

磁流体湍流及数值模拟研究综述¹⁾

范月华 蒋崇文²⁾ 高振勋 李椿萱

(北京航空航天大学, 国家计算流体力学重点实验室, 北京 100191)

摘要 自从 20 世纪 90 年代初, AJAX 计划的提出掀起了磁流体技术的研究热潮. 本文总结了国内外关于磁流体湍流研究的成果, 包括两方面: 磁流体湍流的特点和数值模型. 相比于普通湍流, 磁流体湍流表现出电磁诱导的各向异性、线性焦耳耗散、湍流重层流化等特性, 本文同时对磁流体湍流的结构和脉动抑制现象进行了描述; 数值模型研究从雷诺平均方程和大涡模拟两方面作了介绍. 当前研究集中在不可压缩磁流体湍流, 距离能够应用于航空航天问题还有很长的路要走.

关键词 磁流体湍流, 各向异性, 焦耳耗散, 重层流化, 数值模型

中图分类号: O361.3 文献标识码: A doi: 10.6052/1000-0879-14-133

REVIEW OF THE MAGNETOHYDRODYNAMIC TURBULENCE AND ITS NUMERICAL SIMULATION¹⁾

FAN Yuehua JIANG Chongwen²⁾ GAO Zhenxun LEE Chunhuan

(National Laboratory of Computational Fluid Dynamics, Beihang University, Beijing 100191, China)

Abstract The magnetohydrodynamic technology becomes a research hotspot since the “AJAX” concept was proposed by Russia in the early 1990s. This paper reviews the advances of the studies of magnetohydrodynamic turbulence, mainly in two parts: the characteristics of magnetohydrodynamic turbulence and the numerical models of magnetohydrodynamic turbulence. Magnetohydrodynamic turbulence has some peculiar characteristics such as the anisotropy induced by the magnetic field, the Joule dissipation, the relaminarization of turbulence, which are different from common turbulence. This paper also discusses the effects of the magnetic field on the turbulence structures and the turbulence intensities. Two methods of numerical simulations are addressed for engineering applications: the Reynolds average Navier–Stokes equations and the large eddy simulation. Almost all studies are conducted for incompressible fluid, and it is not the case for aerospace applications since most of air vehicles operate in a medium of high Mach number, that is compressible.

Key words magnetohydrodynamic turbulence, anisotropy, Joule dissipation, relaminarization, numerical model

2014-04-14 收到第 1 稿, 2014-09-24 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金资助项目 (11372028).

2) E-mail: cwjiang@buaa.edu.cn

引用格式: 范月华, 蒋崇文, 高振勋等. 磁流体湍流及数值模拟研究综述. 力学与实践, 2016, 38(1): 14-21

Fan Yuehua, Jiang Chongwen, Gao Zhenxun, et al. Review of the magnetohydrodynamic turbulence and its numerical simulation. *Mechanics in Engineering*, 2016, 38(1): 14-21

引言

对磁流体湍流的研究要追溯到 1937 年. 通过对均匀磁场中水银流动的实验观察, Hartmann 等^[1]首次发现了垂直于流动方向的外加磁场对槽道湍流摩擦阻力的影响以及对湍流的抑制作用. 此后, 由于在导电流体中一个单独施加的不变磁场即可对湍流脉动起到可观的抑制作用, 而且相比于普通湍流, 磁流体湍流表现出电磁诱导的各向异性^[2]、线性焦耳耗散^[3]、重层流化^[4]等特性, 因此兴起了研究磁流体湍流的热潮.

自从 20 世纪 90 年代初, 俄罗斯 Leninetz 公司提出 AJAX (埃阿斯, 古希腊神话中的勇士) 概念飞行器计划^[5]以来, 磁流体技术在航空航天领域的应用研究在世界范围内愈演愈热. 相关研究集中在磁流体壁面热流控制^[6-7]、磁控进气道设计^[7-8]、磁流体能量旁路系统^[9-10]、磁流体边界层控制^[11-12]等诸多方面. 面向航空航天磁流体技术, 必须能够有效处理复杂的湍流流动, 因此, 对于磁流体湍流的研究就显得格外重要.

