,(T)\,dT \tag{36}$$

由此可得

$$\Delta h = 649.863\,(T_2 - T_1) + 0.310466\left(T_2^2 - T_1^2\right) \tag{37}$$

如果高温状态为 T_2 = 2，750 K（接近等离子体出口温度），而低温状态为 T_1 = 300 K（接近环境温度），那么每千克等离子体可利用的焓能为 3。912×10^6 J/kg（3.912 MJ/kg）。这足以在极高温度下产生过热蒸汽（甚至超过 700 °C），适合用于运行蒸汽发电厂 [265, 266]。

图 11 和 12分别展示了等离子体轴向速度和向上速度分量的中心线分布。与马赫数的情况一样，等离子体流经磁流体动力学通道时，中心线轴向速度逐渐降低，反映出动能损失并转化为电能。向上速度分量（等离子体在 Y 方向上的速度；等离子体向上运动时为正）

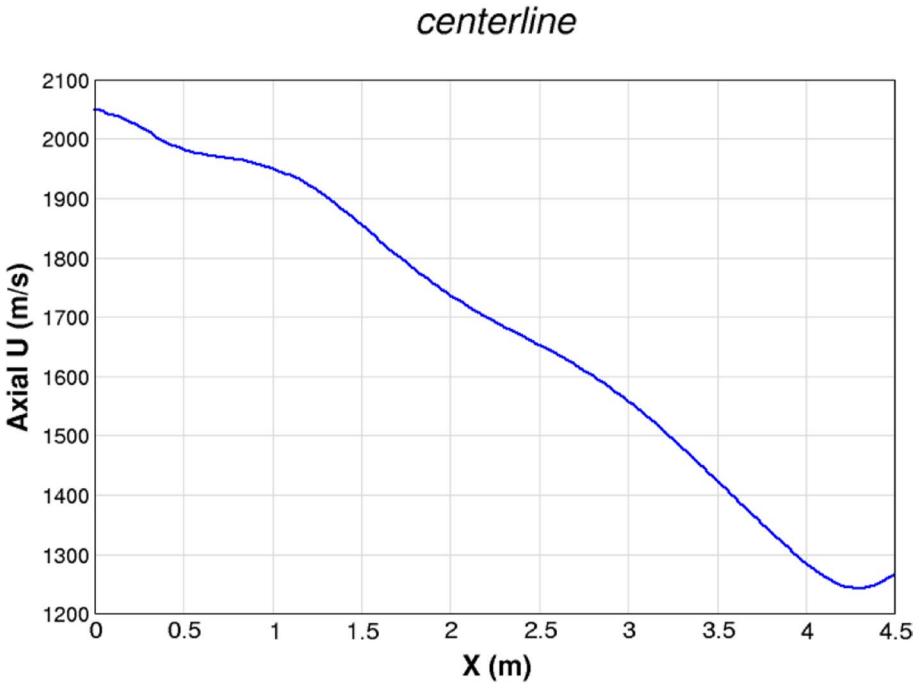

图 11 模拟萨哈林磁流体动力学通道内沿轴向速度分量的中心线分布

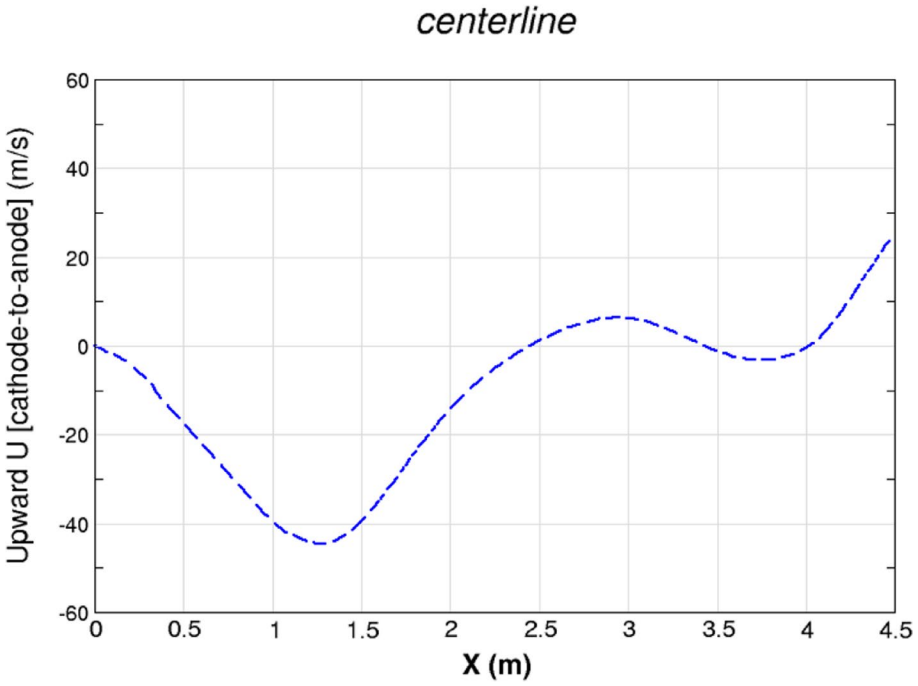

图12沿模拟萨哈林磁流体动力学通道的向上速度分量（Y分量）中心线分布

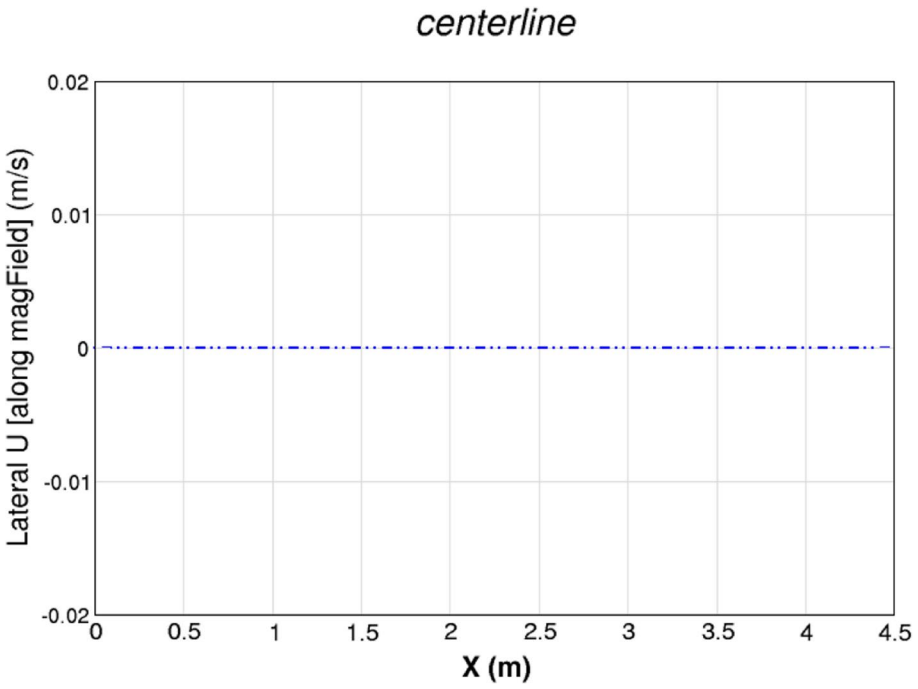

图13沿模拟萨哈林磁流体动力学通道的横向速度分量（Z分量）中心线分布

（从下方的阴极流向上方的阳极）在零值附近轻微变化，范围介于 –50 米/秒和 30 米/秒之间。

图 13显示了等离子体第三个速度分量的中心线剖面（即 Z分量），该分量沿单向施加的磁场通量方向

密度。该分量在中心线上实际上为零，反映了横向力的完全对称和平衡。鉴于沿 Z 方向不存在重力效应，以及沿同一方向的通道宽度保持不变，这是合理的。

图 14显示了电流密度向下分量沿中心线的分布。该分量的值为负，因此，常规电流密度的方向朝向底部阴极（尽管实际的载流电子被迫向上流向顶部阳极）。图中显示了这个本来为负的常规分量的负值，这相当于显示该负常规分量的绝对值。所显示的常规电流密度分量的绝对值呈非线性增长，直至在距磁流体动力学通道入口 1 m 处达到最大值 6.1 A/cm^2；随后呈非线性下降，直至在通道出口处降至零。

4.3 三维分布

在本小节中，我们根据萨哈林磁流体动力学通道模拟所得的解，展示八个选定场的三维视图。这些视图有助于展示各场在整个通道中的变化。

图15显示了电导率的空间分布，其在 43.9 S/m 和 53.6 S/m 之间变化不大。当等离子体接近扩张通道的后端时，电导率缓慢下降。值得一提的是，该电导率（接近 50 S/m）约为海水电导率（约 5 S/m）的十倍 [267]。此外，地球下地幔电导率最大值的估计范围为 3–10 S/m[268]。

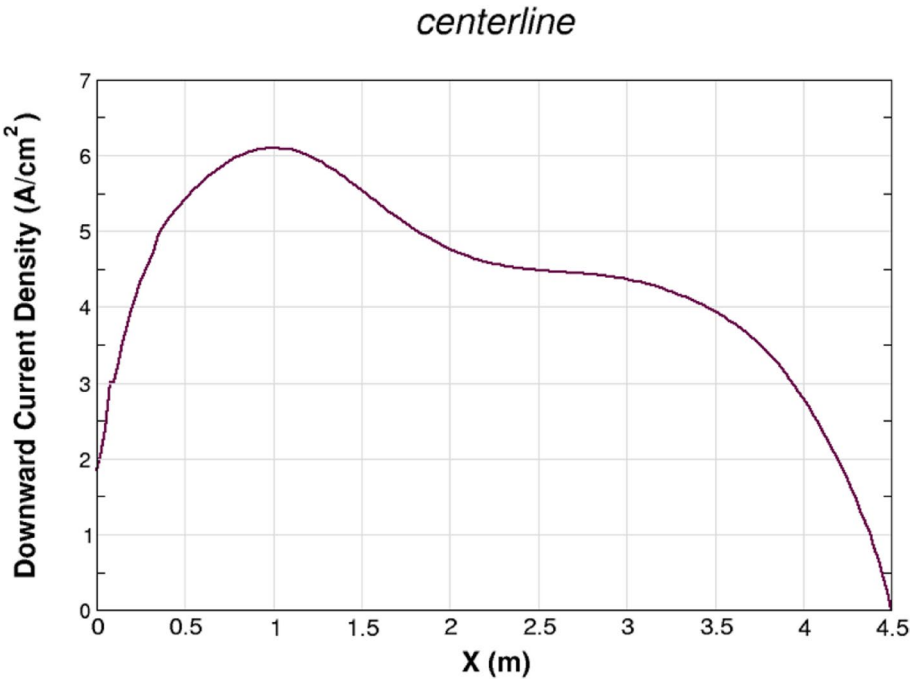

图14 模拟萨哈林磁流体动力学通道中沿阳极至阴极方向的电流密度向下分量中心线分布

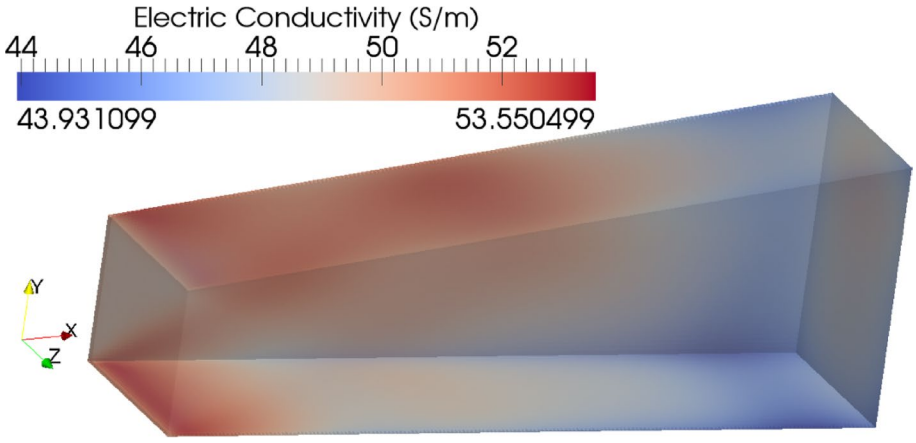

图 15模拟萨哈林磁流体动力学通道内电导率的三维分布

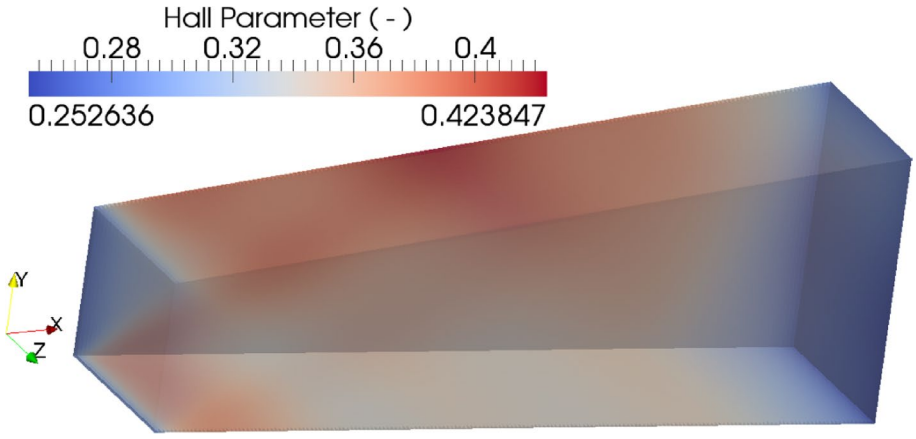

图 16模拟萨哈林磁流体动力学通道内霍尔参数电导率的三维分布 D

通道

图16显示了霍尔参数的空间分布，其在 0.253 和 0.424 之间变化。霍尔参数的变化取决于温度、压力和外加磁感应强度的变化。

图 17显示了绝对压力的空间分布，其变化范围为2.56巴至3.62巴。在出口附近观察到压力恢复现象：压力在进入通道后先下降，随后回升。

图 18显示了等离子体轴向速度分量的空间分布，其变化范围为832.9米/秒至2,089米/秒。该图清晰地展示了减速过程：等离子体从入口向出口移动时，轴向速度总体呈下降趋势。