虽然目前磁流体湍流的研究仍处在探索阶段, 但仍有很多研究者做了许多工作 (见下文), 使得人们对处于外加磁场中的湍流流动图像有了一个直观印象, 从而更接近于磁流体湍流的真相.

本文将从磁流体湍流的特点及机理研究和磁流体湍流数值模型研究两个方面对以往的工作做一个综述. 实际上, 这两者是相辅相成的: 实验和直接数值模拟的数据不但可用于磁流体湍流的特点和机理研究, 而且可为磁流体湍流数值模型的研究提供验证; 包含电磁场效应的雷诺平均方程和大涡模拟模型又可进一步用于磁流体湍流的特点研究.

1 磁流体湍流特点的研究

由于电磁场的耦合作用, 相比于普通湍流, 磁流体湍流表现出电磁诱导的各向异性 (anisotropy) 特性、线性焦耳耗散 (Joule dissipation) 特性以及重层流化 (relaminarization) 特性, 而且原有的涡结构也将会出现沿磁场方向的拉伸 (elongation). 这些特性是当前磁流体机理研究的重点.

1.1 各向异性特性

磁流体湍流最显著的特点就是各向异性. 考虑脉动速度 \mathbf{u} , 其产生的电流密度表达式为 $\mathbf{J} =$

$\sigma(\mathbf{u} \times \mathbf{B})$, 该电流与磁场作用产生洛伦兹力^[13]

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} = \sigma(\mathbf{u} \times \mathbf{B} \times \mathbf{B}) = \sigma[-(\mathbf{B} \cdot \mathbf{B})\mathbf{u} + (\mathbf{u} \cdot \mathbf{B})\mathbf{B}] \quad (1)$$

其中, σ , \mathbf{B} , \mathbf{J} 分别是电导率、磁感应强度、电流密度矢量. 若速度跟磁场方向垂直, 由于后一项为零, 因此洛伦兹力的方向与产生该洛伦兹力的脉动速度分量的方向相反; 若速度与磁场方向相同, 由于后一项的存在, 将使该洛伦兹力为零. 上式表明在磁场作用下, 与磁场方向垂直的脉动将受到抑制, 而与磁场方向平行的脉动则不受影响, 从而引起湍流雷诺应力的各向异性.

Moffatt^[2]通过傅里叶变换对磁场作用下各向均匀同性湍流进行了分析, 给出了磁流体湍流各向异性的解释.

Zikanov 等^[14]用直接数值模拟的方法对低磁雷诺数下不可压缩各向同性湍流的演化过程作了研究. 外加磁场较大时流动将快速转变成二维流动状态, 湍流脉动受到抑制, 流动表现出各向异性特性; 外加磁场较小时流动始终保持各向同性三维湍流. 然而磁场处在中间值时, 流动的能量、耗散以及各向异性因子等表现出间歇特性, 如图 1 所示.

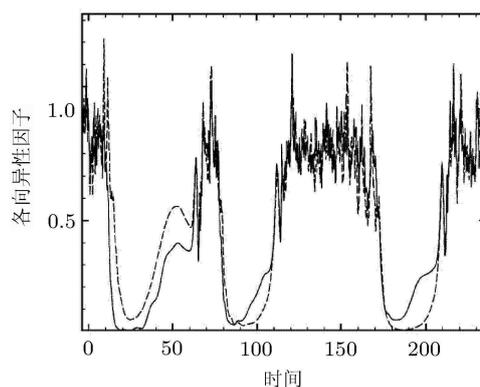


图 1 各向异性因子的时间间歇特性

Lee 等^[15]使用直接数值模拟的方法对低磁雷诺数不可压缩槽道湍流的阻力特性、脉动特性、近壁面湍流结构作了详细的数值研究. 研究证实了磁流体湍流存在各向异性特性, 随着磁场增强, 这种各向异性最终将导致二维湍流的出现. 图 2 是 Lee 给出的磁场沿壁面法向作用时磁流体湍流的 Lumley 曲边三角形 (横纵坐标分别是雷诺应力张量的第三不变量和第二不变量, tU_i/δ 表示无量纲时间). 可以看到, 特征值 (用圆点表示) 已经位于曲边三角形的上边界, 表明此时只有两个脉动速度分量, 湍流趋

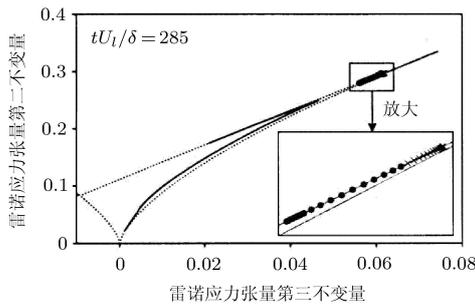


图2 雷诺应力张量的各向异性不变量分布图 [15]

于二维湍流 (关于 Lumley 曲边三角形的有关理论可以参考文献 [16]).

Vorobev 等 [17] 对低磁雷诺数下强迫不可压缩均匀各向同性湍流流动的各向异性特性作了直接数值模拟和大涡模拟研究. 通过各向异性因子的时间演化曲线可以明显地看到, 速度以及速度梯度的各向异性特性主要受磁场强弱的影响. 文章进一步对各向异性对长度尺度的依赖作了研究, 发现长度尺度的影响并不明显.

1.2 焦耳耗散特性

对于普通湍流, 按照能量串级理论, 大尺度涡通过惯性向小尺度涡传输能量, 在传输过程中湍动能耗散几乎可以忽略, 而湍动能的耗散几乎全部由小尺度涡完成. 对于磁流体湍流, 线性焦耳耗散的存在将改变这一能量传输链. 同样考虑脉动速度 u , 其产生的焦耳耗散表达式如下 [13]

$$Q_{\text{joule}} = \sigma^{-1} \mathbf{J} \cdot \mathbf{J} = \sigma[(\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \cdot (\mathbf{u} \times \mathbf{B})] = \sigma[(\mathbf{u} \cdot \mathbf{u})(\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}) - (\mathbf{u} \cdot \mathbf{B})^2] \quad (2)$$

其中, σ , \mathbf{B} , \mathbf{J} 分别是电导率、磁感应强度、电流密度矢量. 如果脉动速度与磁场垂直, 由于后一项为零, 焦耳耗散正比于脉动速度模的平方, 这跟黏性耗散正比于速度梯度不同, 表明焦耳耗散不再集中于小尺度涡, 相反在大尺度涡上表现更明显; 当脉动速度与磁场方向相同时, 由于后一项的存在, 上述焦耳耗散为零.

2002年, Messadek 等 [3] 对准二维磁流体湍流剪切流动的实验研究证实了准二维磁流体湍流反向能量传递现象, 即由小尺度涡向大尺度涡传递, 并指出这是由于哈特曼边界层中焦耳耗散与黏性耗散共存的结果. 在普通湍流中 Kolmogorov 给出的 $-5/3$ 能谱斜率仅在焦耳耗散较弱 (外加磁场较小) 时成立, 随着外加磁场的增大, 能谱斜率趋近于 -3 , 如

图3所示 (横坐标对应于不同尺度涡的波数, 纵坐标是能量谱密度, Ha 是哈特曼数, Re 是雷诺数).

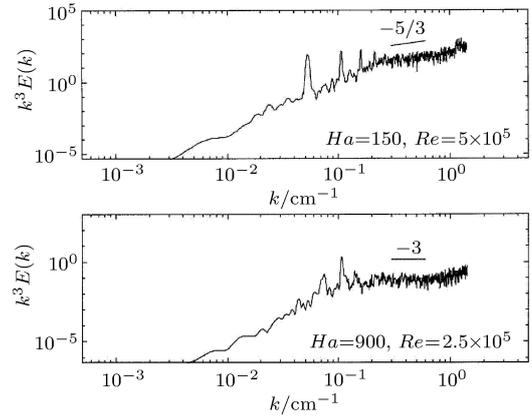


图3 准二维剪切流动不同哈特曼数和雷诺数下的能谱图 [3]

Vorobev 等 [17] 通过直接数值模拟和大涡模拟对磁场作用下强迫各向同性湍流的特性进行了研究, 得到了与实验相似的湍动能能谱图, 外加磁场足够大时, 曲线斜率接近 -3 .