图 19显示了比湍动能（即单位质量湍动能，以符号 k表示）的空间分布，其变化范围为1,803米^2/秒^2 至16,262米^2/秒^2。该变量表示等离子体中模拟湍流的强度。与入口和出口相比，通道中间部分的湍流物理量更高。

图20显示了湍流耗散或湍流耗散率（用符号ϵ 表示，或称为“epsilon”），其变化范围为 2.05×10^5 m^2/s^3 至 7.2×10^7 m^2/s^3。该变量描述湍流的损失

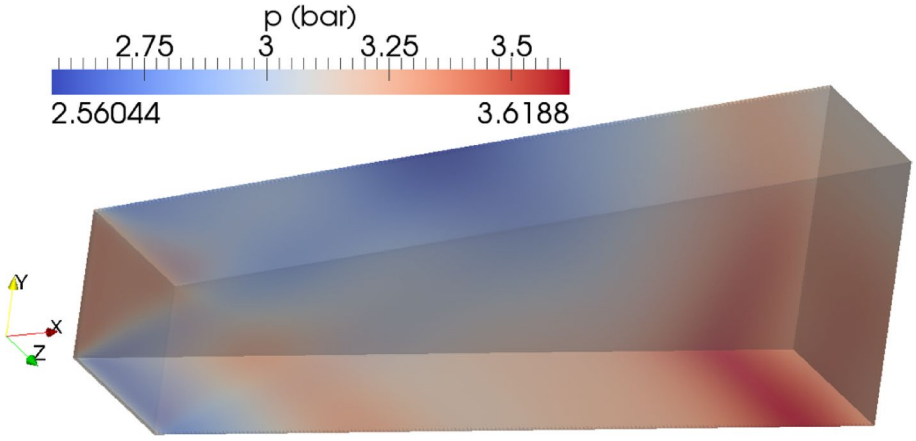

图17模拟萨哈林磁流体动力学通道内绝对压力的三维分布

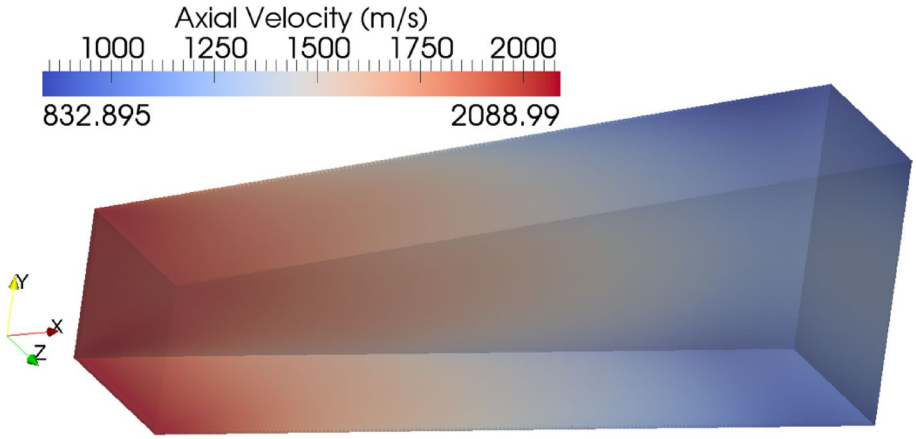

图18模拟萨哈林磁流体动力学通道内轴向速度分量的三维分布 D
通道

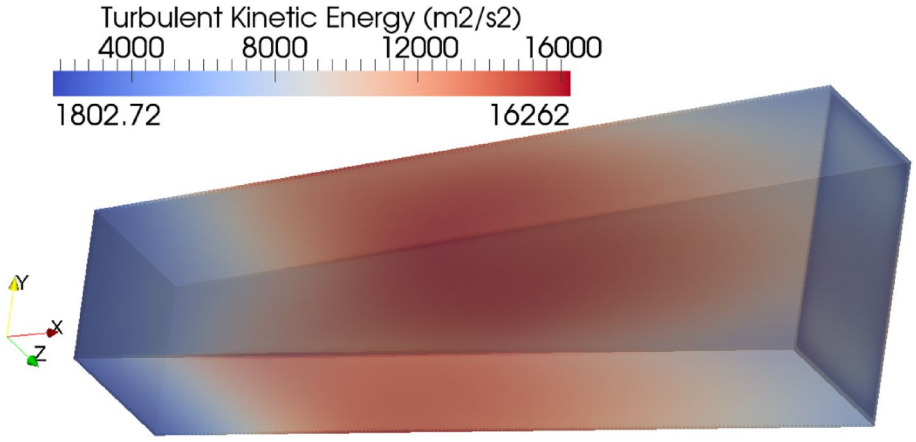

图19模拟萨哈林磁流体动力学通道内比湍动能（三维分布，单位质量）

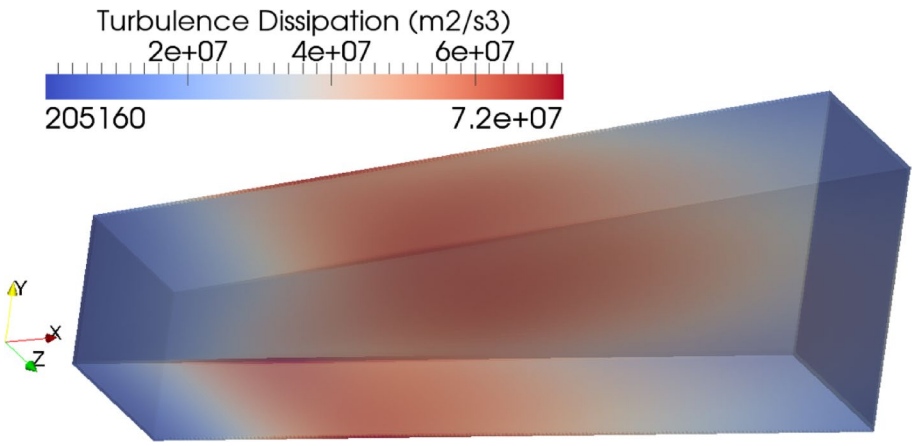

图 20 模拟的萨哈林磁流体动力学通道内湍动能耗散（epsilon）的三维分布

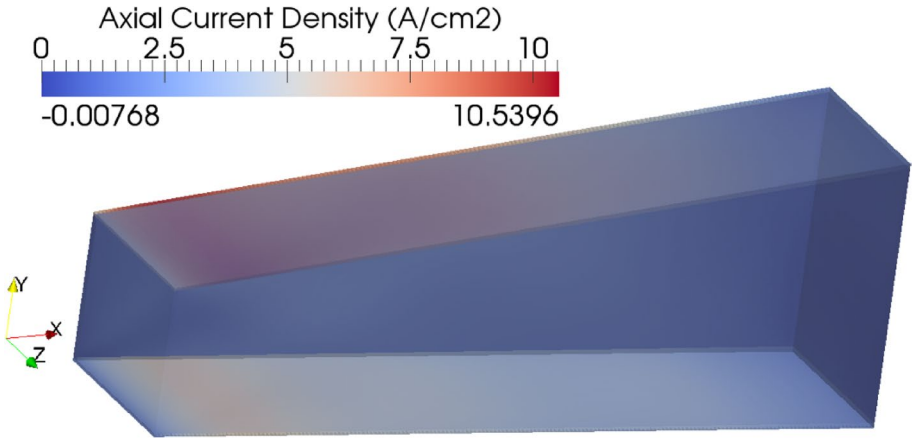

图 21 模拟的萨哈林磁流体动力学通道内电流轴向分量的三维分布

由于黏性效应而转化为热内能的运动[269]。该湍流物理量在通道中间部分高于入口和出口处。单位质量湍动能也是如此；随着湍流强度增加，湍流耗散也增加，这是合理的现象[270]。

图 21 和 22分别显示了电流密度轴向分量和向下分量的空间分布。因此，这些图中显示的物理量分别为 J_x 和 $-J_y$。轴向分量在 -0.008 A/cm^2 到 10.5 A/cm^{2}之间变化。因此，轴向电流密度主要分布在通道入口至通道出口之间。向下分量在 -0.310 A/cm^{2}到 21.9 A/cm^{2}之间变化。因此，垂直电流密度主要分布在顶部阳极至底部阴极之间。

5 结论

5.1 总结

本研究提出了一种数学与计算模型，用于模拟带有连续电极的线性磁流体动力学（MHD）法拉第通道。

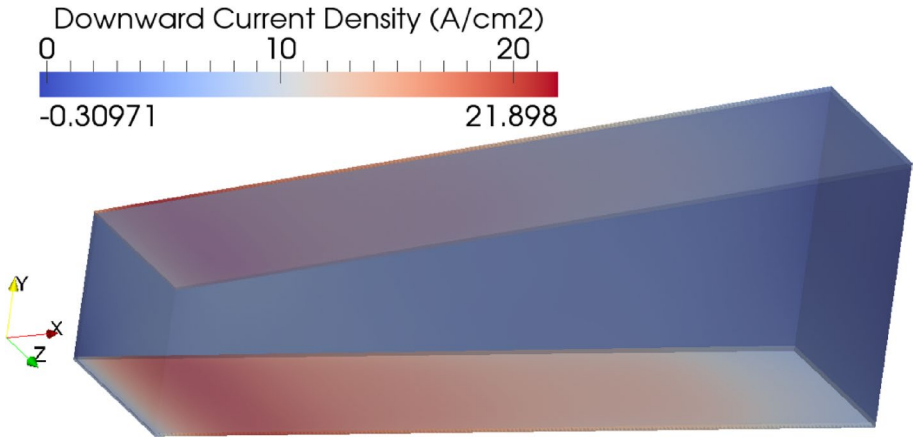

图 22 模拟萨哈林磁流体动力学通道内向下分量电流密度的三维分布

我们使用计算流体力学（CFD）软件 OpenFOAM 开发了磁流体动力学求解器，并将其应用于具有超音速扩张通道的萨哈林脉冲固体推进剂等离子体（SPP）电力系统。该求解器适用于低磁雷诺数（Re_m），并采用标量电势作为工作变量来处理问题中的电学部分。

经过验证和确认后，我们使用该求解器探究了该问题在热学、流体和电学方面的各种特征，包括压力、温度、密度、速度、马赫数、电流密度、比湍动能和湍流耗散。

6 贡献总结

尽管此前已有关于这台萨哈林脉冲磁流体发电机（PMHDG）的研究，但据我们所知，文献中尚无研究像本文一样全面地涵盖这些方面。

以下内容可视为本研究的贡献：

- 本文回顾了脉冲磁流体发电机（PMHD）的实际案例，重点介绍萨哈林模型，并以定量数值和经验回归模型描述其运行参数，为他人对其进行建模提供参考。本综述的编写参考了大量文献研究文章。