近年来对于焦耳耗散的实验和数值研究出现了不同观点, 发现焦耳耗散在平行于磁场方向更明显. Burattini 等 [18] 在对低磁雷诺数下不可压缩均匀各向同性湍流的直接数值模拟时, 提出了使用穿过平面的一维平均方法研究能谱, 并与各向同性湍流常用的球面平面方法作了对比. 图4是使用一维平均得到的能谱图 (横坐标对应于不同尺度涡的波数, 纵坐标对应于能量谱密度, N 是磁作用数; 粗线代表平行于磁场的速度分量, 细线代表垂直于磁场的速度分量). 可以看到, 有磁场时能谱曲线的斜率变大; 在整个尺度范围内, 平行于磁场的速度分量受到抑制的程度更大, 而且随着磁场增强, 这种抑制的差

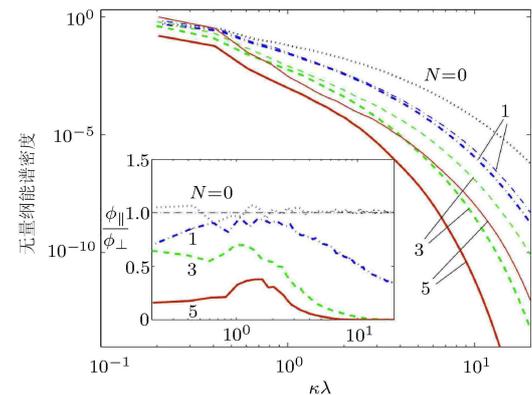


图4 不同磁作用数下的平行和垂直速度分量的能谱图 [18]

异性越发明显.

1.3 壁面摩擦阻力及重层流化特性

焦耳耗散表达式 (2) 表明焦耳耗散正比于磁感应强度的平方, 因此可以预见当磁场强度增加到某一阈值后, 湍动能耗散将大于湍动能的生成, 湍流脉动将消失, 湍流将发生重层流化现象. 早期磁流体湍流的研究主要关心的是如何布置磁场使流动保持层流状态或者如何让湍流重新回到层流状态.

1967 年, Brouillette 等 [4] 对均匀磁场沿壁面法向布置时的水银槽道流动作了实验研究. 不同雷诺数下壁面摩擦系数随 Ha/Re 的变化如图 5 所示 (横坐标是哈特曼数与雷诺数的比值, 纵坐标是壁面摩擦系数, Re 是雷诺数), 图中直线是实验条件下层流流动壁面摩擦系数曲线. 湍流层流化的阈值 $Ha/Re = 1/225$, 超过该阈值, 壁面摩擦系数趋于层流状态的值.

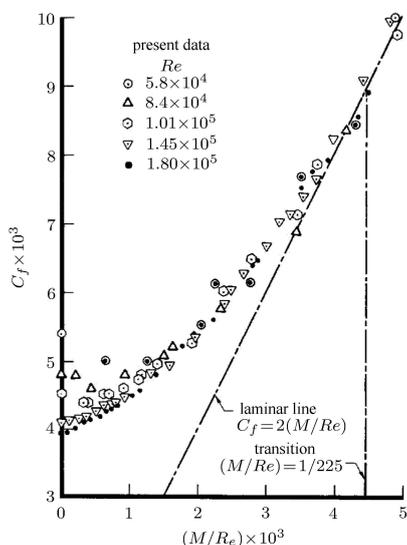


图 5 壁面摩擦系数分布图 [4]

Kobayashi 在比较了 Smagorinsky 模型 (SM)、dynamic Smagorinsky 模型 (DSM) 和 coherent structure Smagorinsky 模型 (CSM) 对磁流体湍流的预测能力之后 (见 2.2 节), 使用 DSM 和 CSM 对低磁雷诺数均匀磁场环境下的管道湍流作了大涡模拟研究 [19]. 计算表明方形截面管道流动确实存在两种边界层: 哈特曼层 (Hartmann layer) 和侧壁层 (side-wall layer). 随着磁场强度增大, 这两种边界层都将变薄, 但是机理不同. 从摩擦阻力系数曲线图上能够看到, 这两种边界层在不同雷诺数下将表现出不同的层流化特性.

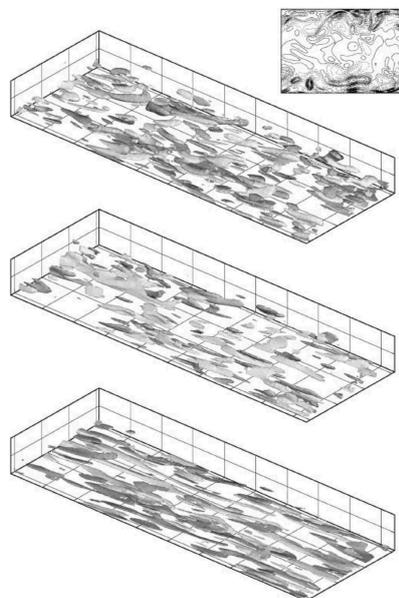
1.4 磁流体湍流结构特性

湍流中存在拟序结构, 这种大尺度结构反复出现, 但没有固定周期; 形态相似, 却不完全重复. 有电磁场存在时, 由于电磁诱导的各向异性, 这种大尺度的涡结构势必会表现出与普通湍流的差异.

1982 年, Sommeria 等 [20] 指出, 只要外加磁场足够大, 湍流结构将沿着磁场方向被拉伸. 随后 Davidson [21-22] 通过理论分析指出, 湍流结构在磁场方向的拉伸是由于磁流体湍流的各向异性造成的, 并通过动量和角动量守恒阐述了该现象的物理本质.

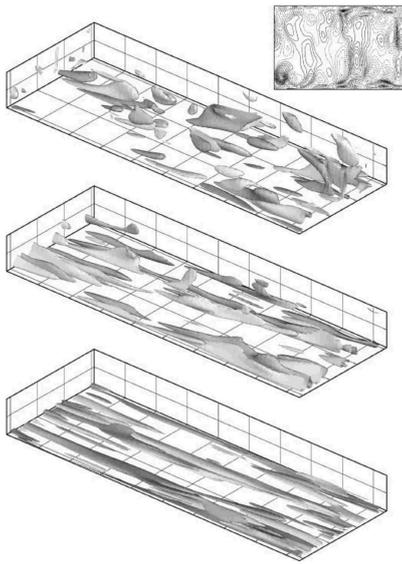
Lee 等 [15] 通过直接数值模拟研究发现, 这种拉伸会随着外加磁场的方向而表现出差异性. 磁场沿流向和展向时, 涡量脉动的 3 个分量都会沿着磁场方向被拉伸; 而磁场沿法向时, 展向的涡量脉动并没有表现出明显的拉伸现象. 从图 6 可以看到沿法向布置磁场前后, 涡量脉动的变化 (从上到下依次是流向、法向、展向的涡量脉动, $tU_1\delta$ 表示无量纲时间).

Shionoyo 等 [23] 使用 CSM 模型对磁流体发生器中液态金属的管道流动进行了大涡模拟研究, 以期获得湍流的流动结构. 外加磁场不再是均匀磁场, 在垂直磁场方向和平行磁场方向观察到了不同的速度型, 这跟文献 [13] 中提到的两种边界层一致. 涡结构在发电区域被抑制导致了下游卡门涡街的出现, 同时二次流的出现改变了原有湍流的涡结构.