- 本文提出了一种数学/计算模型，用于模拟线性连续电极磁流体通道中的三维流体动力学和电场。与其他独立研究结果相比，该求解器能够给出令人满意的结果。研究还验证了该求解器能够产生与分辨率无关的结果。

- 我们介绍并讨论了萨哈林磁流体动力学通道计算流体力学模拟中的部分结果。借助计算流体力学的强大能力和数据后处理，我们得以揭示萨哈林 PMHDG 通道的多种特性，例如近等温运行、能量主要取自等离子体动能（而非热能或压力能）、尽管超音速流动通过扩张通道，却出现了不同寻常的减速现象（与常规情况相反）

、电导率变化微弱，以及压力恢复现象。

6.1 未来可能的研究

本文介绍的磁流体动力学求解器可在后续研究中扩展，使其成为一种更实用的通用工具，用于设计开式循环磁流体动力发电机的磁流体动力学通道，而无需针对萨哈林通道进行定制。

提高所述模型适用性的一种方法是替换预先 - 规定的局部等离子体电导率回归函数，改用子模态 l 该模型可估算任意热平衡状态下等离子体的局部电导率， m 对于等离子体介质，需给定其 (1) 化学组成、(2) 温度和 (3) 压力。

扩展本研究的另一种方式是对通道几何参数（例如扩张角和电极长度）进行敏感性分析，以确定这些参数的影响，并探索优化磁流体动力学通道的可能性。

改进本文所述 OpenFOAM 磁流体动力学求解器的另一种方法，是处理前文提到的一个或多个局限性。

缩略语

CAD 计算机辅助设计 CCGT 联合循环燃气轮机 CFD 计算流体力学 DC 直流电 DPE 直接能量提取 ECE 外燃机 FANS Favre平均纳维–斯托克斯方程 FSI 流固耦合 FVM 有限体积法 GHG 温室气体 HRSG 余热蒸汽发生器 ICE 内燃机 MHD 磁流体动力学 OFCC 富氧燃烧碳捕集 OOP 面向对象编程 PG 等离子体发生器 PMHDG 脉冲磁流体发电机 PV 光伏 RANS 雷诺平均纳维–斯托克斯方程 SPP 固体推进剂等离子体 TEG 热电发电机 USSR 苏维埃社会主义共和国联盟

作者贡献

O.M. 是本文的唯一作者。

经费

不适用（本研究未获得任何经费）。

数据可用性

支持本研究的数据已包含在本文中。

声明

伦理审批和参与同意 不适用。

发表同意 不适用。

利益冲突

作者声明，其不存在任何已知的竞争性经济利益或个人关系，这些利益或关系可能会影响本文所报告的工作。

收稿日期：2025年2月26日 / 接受日期：2025年9月6日

Published online: 30 September 2025

参考文献。

1 Gruzdeva EJ. 萨哈林岛的语言状况。载于：《太平洋、亚洲和美洲跨文化交际语言地图集：第I卷：地图；第II卷：文本》；Wurm, S. A., Mühlhäusler, P., Tryon, D. T.（编），De Gruyter Mouton，2011；第1007–1012页。https://doi.org/10.1515/9783110819724.3.1007。2. Syrbu N, Kholmogorov A, Stepochkin I, Lobanov V, Shkorba S. 暖季萨哈林岛东北部浅海陆架异常气体地球化学场的形成及溶解气体迁移：考察数据与遥感。Water. 2024年；16(10):1434。https://doi.org/10.3390/w16101434。3. Afonin AG, Butov VG, Panchenko VP, Sinyaev SV, Solonenko VA, Shvetsov GA, 等. 采用新一代固体（粉末）推进剂的强功率脉冲磁流体发电机。J Appl Mech Tech Phys. 2018；59(6):1024–35。https://doi.org/10.1134/S0021894418060081。4. Panchenko VP. 脉冲磁流体发电机中两相流的特性。载于：第12届磁流体发电国际会议；日本横滨，1996；第1卷，第972–980页。5. Yuhara M, Fujino T, Ishikawa M. 液体颗粒对大型脉冲磁流体发电机等离子体动力学影响的数值分析。载于：第35届美国航空航天学会等离子体动力学与激光会议；美国航空航天学会 [美国航空航天学会]：美国俄勒冈州波特兰，2004；第AIAA-2004–2369页。https://doi.org/10.2514/6.2004-2369。6. Ishikawa M, Koshiba Y. 52. 大型脉冲磁流体发电机的初步分析。载于：第3届面向航空航天应用的磁等离子体空气动力学研讨会；俄罗斯莫斯科，2001；第276–281页。7. Marzouk OA. 单向外加磁场下四种线性发散型磁流体通道中电场、电流密度和体积功率密度控制方程的标量显式表达式详细推导。Contemp Math. 2025年；6(4):4060–100。https://doi.org/10.37256/cm.6420256918。8. Angrist SW. 直接能量转换，第4版；机械工程与应用力学丛书；Allyn and Bacon：美国马萨诸塞州波士顿，1982。9. Marzouk OA. 热电发电机与光伏太阳能板的比较：功率和成本分析。Edelweiss Appl Sci Technol. 2024年；8(5):406–28。https://doi.org/10.55214/25768484.v8i5.1697。10. Panchenko VP. 55. “萨哈林”号——世界上最大的脉冲磁流体发电机的初步分析。载于：第4届面向航空航天应用的磁等离子体空气动力学研讨会；俄罗斯莫斯科，2002；第322–331页。11. Yakushev AA, Panchenko VP, Dyogtev YG, Dogadayev RV, Gomozov VA, Ivanenko AA. 脉冲磁流体发电机用复合（烟火）推进剂燃烧产物等离子体的近期实验研究。载于：第13届磁流体发电与高温技术国际会议；中国北京，1999；第2卷，第423–434页。12. Ishikawa M, Koshiba Y, Matsushita T. 感应磁场对两相流大型脉冲磁流体发电机的影响。Energy Convers Manag. 2004；45(5):707–24。https://doi.org/10.1016/S0196-8904(03)00182-1。13. Dogadayev RV, Koroleva LA, Martinov BM, Panchenko VP, Yakushev AA, Bukhteyev LA. 脉冲固体推进剂斜置型磁流体发电机“帕米尔-06”的实验与数值研究。载于：第12届磁流体发电国际会议；日本横滨，1996；第1卷，第61–70页。14. Marzouk OA. 空气燃料燃烧和富氧燃烧中采用钾或铯接种时热等离子体电导率的估算。Heliyon. 2024；10(11):e31697。https://doi.org/10.1016/j.heliyon.2024.e31697。15. Bong HK, Selvarajoo A, Arumugasamy SK. 香蕉皮热解制备生物炭的稳定性及其作为土壤替代养分来源的研究：前馈神经网络建模。Environ Monit Assess. 2022；194(2):70。https://doi.org/10.1007/s10661-021-09691-x。16. Brockmeier U, Koch M, Unger H, Schütz W. 液体中的挥发性裂变产物及钠释放。Nucl Eng Des. 1994；148(2):499–507。https://doi.org/10.1016/0029-5493(94)90129-5。17. Li L, Wang J, Jia C, Lv Y, Liu Y. 蓝藻与塑料共热解合成多孔碳及其在亚甲蓝吸附中的应用。J Water Process Eng. 2021；39:101753。https://doi.org/10.1016/j.jwpe.2020.101753。18. Pasi S.r.l. 地下地球电阻率测量仪器。https://www.pasisrl.it/c/en/earth-resistivity/geoelectrical-prospecting-electrical-imaging（访问日期：2025–02–08）。19. Vorobev V, Safarov I, Mostovoy P, Shakirzyanov L, Fagereva V. 勘探最佳实践：地震勘探与电法勘探的整合；OnePetro，2019。https://doi.org/10.2118/196138-MS。20. Mogilatov V, Balashov B. 一种采用垂直电流测深的新型地电勘探方法。J Appl Geophys. 1996；36(1):31–41。https://doi.org/10.1016/S0926-9851(96)00030-4。21. Afonin AG, Butov VG, Sinyaev SV, Solonenko VA, Shvetsov GA, Stankevich SV. 由脉冲磁流体发电机供电的电磁轨道发射器。IEEE等离子体科学汇刊. 2017；45(7):1208–12。https://doi.org/10.1109/TPS.2017.2702166。22. Esposito N, Raugi M, Tellini A. 磁流体发电机作为电弧驱动电磁轨道炮的脉冲功率源。IEEE Trans Magn. 1995；31(1):47–51。https://doi.org/10.1109/20.364730。23. Harada Nob, Hamada R. 磁流体发电与加速空间应用研究的准备工作。载于：第39届航空航天科学会议暨展览会；美国航空航天学会 [美国航空航天学会]：美国内华达州里诺，2001；第AIAA-2001–0797页。https://doi.org/10.2514/6.2001-797。24. Zeigarnik VA, Novikov VA, Okunev VI, Rickman VYu. 脉冲磁流体发电机在水平发射空天飞机可重复使用运输航天系统供电中的应用潜力。载于：第33届等离子体动力学与激光会议；美国航空航天学会 [美国航空航天学会]：美国夏威夷州毛伊岛，2002；第AIAA 2002–2190页。https://doi.org/10.2514/6.2002-2190。25. Litchford R, Jones JE, Dobson CC, Cole JW, Thompson BR, Plemmons DH, Turner MW. 脉冲爆震火箭磁流体发电实验。载于：第33届等离子体动力学与激光会议；美国航空航天学会 [美国航空航天学会]：美国夏威夷州毛伊岛，2002；第AIAA 2002–2231页。https://doi.org/10.2514/6.2002-2231。26. Saurabh A, Turan A. 面向空间应用的火箭产生H2/水等离子体磁流体发电机三维流动计算分析。Int J Space Sci Eng. 2013；1(3):290–310。https://doi.org/10.1504/IJSPACESE.2013.058848。27. Sugita H, Matsuo T, Inui Y, Ishikawa M. 脉冲磁流体通道中气体—颗粒两相流的二维分析。载于：第30届等离子体动力学与激光会议；美国航空航天学会：美国弗吉尼亚州诺福克，1999；第AIAA-99–3483页。https://doi.org/10.2514/6.1999-3483。28. Matsuo T, Sugita H, Ishikawa M, Zeigarnik VA. 强磁流体相互作用下自励式脉冲磁流体通道的边界层分离与发电机性能。载于：第13届磁流体发电与高温技术国际会议；中国北京，1999；第2卷，第399–408页。

29. Babakov Ju、Eremenko V、Krivosheev N、Kuzmin R、Poljakov V、Pisakin A. 用于区域及深部地电勘探的强大自包含式固体推进剂燃料磁流体发电机“Sojuz”。载于：第12届磁流体发电国际会议；日本横滨，1996年；第1卷，第445–450页。30. Novikov VA、Okunev VI、Rickman V. Yu. 51. 脉冲磁流体发电机用于美国国家航空航天局磁悬浮助推电磁轨道供电的可行性研究。载于：第3届航空航天应用磁等离子体空气动力学研讨会；俄罗斯莫斯科，2001年；第273–275页。31. Velikhov EP、Panchenko VP. 利用高功率电磁脉冲对地壳开展大规模地球物理勘测。载于：《地球物理勘探手册：地震勘探》；Elsevier，2010 0 9 5 0 40, 29 53 1 0 1 0 1 6 1 4 0 1 1 0 0 4 0 0 7 3；第卷 页 – 。h t t p s : / / d o i . o r g / . / S - ( ) - . 32. Sugita H、Matsuo T、Inui Y、Ishikawa M. 强磁流体相互作用下气固两相流的二维行为。载于：第13届磁流体发电与高温技术国际会议；中国北京，1999年；第2卷，第453–462页。33. Kayukawa N. 开式循环磁流体发电：综述与未来展望。Prog Energy Combust Sci. 2004;30(1):33–60. https://doi.org/10.1016/j.pecs.2003.08.003. 34. Marzouk OA. 利用氢气作为等离子体源进行磁流体直接功率提取（MHD-DPE）。IEEE Access. 2024;12:167088–107. https://doi.org/10.1109/ACCESS.2024.3496796. 35. Wilson WW、Singh JP、Yueh FY、Bauman LE、George A、Cook RL 等. 磁流体顶循环环境中速度与温度测量结果和流场模型计算的比较。Combust Sci Technol. 1995;109(1–6):1–22. https://doi.org/10.1080/00102209508951892. 36. Hustad C-W、Coleman DL、Mikus T. 磁流体顶循环与CES富氧燃烧器集成的技术概述；最终报告；CO2-Global, 2009年。h t t p s : / / c o 2 . n o / w p - c o n t e n t / u p l o a d s / 2 0 2 0 / 0 7 / M H D _ R e p o r t - F i n a l . p d f（访问日期：2011–06–12）。37. Bünde R、Muntenbruch H、Raeder J、Volk R、Zankl G. 磁流体发电：燃烧磁流体发电机的若干专题；Raeder，J.（编），施普林格：柏林，1975年。38. Marzouk OA. 部分燃烧等离子体组分的电子-中性粒子动量传递碰撞截面的温度相关函数。Appl Sci. 2023;13(20):11282. https://doi.org/10.3390/app132011282. 39. Mori Y、Ohtake K、Yamamoto M、Imani K. 燃烧气体及其等离子体的热力学与电学性质：第1篇报告。Theoret Calc Bullet JSME. 1968;11(44):241–52. https://doi.org/10.1299/jsme1958.11.241. 40. Kittijungjit T、Klamrassamee T、Laoonual Y、Sukjai Y. 采用蒸汽朗肯循环与有机朗肯循环联合系统回收燃气轮机排气余热的综合研究。Energy Convers Manag X. 2025;25:100825. h t t p s : / / d o i . o r g / 1 0 . 1 0 1 6 / j . e c m x . 2 0 2 4 . 1 0 0 8 2 5 . 41. Boretti A. 使用甲烷-氢气混合物的联合循环燃气轮机（CCGT）电厂，是澳大利亚迈向净零排放进程中的重要组成部分。Fuel. 2025 1 3 3 3 3 9 381 133339 1 0 1 0 1 6 2 0 2 4 ; : . h t t p s : / / d o i . o r g / . / j . f u e l . . . 42. Marzouk OA. 用于联合循环整体煤气化（IGCC）中氢气分离的分段活塞流反应器（PFR）降阶建模（ROM）。Processes. 2025;13(5):1455. https://doi.org/10.3390/pr13051455. 43. Marzouk OA. 基于39年NASA POWER数据统计分析评估阿曼苏丹国布赖米的全球变暖情况，并检验NASA POWER数据与气象测量结果的一致性。Heliyon. 2021;7(3):e06625. h t t p s : / / d o i . o r g / 1 0 . 1 0 1 6 / j . h e l i y o n . 2 0 2 1 . e 0 6 6 2 5. 44. Meinshausen M、Meinshausen N、Hare W、Raper SCB、Frieler K、Knutti R 等. 将全球变暖限制在2 °C以内的温室气体排放目标。Nature. 2009;458(7242):1158–62. https://doi.org/10.1038/nature08017. 45. Marzouk OA. 2021年至2050年能源-排放-气候关联的全球定量目标时间序列汇编。载于：2022年环境科学与绿色能源国际会议（ICESGE）；IEEE [电气电子工程师学会] 2022 1 6 10 1109 56040 2022 10180 ： 322 中国沈阳（及线上），；第 页 – 。h t t p s : / / d o i . o r g / . / I C E S G E . . . 46. Marzouk OA. 基于EDGE绿色建筑认证体系的阿曼苏丹国独栋住宅零碳就绪指标。Sustainability. 2023;15(18):13856. https://doi.org/10.3390/su151813856. 47. Kim Y、Kim T、Lee I、Park J. 采用富氧燃烧的液态空气储能系统，实现清洁能源供应：面向发电、供热、制冷和碳捕集的综合能源解决方案。Appl Energy. 2025 1 0 1 6 379 124937 1 0 2 0 2 4 1 2 4 9 3 7 ; : . h t t p s : / / d o i . o r g / . / j . a p e n e r g y . . . 48. Marzouk OA. 灰体与非灰体辐射辐射特性建模方法的技术综述，以及针对CO2 2 0 2 5 2 202525 103923 1 0 1 0 1 6 1 0 3 9 2 3 /H O富集气体的优化加权和灰气体模型建议。Results Eng. ; : . h t t p s : / / d o i . o r g / . / j . r i n e n g . . . 49. Raho B、Giangreco M、Colangelo G、Milanese M、de Risi A. 富氧燃烧过程的技术、经济与排放分析。Appl Energy. 2025;378:124821. h t t p s : / / d o i . o r g / 1 0 . 1 0 1 6 / j . a p e n e r g y . 2 0 2 4 . 1 2 4 8 2 1. 50. Marzouk OA. 无氮燃烧环境中的辐射传热。Int J Nonlinear Sci Num Simul. 2018;19(2):175–88. https://doi.org/10.1515/ijnsns-2017-0106. 51. Ork K、Masuda R、Okuno Y. 氖/氩等离子体磁流体发电的基础实验与数值模拟。J Propuls Power. 2024;40(3):368–79. https://doi.org/10.2514/1.B39352. 52. Marzouk OA. 使用NASA CEARUN工具、GRI-mech 3.0反应机理和Cantera Python软件包计算富氧甲烷、富氧氢气、空气-甲烷及空气-氢气化学计量燃烧的绝热火焰温度。Eng Technol Appl Sci Res. 2023;13(4):11437–44. https://doi.org/10.48084/etasr.6132. 53. Bian J-Y、Guo X-Y、Lee DH、Sun X-R、Liu L-S、Shao K 等. 非热等离子体在低温胁迫下促进水稻种子萌发、幼苗发育和根系生长。Appl Biol Chem. 2024 1 3 7 6 5 67 1 2 1 0 1 1 8 6 0 2 3 0 0 8 5 2 9 ; ( ) : . h t t p s : / / d o i . o r g / . / s - - - . 54. Guragain RP、Kierzkowska-Pawlak H、Fronczak M、Kędzierska-Sar A、Subedi DP、Tyczkowski J. 冷等离子体改善胡芦巴种子萌发：探究表面改性的长期效果。Sci Hortic. 2024;324:112619. h t t p s : / / d o i . o r g / 1 0 . 1 0 1 6 / j . s c i e n t a . 2 0 2 3 . 1 1 2 6 1 9. 55. Yousefi H、Mahmoudi M、Ghodusinejad MH. 超音速感应式磁流体动力学（MHD）发电机的建模与敏感性分析。futech. 2024;3(2):1–10. https://doi.org/10.55670/fpll.futech.3.2.1. 56. Marzouk OA. 阿曼苏丹国马斯喀特抛物面碟式/发动机聚光太阳能发电的能量产生强度（EGI）。IOP Conf Ser Earth Environ Sci. 2022;1008(1):012013. h t t p s : / / d o i . o r g / 1 0 . 1 0 8 8 / 1 7 5 5 - 1 3 1 5 / 1 0 0 8 / 1 / 0 1 2 0 1 3.

57. Wang Y、Cheng K、Xu J、Jing W、Huang H、Qin J. 面向空间核电源的新型两相液态金属磁流体动力学增强能量转换系统的热力学与质量分析。Energy. 2024;308:132860. https://doi.org/10.1016/j.energy.2024.132860. 58. Marzouk OA. 北回归线附近光伏与聚光太阳能发电技术的土地利用竞争力。Sol Energy. 2022;243:103–19. https://doi.org/10.1016/j.solener.2022.07.051. 59. Feng Y、Shi XJ、Lu XQ、Sun W、Liu KP、Fei YF. 基于三维混合润滑与动力学研究燃气轮机球轴承的擦伤失效。Proc Inst Mech Eng Part J J Eng Tribol. 2024 1 3 5 0 6 5 0 1 2 4 1 2 4 2 1 5 1 238 8 897 911 1 0 1 1 7 7 ; ( ): – . https://doi.org/. /. 60. Marzouk OA. 计算流体力学（CFD）与结构模型的单向和双向耦合及其在尾流-物体相互作用中的应用。Appl Math Model. 2011;35(3):1036–53. https://doi.org/10.1016/j.apm.2010.07.049. 61. Gbashi SM、Olatunji OO、Adedeji PA、Madushele N. 从学术研究到工业研究：风力涡轮机主轴滚动轴承进展的比较综述。Eng Fail Anal. 2024;163:108510. https://doi.org/10.1016/j.engfailanal.2024.108510. 62. Marzouk OA. 通过免费计算机应用程序，促进太阳能科学与技术领域的数字分析与探索。Eng Proc. 2022;31(1):75. https://doi.org/10.3390/ASEC2022-13920. 63. Domínguez-Lozoya JC、Domínguez-Lozoya DR、Cuevas S、Ávalos-Zúñiga RA. 面向可持续发展的磁流体发电：从热能到波浪能转换的综述。Sustainability. 2024;16(22):10041. https://doi.org/10.3390/su162210041. 64. Marzouk OA. 阿曼苏丹国40个地理位置（省区）光伏系统发电性能查找表：涵盖启用和未启用太阳跟踪的情形，并探讨太阳辐照的一般情况。Sustainability. 2021;13(23):13209. https://doi.org/10.3390/su132313209. 65. Barik PR、Praveenkumar S. 用于将热能直接转换为电能的各种固态器件热电效应实验分析。Results Eng. 2024 2 0 2 4 23102752 1 0 1 0 1 6 1 0 2 7 5 2 ; : . https://doi.org/. /. j . r i n e n g . . . 66. Marzouk OA. 马斯喀特由平行支架构成的可扩展一公顷光伏电站的倾角敏感性。Cogent Eng. 2022;9(1):2029243. https://doi.org/10.1080/23311916.2022.2029243. 67. Demirbas A、Meydan F. 生物质作为外燃机替代燃料的利用。Energy Sources. 2004;26(13):1219–26. https://doi.org/10.1080/00908310390268065. 68. Marzouk OA. 城市空中交通与飞行汽车：概述、实例、前景、缺点及解决方案。Open Eng. 2022;12(1):662–79. https://doi.org/10.1515/eng-2022-0379. 69. AERL、[Avco Everett Research Laboratory]. 磁流体发电机部件开发。季度报告，1977年1月至3月 2 1 7 2 2519 1, 5224888 1977 2519 1, 5224888 1 0 5 2 2 4 8 8 8 ; FE- – ; Avco Everett Research Laboratory, Inc.：美国，；第 FE- – 页。https://doi.org/. /. 70. Marzouk OA. 麻疯树作为阿曼苏丹国边际土地开发作物，用于生产生物柴油、沼气、生物质压块燃料、动物饲料和有机肥料。Rev Agric Sci. 2020;8:109–23. https://doi.org/10.7831/ras.8.0_109. 71. Palmer H、Beér JM. 燃烧技术：若干现代进展。美国纽约州纽约市：Elsevier；2012年。72. Marzouk OA. 使用H2A-lite和由太阳能光伏（PV）电力驱动的聚合物电解质膜（PEM）电解槽，计算阿曼苏丹国绿色氢能平准化成本（LCOH）。E3S Web Conf. 2023;469:00101. https://doi.org/10.1051/e3sconf/202346900101. 73. Marzouk OA. 氢、清洁氢和绿色氢的2030年愿景。Eng Proc. 2023;56(1):14. https://doi.org/10.3390/ASEC2023-15497. 74. Marzouk OA. 使用新型能源模拟器“Aladdin”比较太阳能烟囱发电厂、聚光太阳能发电厂和光伏发电厂的能量产生强度（EGI）。Energies. 2024;17(2):405. https://doi.org/10.3390/en17020405. 75. Patonia A. 绿色氢及其鲜为人知的能源正义挑战。Appl Energy. 2025;377:124674. https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2024.124674. 76. Marzouk OA. 智慧城市属性汇编及排名不匹配的定量识别。J Eng. 2022;2022:5981551. https://doi.org/10.1155/2022/5981551. 77. Marzouk OA. 通过分析四种能源情景——IEA-STEPS、IEA-NZE、IRENA-PES和IRENA-1 1 7 0 3 0 6 4 6 5 2024 17 3 646 1 0 3 3 9 0 . °C——展望氢及其衍生物在不同部门中的作用。Energies. ; ( ): . https://doi.org/. /en . 78. Schmidt H、Lineberry J、Crawford L. 使用高能燃料的高性能磁流体发电机设计准则。载于：第25届AIAA航空航天科学会议；美国航空航天学会：美国内华达州里诺，1987年。https://doi.org/10.2514/6.1987-382. 79. Marzouk OA. 在阿曼国家绿色氢能计划推动下，描绘阿曼能源结构中的脱碳进程与可再生能源渗透率。Energies. 2024;17(19):4769. https://doi.org/10.3390/en17194769. 80. Chapman J、Erb D、Crawford L、Johanson N. 天然气在磁流体中央发电中的燃料应用。载于：跨学会能源转换工程会议；美国航空航天学会 [美国航空航天学会]：美国加利福尼亚州蒙特雷，1994年；第AIAA-94–3907-CP页。https://doi.org/10.2514/6.1994-3907. 81. Marzouk OA. 管壳式脱氢模块的性能分析。Int J Energy Res. 2017;41(4):604–10. https://doi.org/10.1002/er.3637. 82. Way S、DeCorso SM、Hundstad RL、Kemeny GA、Stewart W、Young WE. 磁流体发电实验。J Eng Power. 1961;83(4):397–408. https://doi.org/10.1115/1.3673218. 83. Brogan TR、Louis JF、Ros RJ、Stekly ZJJ. Avco-Everett Research Laboratory近期磁流体发电机研究综述。载于：第三届磁流体动力学工程方面研讨会；武装部队技术信息局：美国纽约州罗切斯特，1962年；第1–20页。84. Ibberson VJ、Beér JM、Swithenbank J、Taylor DS、Thring MW. 用于磁流体能量转换的燃烧振荡器。Symp (Int) Combust. 1971;13(1):565–72. https://doi.org/10.1016/S0082-0784(71)80058-9. 85. Rosa RJ. 磁流体发电：先进核能应用的技术现状与前景；Thom，K.、Schneider，R. T. 编；NASA [美国国家航空航天局]：美国佛罗里达州盖恩斯维尔，1970年；第315–326页。86. Galanga FL、Lineberry JT、Wu YCL、Scott MH、Baucum WE、Clemons RW. UTSI燃煤磁流体发电机的实验结果及各种功率提取方案研究。载于：第19届航空航天科学会议；美国航空航天学会 [美国航空航天学会]：美国密苏里州圣路易斯，1981年。https://doi.org/10.2514/6.1981-30。