(a) 没有外加磁场

图 6 涡量脉动分量图 [15]



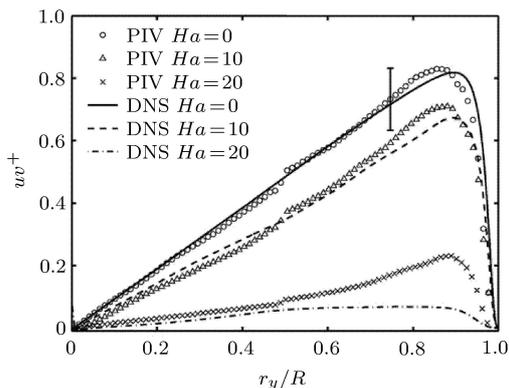
(b) 磁场沿壁面法向方向

图6 涡量脉动分量图^[15](续)

1.5 磁流体湍流中磁场对脉动的抑制现象

对于磁场垂直于壁面的槽道流动,已经形成的直观印象就是边界层内流向速度变大,而槽道中心流场的速度变小,速度型变得更加扁平.大部分磁流体湍流的实验和数值研究都会关注外加磁场对湍流脉动和雷诺应力的抑制效果,图7是Takeuchi等^[24]在氢氧化钾水溶液中进行管道湍流流动实验得到的雷诺应力沿径向的分布图,并与DNS(direct numerical simulation)结果进行了对比,其中 $Re = 11\,300$ (横坐标表示到管道中心的无量纲距离,纵坐标表示雷诺剪切应力, Ha 是哈特曼数,PIV(particle image velocimetry)是实验数据,DNS是数值模拟数据).可以看到,随着磁场增强,雷诺应力抑制的效果增强.

Lee等^[15]通过直接数值模拟研究了槽道湍流

图7 不同哈特曼数下的雷诺应力分布^[24]

磁场沿3个不同方向施加时脉动速度、雷诺应力、近壁面流向涡随磁场强度的变化情况,发现相比于流向和展向磁场,法向磁场对于抑制湍流脉动和近壁面流向涡效果更明显.

Chen等^[25]通过对低磁雷诺数近似下不可压缩磁流体槽道湍流进行了直接数值模拟,给出了速度-电场、电场-电场相关特性,并对Kenjereš-Hanjalić提出的模型(K-H模型)的合理性进行了验证.数值模拟发现,沿壁面法向布置磁场对湍流脉动的抑制效果最好,结合湍动能输运方程进行分析,这是因为:磁场沿流向及展向布置下湍动能降低的主要机理是耗散性的磁流体源项;而当磁场沿法向布置时,湍动能降低的主要机理是洛仑兹力对底层流动的加速,从而降低雷诺应力,令湍动能方程中生成项减小.

2 磁流体湍流的数值模型研究

磁流体湍流的数值模拟作为磁流体湍流的特点及机理研究的重要手段,国内外学者对其开展了不懈的探索,数值模型的研究主要包括雷诺平均N-S(Navier-Stokes)方程和大涡模拟.

实验是进行磁流体湍流特点研究的最有效手段.但是目前的实验研究,为了使介质拥有足够的电导率,大多在液态金属或熔融盐中进行,然而这些介质的高腐蚀、高温、不透明特性为实验的设计和测量带来了极大的困难.直接数值模拟不含经验参数,可以获得湍流所有尺度的脉动信息,特别是实验中难以获得的关于流场细节的数据,在进行磁流体湍流特点的研究时直接数值模拟可以与实验形成互补.但是直接数值模拟计算量太大,限制了大范围应用.在这种背景下开展磁流体湍流的雷诺平均方程和大涡模拟研究就显得格外重要,近几年关于雷诺平均方程和大涡模拟方法用于磁流体湍流特点研究的文章日益增多.

2.1 雷诺平均方程

磁流体湍流雷诺平均N-S方程封闭模型的研究开始于20世纪60年代.雷诺平均N-S方程只对平均流场进行数值模拟,脉动量的影响通过平均流方程的相关量体现,虽然无法获得脉动量的信息,但由于计算量小,在工程实际中得到了广泛应用.