87. Im KH, Ahluwalia RK. 磁流体动力学辐射锅炉中的对流与辐射传热。《能源杂志》。1981年；5(5)：308–14。https://doi.org/10.2514/3.48037。88. Donev 等, J. M. K. C. 能源教育/锅炉炉渣。https://energyeducation.ca/encyclopedia/Boiler_炉渣（访问于2025–02–10）。89. Pintana P, Tippayawong N, Nuntaphun A, Thongchiew P. 公用锅炉中高钙含量粉煤褐煤燃烧产生的炉渣特性。Energy Explor Exploit。2014年；32(3)：471–82。https://doi.org/10.1260/0144-5987.32.3.471。90. Mahboobtosi M, Mirzagoli Ganji A, Jalili P, Jalili B, Ahmad I, Hendy AS等。研究各种参数对多孔介质中磁流体流动特性的影响。Case Stud Therm Eng。2024 2 0 2 4 59104428 1 0 1 0 1 6 1 0 4 4 2 8 ; : . https://doi.org/./j.csite... 91. Ahmad S, Cham BM, Liu D, Islam SU, Hussien MA, Waqas H. 腔体内磁流体自然对流的传热传质数值分析：源和汇的影响。Case Stud Therm Eng。2024年；53：103926。https://doi.org/10.1016/j.csite.2023.103926。92. Alotaibi MA, El-Sapa S. 滑移状态下两个同心球之间的磁流体偶应力流体。Results Eng。2024年；21：101934。https://doi.org/10.1016/j.rineng.2024.101934。93. Alomari MA, Al-Farhany K, Al-Salami QH, Ali IR, Biswas N, Mohamed MH等。多孔块对含纳米流体的分隔顶盖驱动腔体中磁流体混合对流影响的数值分析。International Journal of Thermofluids。2024年；22：100621。https://doi.org/10.1016/j.ijft.2024.100621。94. Dharmendar Reddy Y, Nagi Reddy N, Goud BS. 平面上非稳态磁流体动力学传热纳米流体流动的抽吸与双重分层效应。Results in Engineering。2024年；23：102431。https://doi.org/10.1016/j.rineng.2024.102431。95. Greenshields, C.《OpenFOAM v12 用户指南》。CFD Direct。https://doc.cfd.direct/openfoam/user-guide-v12/programming-language-openfoam （访问于 2025–02–18 ）。96. Greenshields C. OpenFOAM 用户指南，第 12 卷。英国伦敦：OpenFOAM 基金会；2024年。97. OpenCFD. OpenFOAM® 文档。https://www.openfoam.com/documentation/overview（访问于2024–11–19）。98. Jasak H. OpenFOAM：研究与工业中的开源计算流体力学。Int J Nav Archit Ocean Eng。2009年；1(2)：89–94。https://doi.org/10.2478/IJNAOE-2013-0011。99. Weller HG, Tabor G, Jasak H, Fureby C. 运用面向对象技术的连续介质计算力学张量方法。Comput Phys。1998年；12(6)：620–31。https://doi.org/10.1063/1.168744。100. Lysenko DA, Ertesvåg IS, Rian KE. 使用 OpenFOAM 对湍流分离流进行建模。Comput Fluids。2013年；80：408–22。https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2012.01.015。101. Marzouk OA, Huckaby ED. 对含颗粒受限射流进行建模。载于：机器学习与系统工程；Ao, S.-I., Rieger, B., Amouzegar, M. A.（编）, 《电气工程讲义》；施普林格·荷兰：多德雷赫特，荷兰，2010年；第68卷，第243–256页。https://doi.org/10.1007/978-90-481-9419-3_19。102. Robertson E, Choudhury V, Bhushan S, Walters DK. OpenFOAM 数值方法和湍流模型对不可压缩钝体流动的验证。Comput Fluids。2015年；123：122–45。https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2015.09.010。103. Marzouk OA, Huckaby ED. 用于预测湍流非预混火焰的合成气动力学模型评估。载于：燃烧学会东部州分会2009年秋季会议；美国马里兰州大学公园市，2009年；第726–751页。104. Chen LF, Zang J, Hillis AJ, Morgan GCJ, Plummer AR. 使用 OpenFOAM 对波浪—结构相互作用进行数值研究。Ocean Eng。2014年；88：91–109。https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2014.06.003。105. Liu K, Wang M, Gan F, Tian W, Qiu S, Su GH. 基于 OpenFOAM 对国际原子能机构材料试验堆板式燃料通道内流动与传热特性的数值研究。Prog Nucl Energy。2021 2 0 2 1 141 103963 1 0 1 0 1 6 1 0 3 9 6 3 ; : . https://doi.org/./j.pnucene... 106. Cockburn B, Coquel F, LeFloch PG. 多维守恒律有限体积法的收敛性。SIAM J Numer Anal。1995年；32(3)：687–705。https://doi.org/10.1137/0732032。107. Chandrashekar P, Garg A. 用于守恒律的四面体网格顶点—质心有限体积格式。Comput Math Appl。2013年；65(1)：58–74。https://doi.org/10.1016/j.camwa.2012.10.013。108. Marzouk OA, Nayfeh AH. 使用被动式与主动式减摇水舱控制船舶横摇。Ocean Eng。2009年；36(9)：661–71。https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2009.03.005。109. Shahidian A, Ghassemi M. 磁通密度及其他属性对磁流体动力学（MHD）泵中温度和速度分布的影响。IEEE Trans Magn。2009年；45(1)：298–301。https://doi.org/10.1109/TMAG.2008.2008614。110. Sriram AT, Chakraborty D. 后向台阶后方受限超音速流中的分级横向喷注数值探索。Def Sci J。2011年；61(1)：3–11。111. Marzouk OA. 利用双频运动进行流动控制。Theor Comput Fluid Dyn。2011 1 0 0 7 25 6 381 405 1 0 0 0 1 6 2 0 1 0 0 2 0 6 6 ; ( ): – . https://doi.org/./s---. 112. Pirumov UG. 变截面喷管和通道中的三维亚声速与超声速流：PMM 第36卷，第≒2期，1972年，第239–247页。J Appl Math Mech。1972年；36(2)：220–9。https://doi.org/10.1016/0021-8928(72)90161-X。113. Marzouk OA. 不同时间窗口下本科高等教育留校率、升学率和毕业率的基准比较。《Cogent 教育》。2025年；12(1)：2498170。https://doi.org/10.1080/2331186X.2025.2498170。114. Marzouk OA. 基于世界银行数据、QS 排名和泰晤士高等教育排名的阿曼高等教育师生比（SFR）基准。《Cogent 教育》。2024年；11(1)：2317117。https://doi.org/10.1080/2331186X.2024.2317117。115. Marzouk OA. 从阿曼和国际 ABET 视角对人工智能项目进行认证。载于《智能计算》；Arai, K.（编）, 《网络与系统讲义》；Springer International Publishing：尚，瑞士，2021年；第285卷，第462–474页。https://doi.org/10.1007/978-3-030-80129-8_33。116. Nibedita B, Irfan M. 新兴经济体能源结构多元化：决定因素的计量经济学分析。Renew Sustain Energy Rev。2024年；189：114043。https://doi.org/10.1016/j.rser.2023.114043。117. Marzouk OA. 高等教育中的全球化与多样性要求。载于：第11届世界系统学、控制论与信息学多学科会议（WMSCI 2007）——第十三届信息系统分析与综合国际会议（ISAS 2007）；IIIS [国际信息学与系统学研究所]：美国佛罗里达州奥兰多，2007年；第III（3）卷，第101–106页。

118. Lineberry JT, Schmidt HJ, Chapman JN. 高功率密度磁流体动力学研究实验计划。载于：第24届跨学会能源转换工程会议论文集；；第–页，卷。 h t t p s : / / d o i . o r g / . / I E C E C . . . 119. Schmidt HJ, Lineberry JT, Chapman JN. 紧凑型磁流体动力学发电机高功率密度创新演示；DOE/PC/79678-T4；田纳西大学，图拉霍马，田纳西州（美国）。空间研究所，1990年。h t t p s : / / d o i . o r g / 1 0 . 2 1 7 2 / 6 2 9 4 3 2 9。120. Schmidt H, Lineberry J, Chapman J. 高功率密度磁流体动力学实验。载于：第28届航空航天科学会议；美国航空航天学会[美国航空航天学会]：美国内华达州里诺，1990年。https://doi.org/10.2514/6.1990-345。121. Marzouk OA. 航空电动出行视角：电动垂直起降飞行器城市空中交通（UAM）航空器的预期设计与运行能力。Edelweiss Appl Sci Technol。2025年；9(1)：413–42。https://doi.org/10.55214/25768484.v9i1.4156。122. Marzouk OA. 2020年至2022年间全球电动出行车辆存量（按技术和运输方式划分）、全球加氢站及电动汽车充电点存量的增长。Key Eng Mater。2023年；972：89–96。https://doi.org/10.4028/p-8IMGm4。123. Marzouk OA. 基于环境损害指数（EDX）和绿色评分，为智慧城市推荐符合LEED标准的汽车、运动型多用途汽车、厢式货车、皮卡、旅行车和双座车。载于《智慧城市应用创新》第7卷；Ben Ahmed, M., Boudhir, A. A., El Meouche, R., Karaş, İ. R.（编），《网络与系统讲义》；Springer Nature Switzerland：尚，瑞士，2024年；第906卷，第123–135页。https://doi.org/10.1007/978-3-031-53824-7_12。124. Marzouk OA. 迈向更可持续的交通：2023和2024车型年的绿色车辆指标。载于《智能可持续系统》；Nagar, A. K., Jat, D. S., Mishra, D. K., Joshi, A.（编），《网络与系统讲义》；Springer Nature Singapore：新加坡，2024年；第817卷，第261–272页。https://doi.org/10.1007/978-981-99-7886-1_23。125. Marzouk OA. 国际能源署（IEA）《2023年（第1版）清洁能源进展跟踪（TCEP）报告》摘要，以及计算单一综合评分的拟议流程。E3S Web Conf。2025年；601：00048。https://doi.org/10.1051/e3sconf/202560100048。126. Marzouk OA. LEED绿色建筑评级体系中（建筑设计与施工：新建建筑）能源与大气积分类别从4.0版到4.1版的演变。J Infrastruct Policy Dev。2024年；8(8)：5306。https://doi.org/10.24294/jipd.v8i8.5306。127. Marzouk OA. 不同压力、种子类型、种子浓度和氧化剂条件下，氢燃料磁流体动力学（H2MHD）发电机的功率密度和热化学特性。Hydrogen。2025 6 0 2 0 0 3 1 6 2 31 1 0 3 3 9 0 ; ( ): . h t t p s : / / d o i . o r g / . / h y d r o g e n。128. Choubey G, Tiwari M. 第六章——模拟超声速流的计算方法教学。载于：《超燃冲压发动机燃烧》；Choubey, G., Tiwari, M. 编；Butterworth-Heinemann，2022年；第163–181页。h t t p s : / / d o i . o r g / 1 0 . 1 0 1 6 / B 9 7 8 - 0 - 3 2 3 - 9 9 5 6 5 - 8 . 0 0 0 0 7 - 0。129. Garcia-Rodriguez LF, Alonso DH, Silva ECN. 湍流效应对可压缩亚声速流拓扑优化的影响。Int J Numer Methods Fluids。2025年；97(1)：44–68。https://doi.org/10.1002/fld.5338。130. Marzouk OA, Nayfeh AH. 谐波顺流向运动圆柱体所受负载的降低。Phys Fluids。2009年；21(8)：083103。https://doi.org/10.1063/1.3210774。131. Lodares D, Manzanero J, Ferrer E, Valero E. 可压缩雷诺平均纳维-斯托克斯方程中 Spalart-Allmaras湍流模型的熵稳定间断伽辽金近似。计算物理学杂志。2022年；455：110998。https://doi.org/10.1016/j.jcp.2022.110998。132. Blazek J. 第7章——湍流建模。载于《计算流体动力学：原理与应用》（第三版）；Blazek, J.（编）；Butterworth-Heinemann：牛津，2015年；第213–252页。h t t p s : / / d o i . o r g / 1 0 . 1 0 1 6 / B 9 7 8 - 0 - 0 8 - 0 9 9 9 9 5 - 1 . 0 0 0 0 7 - 5。133. Marzouk OA, Nayfeh AH. 横流方向谐波运动圆柱体绕流特性。Int J Non-Linear Mech。2010年；45(8)：821–33。h t t p s : / / d o i . o r g / 1 0 . 1 0 1 6 / j . i j n o n l i n m e c . 2 0 1 0 . 0 6 . 0 0 4。134. Baker C, Johnson T, Flynn D, Hemida H, Quinn A, Soper D, Sterling M. 第4章——计算技术。载于：《列车空气动力学》；Baker, C., Johnson, T., Flynn, D., Hemida, H., Quinn, A., Soper, D., Sterling, M. 编；Butterworth-Heinemann，2019年；第53–71页。h t t p s : / / d o i . o r g / 1 0 . 1 0 1 6 / B 9 7 8 - 0 - 1 2 - 8 1 3 3 1 0 - 1 . 0 0 0 0 4 - 6。135. Majda A. 多个空间变量下的可压缩流体流动与守恒律方程组；施普林格科学与商业媒体，2012年。136. Marzouk OA. 具有正弦和非正弦曲线轮廓运动的圆柱体绕流直接数值模拟。J Fluids Eng。2009年；131(12)：121201。https://doi.org/10.1115/1.4000406。137. Fletcher CAJ.《计算流体动力学技术——第二卷：不同流动类别的专用技术》，第2版；《科学计算》；施普林格·柏林·海德堡：柏林，海德堡，1991年。h t t p s : / / d o i . o r g / . / - - - -。138. Marzouk OA. 具有1和2自由度振动及极限固体—流体密度比时的流致振动特性与作用力。J Vib Acoust。2010年；132(4)：041013。https://doi.org/10.1115/1.4001503。139. Rothan YA. 洛伦兹力作用下多孔容器内纳米流体流动的热管理。Case Stud Therm Eng。2024年；60：104779。https://doi.org/10.1016/j.csite.2024.104779。140. Bereanu C. 洛伦兹力方程中的相互作用。Calc Var。2024年；63(2)：29。https://doi.org/10.1007/s00526-023-02635-y。141. Mansour K, Khorsandi M. 球形尖锥钝体的减阻。Acta Astronaut。2014年；99：92–8。h t t p s : / / d o i . o r g / 1 0 . 1 0 1 6 / j . a c t a a s t r o . 2 0 1 4 . 0 2 . 0 0 9。142. Marzouk OA, Nayfeh AH. 振荡圆柱体上的力研究。载于：美国机械工程师学会2007年第26届海洋工程与北极工程国际会议（OMAE 2007）；美国机械工程师学会[美国机械工程师学会]：美国加利福尼亚州圣迭戈，2009年；第741–752页。https://doi.org/10.1115/OMAE2007-29163。143. Li Y, Huang J, Xie C, Zhao H. 计算流体动力学-离散元法模拟影响海上非常规储层三维粗糙裂缝中支撑剂运移的主要控制因素。J Mar Sci Eng。2024 3 3 9 0 1212 2117 1 0 1 2 1 2 2 1 1 7 ; ( ): . h t t p s : / / d o i . o r g / . / j m s e。144. Marzouk OA. 对比12种亚谐波与超谐波机械激励下脱落诱导力矢量的笛卡尔形式和极坐标形式。Fluid Dyn Res。2010 4 2 42 3 035507 1 0 1 0 8 8 0 1 6 9 5 9 8 3 3 0 3 5 5 0 7 ; ( ): . h t t p s : / / d o i . o r g / . / - / / /。145. Ge L, Dasi LP, Sotiropoulos F, Yoganathan AP. 机械心脏瓣膜产生的血流动力学力特征：雷诺应力与黏性应力。Ann Biomed Eng。2008年；36(2)：276–97。https://doi.org/10.1007/s10439-007-9411-x。

146. Marzouk OA, Nayfeh AH. 能够捕捉非线性物理现象的新尾流模型。载于：美国机械工程师学会2008年第27届国际海洋机械与北极工程会议（OMAE 2008）；美国机械工程师学会 [美国机械工程师学会]：葡萄牙埃斯托里尔，2009年；第901–912页。https://doi.org/10.1115/OMAE2008-57714。147. Grosse AV. 金属汞、钠和钾在整个液态范围（即从熔点到临界点）内的约化动力（绝对）黏度和运动黏度，以及与范德瓦耳斯物质的比较。J Inorg Nucl Chem. 1965;27(5):979–87. https://doi.org/10.1016/0022-1902(65)80407-9。148. Marzouk OA, Nayfeh AH. 谐振荡圆柱体上的载荷。载于：美国机械工程师学会2007年国际设计工程技术会议暨计算与信息工程会议（IDETC-CIE 2007）；美国机械工程师学会 [美国机械工程师学会]：美国内华达州拉斯维加斯，2009年；第1755–1774页。https://doi.org/10.1115/DETC2007-35562。149. Smith JD, Lorra M, Hixson EM, Eldredge T. 5 燃烧器开发中的计算流体力学。载于：Baukal J, Charles E，编者。《工业燃烧器手册》。美国佛罗里达州博卡拉顿：CRC出版社；2003年。第145–88页。150. Weinert U. 球张量表示。Arch Rational Mech Anal. 1980 0 0 2 5 3 3 2 8 74 2 165 96 1 0 1 0 0 7 ; ( ): – . h t t p s : / / d o i . o r g / . / B F。151. Marzouk OA, Nayfeh AH. 时变频率变化下运动圆柱体的流体动力。载于：第46届AIAA航空航天科学会议暨展览；美国航空航天学会 [美国航空航天学会]：美国内华达州里诺，2008年；第AIAA 2008–680页。https://doi.org/10.2514/6.2008-680。152. Fan Y, Kozul M, Li W, Sandberg RD. 可压缩湍流边界层的涡黏性改进预解分析。J Fluid Mech. 2024;983:A46. https://doi.org/10.1017/jfm.2024.174。153. Marzouk OA. 非定常流体动力的非线性常微分方程组——一种新方法。World Acad Sci Eng Tech-nol. 2009;39:948–62。154. Kosker M, Yilmaz F. 扭带横截面曲率对传热性能的影响。Chem Eng Process-Process Intensif. 2020;154:108008. https://doi.org/10.1016/j.cep.2020.108008。155. Marzouk OA, Nayfeh AH. 斜向振荡海洋结构上的流体力与结构诱导阻尼。载于：第十八届（2008年）国际海洋与极地工程会议（ISOPE-2008）；ISOPE [国际海洋与极地工程师学会]：加拿大不列颠哥伦比亚省温哥华，2008年；第3卷，第460–468页。156. Hu XY, Adams NA. 一种用于不可压缩湍流的光滑粒子流体动力学模型。Procedia IUTAM. 2015;18:66–75。h t t p s : / / d o i . o r g / 1 0 . 1 0 1 6 / j . p i u t a m . 2 0 1 5 . 1 1 . 0 0 7。157. Marzouk O, Nayfeh AH. 船舶减摇系统的参数研究与优化。载于：第一届WSEAS国际海事与海军科学与工程会议（MN'08）；WSEAS [世界科学与工程学会]：马耳他，2008年；第169–174页。158. Linke A. 不可压缩流的无散速度重构。C R Math. 2012;350(17):837–40。h t t p s : / / d o i . o r g / 1 0 . 1 0 1 6 / j . c r m a . 2 0 1 2 . 1 0 . 0 1 0。159. Marzouk OA, Nayfeh AH. 使用被动式与主动式减摇水舱减缓船舶运动。载于：美国机械工程师学会2007年国际设计工程技术会议暨计算与信息工程会议（IDETC-CIE 2007）；美国机械工程师学会 [美国机械工程师学会]：美国内华达州拉斯维加斯，2009年；第215–229页。h t t p s : / / d o i . o r g / 1 0 . 1 1 1 5 / D E T C 2 0 0 7 - 3 5 5 7 1。160. Ma H, Chen H-C. 通过粗糙壁面修正改进双层k-ε湍流模型。Phys Fluids. 2024;36(10):105151. https://doi.org/10.1063/5.0232725。161. Marzouk OA, Huckaby ED. 湍流建模和颗粒方法对分散式两相旋流的影响。载于：2009年世界工程与计算机科学大会（WCECS 2009）；IAENG [国际工程师协会]：美国加利福尼亚州旧金山，2009年；第II卷，第1–11页。162. Ashwin Ganesh M, John B. 在高超声速流动区间通过集中能量添加实现主动减阻。Acta Astronaut. 2018;142:221–31。h t t p s : / / d o i . o r g / 1 0 . 1 0 1 6 / j . a c t a a s t r o . 2 0 1 7 . 1 1 . 0 0 3。163. Marzouk OA. 应用于高速流动的两步计算气动声学方法。Noise Control Eng J. 2008;56(5):396。https://doi.org/10.3397/1.2978229。164. Camberos J. 能量分析在高速流外部空气动力学中的应用。载于：第9届AIAA/ASME联合热物理与传热会议；美国航空航天学会：美国加利福尼亚州旧金山，2006年；第AIAA 2006–2943页。https://doi.org/10.2514/6.2006-2943。165. Marzouk OA. 超声速自由射流的指向性与噪声传播。载于：第46届AIAA航空航天科学会议暨展览；美国航空航天学会 [美国航空航天学会]：美国内华达州里诺，2008年；第AIAA 2008–23页。h t t p s : / / d o i . o r g / 1 0 . 2 5 1 4 / 6 . 2 0 0 8 - 2 3。166.《传热学基础》，第6版，国际学生版；Incropera, F. P., DeWitt, D. P., Bergman, T. L., Lavine, A. S.（编），Wiley：新加坡，2013年。167. Schlichting H, Gersten K.《边界层理论》，施普林格·柏林·海德堡：柏林、海德堡，2000 1 0 0 7 1 0 9 7 8 3 6 4 2 8 5 8 2 9 1。h t t p s : / / d o i . o r g / . / - - - -。168. Schwab A, Fuchs C, Kistenmacher P. 磁矢势无旋分量的语义。A IEEE Antennas Propag Magazine. 1997;39(1):46–51。https://doi.org/10.1109/74.583518。169. Matsushita T. 静电场。载于：《电与磁：通过引入超导性进行的新公式化》；Matsushita, T.（编），施普林格国际出版：尚，2021年；第3–32页。https://doi.org/10.1007/978-3-030-82150-0_1。170. Marzouk OA. 联合循环磁流体动力发电系统中的详细与简化等离子体模型。Int J Adv Appl Sci. 2023;10(11):96–108. https://doi.org/10.21833/ijaas.2023.11.013。171. Laney CB. 计算气体动力学。1 9 7 8 0 5 1 1 6 0 5 6 0 4 1998 1 0 1 0 1 7 第1版。美国：剑桥大学出版社；。h t t p s : / / d o i . o r g / . / C B O。172. Griffiths JF, Barnard JA. 火焰与燃烧。第3版。美国佛罗里达州博卡拉顿：劳特利奇；1995年。173. Marzouk OA. 激励射流的噪声排放。载于：第22届全国噪声控制工程会议（NOISE-CON 2007）；INCE [噪声控制工程学会]：美国内华达州里诺，2007年；第1034–1045页。174. Zucker RD, Biblarz O.《气体动力学基础》，第3卷。美国：约翰·威立父子公司；2019年。175. Marzouk OA. 斯特劳哈尔数效应对声场的影响研究。载于：第22届全国噪声控制工程会议（NOISE-CON 2007）；INCE [噪声控制工程学会]：美国内华达州里诺，2007年；第1056–1067页。176. Marzouk OA. Invsim算法用于有限航程自主任务中飞机飞行控制的预计算，并通过幻影III战斗机的双滚转机动进行演示。Sci Rep. 2025 0 2 5 1523382 1 0 1 0 3 8 4 1 5 9 8 0 7 6 3 9 6；：。h t t p s : / / d o i . o r g / . / s - - -。

177. Struchtrup H. 热力学与能量转换。第1版。德国柏林：Thermodynamics and Energy Conversion；Springer-Verlag；2014年。178. Marzouk OA. 输入扰动作用下相干气流结构中涨落波的变化。WSEAS Trans Signal Process. 2008;4(10):604–14。179. Poinsot T, Veynante D. 理论与数值燃烧。第2版。费城：Edwards；2005年。180. Warnatz J, Maas U, Dibble RW.《燃烧——物理与化学基础、建模与模拟、实验、污染物形成》，第4版；施普林格·柏林·海德堡：德国柏林，2006年。https://doi.org/.----。181. Marzouk OA. 二氧化碳、水及水—二氧化碳混合物在300–2900 K温度范围和0.01–50 Atm.m压力—光程范围内的总发射率数据集。Data Brief. 2025;59:111428。https://doi.org/10.1016/j.dib.2025.111428。182. Kuo KK. 燃烧原理。第2版。新泽西州霍博肯：约翰·威立；2005年。183. Sultanian BK, Sultanian BK. 势流。载于：流体力学与涡轮机械；CRC出版社：美国佛罗里达州博卡拉顿，2021年。184. Durst F. 势流。载于：《流体力学：流动理论导论》；Durst, F.（编）；施普林格：德国，2022年；第327–363页。https://doi.org/10.1007/978-3-662-63915-3_11。185. Marzouk OA. 演化计算在设计优化中的应用。载于：美国机械工程师学会2007年国际设计工程技术会议暨计算与信息工程会议（IDETC-CIE 2007）（2007年9月4–7日）；美国机械工程师学会 [美国机械工程师学会]：美国内华达州拉斯维加斯，2009年；第2卷，第995–1003页。https://doi.org/10.1115/DETC2007-35502。186. Kaushik M. 势流理论。载于：《理论与实验空气动力学》；Kaushik, M.（编），施普林格：新加坡，2019年；第107–126页。https://doi.org/10.1007/978-981-13-1678-4_4。187. Benchérif-Madani A, Pardoux É. 泊松方程及诺伊曼边界条件的概率公式。Stoch Anal Appl. 2009;27(4):739–46。https://doi.org/10.1080/07362990902976520。188. Murti V, Valliappan S, Khalili-Naghadeh N. 泊松型方程有限元分析中的时间步长约束。Comput Struct. 1989;31(2):269–73。https://doi.org/10.1016/0045-7949(89)90230-7。189. Cappelli M, Meezan N, Gascon N. 霍尔等离子体推进器中的输运物理。载于：第40届AIAA航空航天科学会议与展览；美国航空航天学会：美国内华达州里诺，2002年；第AIAA-2002–0485页。https://doi.org/10.2514/6.2002-485。190. Pandey BP, Wardle M. 部分电离等离子体的霍尔磁流体动力学。Mon Not R Astron Soc. 2008;385(4):2269–78。https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.12998.x。191. Meezan NB, Hargus WA, Cappelli MA. 同轴霍尔放电等离子体中的反常电子迁移率。Phys Rev E. 2001;63(2):026410。https://doi.org/10.1103/PhysRevE.63.026410。192. Levy-Nathansohn T. 广义欧姆定律研究。Physica A. 1997 4 3 7 1 2411 166 72 1 0 1 0 1 6 0 3 7 8 9 7 0 0 0 7 7 0；( ): –。https://doi.org/./S-()-。193. Parent B, Shneider MN, Macheret SO. 计算弱电离等离子体动力学中的广义欧姆定律和势方程。J Comput Phys. 2011;230(4):1439–53。https://doi.org/10.1016/j.jcp.2010.11.012。194. Knaepen B, Moreau R. 低磁雷诺数下的磁流体动力学湍流。Annu Rev Fluid Mech. 2008;40:25–45。https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.39.050905.110231。195. Lee D, Choi H. 低磁雷诺数通道中的磁流体动力学湍流。J Fluid Mech. 2001;439:367–94。https://doi.org/10.1017/S0022112001004621。196. Khan O, Hoffmann K, Dietiker J-F. 磁流体动力学低磁雷诺数公式的有效性。载于：第38届等离子体动力学与激光会议；美国航空航天学会 [美国航空航天学会]：美国佛罗里达州迈阿密，2007年；第AIAA 2007–4374页。https://doi.org/10.2514/6.2007-4374。197. Oeveren SB van, Gildfind D, Wheatley V, Gollan R, Jacobs P. 大气层进入过程中，外加磁场下钝体磁场变形的数值研究。载于：AIAA SCITECH 2024论坛；美国航空航天学会 [美国航空航天学会]：美国佛罗里达州奥兰多，2024年；第AIAA 2024–1646页。https://doi.org/10.2514/6.2024-1646。198. Davidson PA. 磁流体力学导论。美国：剑桥大学出版社；2001年。199. Rosa RJ, Krueger CH, Shioda S. 磁流体发电中的等离子体。IEEE Trans Plasma Sci. 1991;19(6):1180–90。https://doi.org/10.1109/27.125040。200. Smolentsev S, Cuevas S, Beltrán A. 低磁雷诺数磁流体动力学流动计算中的基于感应电流的公式。J Comput Phys. 2010;229(5):1558–72。https://doi.org/10.1016/j.jcp.2009.10.044。201. Maxwell CD, Demetriades ST. 轻型自激式磁流体发电机的初步测试。J Propul Power. 1986;2(5):474–80。https://doi.org/10.2514/3.22931。202. Gupta SV. 重新定义基本单位。载于：《质量计量学：新定义的千克》；Gupta, S. V.（编），施普林格国际出版：尚，2019年；第365–384页。https://doi.org/10.1007/978-3-030-12465-6_13。203. Zhang JXJ, Hoshino K. 第3章——微流控与微型全分析系统。载于：《分子传感器与纳米器件》；Zhang, J. X. J., Hoshino, K.（编），William Andrew出版社：牛津，2014 9 7 8 103 168 1 0 1 0 1 6 1 4 5 5 7 7 6 3 1 3 0 0 0 0 3；第–页。https://doi.org/./B-----X。204. 美国国家标准与技术研究院，[美国国家标准与技术研究院]。科学技术数据委员会 [科学技术数据委员会]数值：真空磁导率。https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mu0（访问日期：2025–02–16）。205. Alpinieri LJ. 同轴射流的湍流混合。AIAA J. 1964;2(9):1560–7。https://doi.org/10.2514/3.2632。206. Purcell EM. 低雷诺数下的生命。载于：《物理学与我们的世界》；世界科学出版社，

2012 47 67 101；第–页。142 9789814434973_0004

https://doi.org/./。207. Marzouk OA. 阿曼风速威布尔模型识别，以及基于气象站数据计算风力涡轮机的归一化年发电量（NAEP）。Eng Rep (Hoboken). 2025;7(3):e70089。https://doi.org/10.1002/eng2.70089。208. Messerle HK. 磁流体发电；联合国教科文组织能源工程系列能源工程学习套件；Wiley：英国英格兰奇切斯特，1995年。209. Aithal SM. 亚声速和超声速入口磁流体发电机的最佳功率提取特性。Energy Convers Manage. 2009;50(3):765–71。https://doi.org/10.1016/j.enconman.2008.09.037。210. Tillack MS, Morley NB. 磁流体力学。载于：《电气工程师标准手册》；Fink, D. G., Beaty, H. W.（编），麦格劳-希尔：美国纽约，2000年；第11.109–11.144页。

211. Koshiba Y, Yuhara M, Ishikawa M. 大型脉冲磁流体发电机感应磁场对发电性能影响的二维分析。载于：第35届AIAA等离子体动力学与激光会议；AIAA [美国航空航天学会
] 2004 2004 2368 10.2514/6.2004-2368：美国俄勒冈州波特兰；页码：AIAA-。https://doi.org/./.-. 212. Hoffmann KA, Chiang ST.《计算流体力学——第1卷》，第4版，第2次印刷；Engineering Education System：美国堪萨斯州威奇托，2004。213. Marzouk O, Nayfeh A. 基于总流体力及其方向的微分/代数尾流模型，以及斜向浸没体运动对'Type-1'和'Type-2'锁定的影响。载于：第47届AIAA航空航天科学会议（含新视野论坛和航空航天展览会）；AIAA [美国航空航天学会]：美国佛罗里达州奥兰多，2009；第AIAA 2009–1112页。https://doi.org/10.2514/6.2009-1112。214. Fletcher CAJ.《计算流体动力学技术——第I卷：基础与通用技术》，第2版；Springer计算物理丛书；Springer-Verlag：柏林、海德堡、纽约，1991。215. Faust E, Schlüter A, Müller H, Steinmetz F, Müller R. 弹性动力学格子玻尔兹曼方法中的狄利克雷和诺伊曼边界条件。Comput Mech. 2024;73(2):317–39. https://doi.org/10.1007/s00466-023-02369-w. 216. Marzouk O, Nayfeh A. 受激尾流中非线性现象的物理解释。载于：第46届AIAA航空航天科学会议暨展览；AIAA [美国航空航天学会]：美国内华达州里诺，2008；第AIAA 2008–1304页。https://doi.org/10.2514/6.2008-1304。217. Le M. 二维中具有次逻辑斯谛源项和非线性诺伊曼边界条件的某些趋化系统解的整体存在性。Nonlinear Anal. 2024;241:113491. https://doi.org/10.1016/j.na.2024.113491. 218. Shepherd JF, Johnson CR. 六面体网格生成约束。Eng Comput. 2008 1 0 0 7 24 3 195 213 1 0 0 0 3 6 6 0 0 8 0 0 9 1 4 ; ( ): – . h t t p s : / / d o i . o r g / . / s - - - . 219. Biswas R, Strawn RC. 计算流体力学问题的四面体和六面体网格自适应。Appl Numer Math. 1998;26(1):135– 51. h t t p s : / / d o i . o r g / 1 0 . 1 0 1 6 / S 0 1 6 8 - 9 2 7 4 (9 7) 0 0 0 9 2 - 5. 220. Wang W, Cao Y, Okaze T. 比较六面体、四面体和多面体单元在大涡模拟中重现孤立建筑周围风场的效果。Build Environ. 2021;195:107717. h t t p s : / / d o i . o r g / 1 0 . 1 0 1 6 / j . b u i l d e n v . 2 0 2 1 . 1 0 7 7 1 7. 221. Das AK, Acharyya K, Sarma S, Saha UK. 混合双扩张喷管：未来火箭发动机的一种新型替代方案。J Spacecr Rockets. 2022;59(3):761–72. https://doi.org/10.2514/1.A35207. 222. Marzouk OA, Nayfeh AH. 运动圆柱周围共振与非共振流动的详细特性。载于：第49届AIAA/ASME/ASCE/AHS/ASC结构、结构动力学与材料会议；AIAA [美国航空航天学会]：美国伊利诺伊州绍姆堡，2008；页码：AIAA 2008–2311。https://doi.org/10.2514/6.2008-2311。223. Lyra PRM, Almeida RC. 初步研究稳定化有限元计算流体力学方法在三角形、四边形和混合非结构网格上的性能。Commun Numer Methods Eng. 2002;18(1):53–61. h t t p s : / / d o i . o r g / 1 0 . 1 0 0 2 / c n m . 4 6 6 . 224. Smith R. 用于移动和变形高雷诺数网格的基于偏微分方程的网格更新方法。载于：第49届AIAA航空航天科学会议（含新视野论坛和航空航天展览会）；AIAA [美国航空航天学会]：美国佛罗里达州奥兰多，2011；页码：AIAA 2011–472。https://doi.org/10.2514/6.2011-472。225. Koo J, Kleinstreuer C. 一种新的纳米流体热导率模型。J Nanopart Res. 2004;6(6):577–88. h t t p s : / / d o i . o r g / 1 0 . 1 0 0 7 / s 1 1 0 5 1 - 0 0 4 - 3 1 7 0 - 5 . 226. Marzouk OA, Nayfeh AH. 对顺流向结构振动导致的升力抑制和2:1力耦合破坏进行模拟、分析和解释。载于：第49届AIAA/ASME/ASCE/AHS/ASC结构、结构动力学与材料会议；AIAA [美国航空航天学会]：美国伊利诺伊州绍姆堡，2008；页码：AIAA 2008–2309。https://doi.org/10.2514/6.2008-2309。227. Karataev RN. 考虑黏度的气流建模。Meas Tech. 2005 1 1 0 1 8 482 171 4 1 0 1 0 0 7 0 0 5 0 1 1 8 9 ; ( ): – . h t t p s : / / d o i . o r g / . / s - - - . 228. Hardianto T, Sakamoto N, Harada N. 法拉第型磁流体发电机中的三维流动分析。IEEE Trans Ind Appl. 2008;44(4):1116–23. https://doi.org/10.1109/TIA.2008.926200. 229. SciPy. scipy.optimize.curve_fit。h t t p s : / / d o c s . s c i p y . o r g / d o c / s c i p y / r e f e r e n c e / g e n e r a t e d / s c i p y . o p t i m i z e . c u r v e _ f i t . h t m l（访问日期：2025年2月15日）。230. SciPy. 优化与求根（scipy.optimize）—SciPy v1.15.1手册。h t t p s : / / d o c s . s c i p y . o r g / d o c / s c i p y / r e f e r e n c e / o p t i m i z e . h t m l # m o d u l e - s c i p y . o p t i m i z e（访问日期：2025年2月15日）。231. Himawan M, Sadrawi M. 使用SciPy开发长QT综合征检测方法。Indones J Life Sci. 2023. h t t p s : / / d o i . o r g / 1 0 . 5 4 2 5 0 / i j l s . v 5 i 0 2 . 1 7 8 . 232. Foust HC III. 热力学、气体动力学与燃烧。尚：施普林格国际出版；2022。h t t p s : / / d o i . o r g / 1 0 . 1 0 0 7 / 9 7 8 - 3 - 0 3 0 - 8 7 3 8 7 - 5 . 233. Kumar S. 热工程问题与解答：附选择题。尚：施普林格国际出版；2023。https://doi.org/10.1007/978-3-031-10584-5。234. Marzouk OA. 用于建立非对称固定翼飞机六自由度飞行动力学模型的耦合微分代数方程框架。Int J Appl Adv Sci. 2025;12(1):30–51. https://doi.org/10.21833/ijaas.2025.01.004. 235. Ding H, Dong Y, Zhang Y, Wen C, Yang Y. 考虑非平衡凝结和火用效率时布雷顿循环中超临界二氧化碳（sCO_2）离心压缩机的性能。Energy Convers Manage. 2024;299:117849. h t t p s : / / d o i . o r g / 1 0 . 1 0 1 6 / j . e n c o n m a n . 2 0 2 3 . 1 1 7 8 4 9. 236. Kirkpatrick AT. 制冷与空调系统中的流体流动。载于：《制冷与空调系统导论：理论与应用》；Kirkpatrick, A. T.,（编），施普林格国际出版：尚，2023；第65–89页。https://doi.org/10.1007/978-3-031-16776-8_4。237. Darbandi M, Zakyani M, Schneider G. 新曲线坐标形式下不同k-ω和k-ε湍流模型的评估。载于：第17届AIAA计算流体动力学会议；美国航空航天学会：加拿大安大略省多伦多，2005；页码：AIAA 2005–5101。https://doi.org/10.2514/6.2005-5101。238. Marzouk OA, Huckaby ED. 使用不同k-ε模型和颗粒-颗粒群关系模拟旋流气固两相流。Eng Lett. 2010;18(1)。239. Kurganov A, Petrova G. 中心格式与接触间断。ESAIM Math Model Num Anal. 2000;34(6):1259–75. https://doi.org/10.1051/m2an:2000126。

240. Kurganov A, Tadmor E. 用于非线性守恒律和对流扩散方程的新型高分辨率中心格式。计算物理学杂志。2000;160(1):241–82. https://doi.org/10.1006/jcph.2000.6459。241. Marzouk OA. Sod气体动力学问题：有限体积法中面通量构造基准测试的工具。Sci Afr. 2020;10:e00573. https://doi.org/10.1016/j.sciaf.2020.e00573。242. Kurganov A, Tadmor E. 用于Hamilton–Jacobi方程的新型高分辨率半离散中心格式。计算物理学杂志。2000;160(2):720–42. https://doi.org/10.1006/jcph.2000.6485。243. Sparrow EM, Gregg JL. 任意普朗特数流体与旋转圆盘之间的传热。J Heat Transfer. 1959;81(3):249– 51. https://doi.org/10.1115/1.4008195。244. Li D. 大气边界层中的湍流普朗特数——现状如何？Atmos Res. 2019;216:86–105. https://doi.org/10.1016/j.atmosres.2018.09.015. 245. OpenCFD. OpenFOAM /用户指南——实现细节（矩阵结构）。https://www.openfoam.com/documentation/guides/v2112/doc/guide-solvers.html（访问日期：2025–06–14）。246. OpenCFD. OpenFOAM /用户指南——线性方程求解器。https://www.openfoam.com/documentation/guides/v2112/doc/guide-solvers.html（访问日期：2025–06–14）。247. OpenCFD. OpenFOAM/用户指南——高斯-赛德尔平滑器。https://www.openfoam.com/documentation/guides/latest/doc/guide-solvers-smooth-smoother-gauss-seidel.html（访问日期：2025–06–14）。248. OpenCFD. 文档/6.3 求解与算法控制。https://www.openfoam.com/documentation/user-guide/6-solving/6.3-solution-and-algorithm-control（访问日期：2025–02–04）。249. OpenCFD. OpenFOAM /用户指南——DILU预条件器。https://www.openfoam.com/documentation/guides/v2112/doc/guide-solvers-cg-preconditioner-dilu.html（访问日期：2025–06–14）。250. Howell GW, Baboulin M. 超定稀疏最小二乘问题的LU预条件。载于：《并行处理与应用数学》；Wyrzykowski, R., Deelman, E., Dongarra, J., Karczewski, K., Kitowski, J., Wiatr, K.,（编），施普林格国际出版：尚，2016；第128–137页。https://doi.org/10.1007/978-3-319-32149-3_13。251. Marzouk OA, Huckaby ED. CO/H_2 燃烧的八种有限速率化学动力学的比较研究。Eng Appl Comput Fluid Mech. 2010;4(3):331–56. https://doi.org/10.1080/19942060.2010.11015322. 252. Oberkampf WL, Trucano TG. 计算流体力学中的验证与确认。Prog Aerosp Sci. 2002;38(3):209– 72. https://doi.org/10.1016/S0376-0421(02)00005-2. 253. Wüthrich B. 喷管几何形状中的可压缩流模拟与验证，以及OpenFOAM在此应用中的验证。硕士论文，流体力学研究所，苏黎世联邦理工学院[苏黎世联邦理工学院], 苏黎世，瑞士，2007。https://doi.org/10.3929/ethz-a-005575219（访问日期：2025年2月16日）。254. Ishikwa M, Yuhara M, Fujino T. 强磁流体相互作用下弱电离等离子体中磁流体力学的三维计算。J Mater Process Technol. 2007;181(1–3):254–9. https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2006.03.032. 255. Ayeleso AO, Kahn MTE, Raji AK. 矩形管道内电离气体磁流体流动的计算流体域模拟（2016年8月）。载于：2016年国际工业与商业能源利用会议（ICUE）；2016；第84–91页。256. Swallom DW, Goldfarb VM, Gibbs JS, Sadovnik I, Zeigarnik VA, Kuzmin RK, Aitov NL, Okunev VI, Novikov VA, Rickman VJ, Blokh AG, Pisakin AV, Egorushkin PN, Tkachenko BG, Babakov JP, Olson AM, Anderson RE, Fedun MA, Hill GR. Pamir-3U脉冲式便携磁流体发电系统计划的成果。载于：第12届磁流体发电国际会议；日本横滨，1996；第1卷，第186–195页。257. Velikhov EP, Pismenny VD, Matveenko OG, Panchenko VP, Yakushev AA, Pisakin AV, Blokh AG, Tkachenko BG, Sergienko NM, Zhukov BB, Zhegrov EF, Babakov YP, Polyakov VA, Glukhikh VA, Manukyan GS, Krylov VA, Vesnin VA, Parkhomenko VA, Sukharev EM, Malashko YI. 脉冲式磁流体电力系统“Sakhalin”——世界上最大的固体推进剂燃料磁流体发电机，电功率输出为500兆瓦。载于：第13届磁流体发电与高温技术国际会议；中国北京，1999；第2卷，第387–398页。258. Panchenko VP. 对世界最大脉冲磁流体发电机“Sakhalin”的初步分析。载于：第33届等离子体动力学与激光会议；AIAA [美国航空航天学会]：美国夏威夷州毛伊岛，2002；页码：AIAA-2002–2147。https://doi.org/10.2514/6.2002-2147。259. Makinde OD, Sandeep N, Ajayi TM, Animasaun IL. 数值探究热分层旋转抛物面熔化表面的上部水平表面上磁流体Casson流体流动中的传热和洛伦兹力效应。Int J Nonlinear Sci Numer Simul. 2018;19(2):93–106. https://doi.org/10.1515/ijnsns-2016-0087。260. Khrapak SA, Khrapak AG. 关于中等非理想完全电离等离子体的电导率。Results Phys. 2020;17:103163. https://doi.org/10.1016/j.rinp.2020.103163。261. Smirnov B M. 气体放电等离子体中的输运过程。载于《气体放电等离子体理论》；Smirnov, B. M.,（编），施普林格国际出版：尚，2015；第151–196页。https://doi.org/10.1007/978-3-319-11065-3_7。262. AML, [艾姆斯航空实验室]。《可压缩流方程、表格和图表》；技术报告NACA-TR-1135；美国国家航空咨询委员会[美国国家航空咨询委员会]：美国加利福尼亚州莫菲特机场，1953；第612–681页。https://ntrs.nasa.gov/api/citations/19930091059/downloads/19930091059.pdf（访问日期：2025年2月17日）。263. Moroz L, Burlaka M, Frolov B, Dyzenko T. 超音速收敛-扩张叶片喷嘴设计算法及相应的流量系数模型。Am Soc Mech Eng Digit Collect. 2024. https://doi.org/10.1115/GT2024-125893。264. Puzach SV. 超音速扩压器几何形状对运行条件的影响。Exp Therm Fluid Sci. 1992;5(1):124–8. https://doi.org/10.1016/0894-1777(92)90061-9. 265. Marzouk OA. 温度高达900°C、绝对压力高达400巴的亚临界和超临界朗肯蒸汽循环。Adv Mech Eng. 2024;16(1):16878132231221064. https://doi.org/10.1177/16878132231221065。266. Marzouk OA. 使用Python扩展包Cantera进行热力学计算时，冷凝器压力对理想蒸汽朗肯动力循环的影响。Eng Technol Appl Sci Res. 2024;14(3):14069–78. https://doi.org/10.48084/etasr.7277。267. Pukhtyar LD. 爱琴海北部波动诱发电磁场的数值分析。Phys Oceanogr. 2003;13(4):223–32. https://doi.org/10.1023/A:1025802100838。268. Shankland TJ, Peyronneau J, Poirier J-P. 地球下地幔的电导率。Nature. 1993;366(6454):453–5. https://doi.org/10.1038/366453a0。269. Wang G, Yang F, Wu K, Ma Y, Peng C, Liu T, et al. 湍动能耗散率的估算：综述。Chem Eng Sci. 2021;229:116133. https://doi.org/10.1016/j.ces.2020.116133。

270. Apostolidis A、Laval JP、Vassilicos JC。湍流通道流的湍流耗散在时空中的标度关系。流体力学杂志。2022年；946：A41。 https://doi.org/10.1017/jfm.2022.627。

出版商说明

Springer Nature 对已发表地图中的管辖权主张及机构隶属关系不持立场。