Lykoudis等^[26]基于Prandtl混合长度模型提出低速磁流体修正模型.该模型引入了两个衰减函数表征磁场对流动的影响,得到的雷诺应力的形式

为

$$\tau_t = \rho \kappa^2 y^2 \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 \quad (3)$$

此后出现了很多基于一方程模型 (如 Baldwin-Barth 模型、Spalart-Allmaras 模型) 和二方程模型 (如 $k-\varepsilon$ 模型和 $k-\omega$ 模型) 的磁流体湍流模型, 其处理思路基本一致, 通过引入衰减函数或者经验系数进行磁流体力学修正。

1996 年, Ji 等 [27] 提出了适用于磁场沿壁面法向布置的磁流体湍流 $k-\varepsilon$ 模型, 其主要方法是在湍动能输运方程中引入磁流体源项及两个随全局磁作用数 N 增加而减小的指数衰减函数 e^{-CN} 。其中一个衰减函数作用于磁流体源项上; 另一个衰减函数作用在涡黏性系数上, 使涡黏系数在磁场增强到一定程度时衰减为零, 以期待能够模拟磁流体湍流的重层流化过程。考虑到该模型使用全局无量纲参数表征磁场对湍流场的影响, 无法模拟非均匀磁场作用下的流动, Kenjeres 等 [28] 提出使用当地无量纲量代替全局无量纲参数 N 引入衰减函数中, 同时舍弃作用于涡黏性系数的衰减函数, 使其模型经验系数减少为 1 个。

Dietiker [29] 在其博士论文里提出的 $k-\varepsilon$ 模型和 $k-\omega$ SST (sheer stress transport) 模型的磁流体力学修正, 形式与 Kenjeres 和 Hanjalic 的模型类似, 区别仅在于 Dietiker 的模型没有使用衰减函数, 而是采用两个取值为常数的经验系数对磁流体源项进行修正。需要指出, 由于 Dietiker 在控制方程的整体建模中没有给出电场的求解模型, 因此给出的 $k-\varepsilon$ 模型和 $k-\omega$ SST 模型的磁流体修正模型认为电场是已知场, 在磁流体源项的建模中忽略电场脉动。

Smolentsev 等 [30] 在研究核聚变反应堆冷却器中液态金属的流动时, 提出了一组适用于磁场沿槽道流向、法向和展向作用的磁流体湍流模型。但是其模型系数要随着磁场方向而改变, 不适用于复杂流动。同时, 因其衰减函数是全局无量纲参数的函数, 其在外加磁场非均匀情况的应用上受到了限制。

以上模型的模型系数依赖磁场的布置形式, 显然无法满足复杂外加磁场的应用需求, 这是因为涡黏性假设属于各向同性模型。2004 年, Kenjeres 等 [31] 提出了可反映雷诺应力各向异性的磁流体湍流雷诺应力模型, 同时给出了封闭脉动电场-速度场相关量的方法。虽然该模型可以处理任意磁场布置下的复杂流动, 但是由于需要求解 6 个雷诺应力

的输运方程, 计算量比之前提到的 $k-\varepsilon$ 模型和 $k-\omega$ 模型要大得多, 工程应用的难度太大。

国内方面, 陈智等 [32] 提出一个适于任意的磁场布置形式的非线性涡黏性的磁流体湍流 $k-\omega$ 模型。该模型采用了 Wilcox 于 2006 年提出的含转捩预测的低雷诺数修正 $k-\omega$ 湍流模型作为基础模型, 使用 Kenjeres-Hanjalic 模型和 Song 的非线性涡黏性模型分别模化脉动电场-速度相关量及各向异性的雷诺正应力。

2.2 大涡模拟

大涡模拟通过对湍流输运方程组中小尺度脉动涡的过滤导出反映大尺度湍流流动规律的输运方程, 并通过建立反映小尺度湍流脉动与大尺度湍流相关性的亚格子模型对大尺度湍流输运方程进行封闭。在已有湍流大涡模拟模型的基础之上进行磁流体力学修正, 实际上就是如何对亚格子模型进行修正。

1991 年, Shimomura [33] 针对不可压湍流提出了 Smagorinsky 模型的磁流体力学修正。他先假设磁场足够小, 得到的亚格子黏性系数为 $v_{sgs} = v_s - (\sigma/\rho)(C_m \Delta)^2 B_0^2$, 其中 v_{sgs} 为亚格子应力定义中的涡黏性系数, v_s 是 Smagorinsky 模型给出的涡黏性系数, Δ 为过滤尺度。进一步将其向强磁场拓展, 得到亚格子涡黏性系数修正为 $v_{sgs} = v_s \exp[-(\sigma/\rho)(C_m \Delta)^2 B_0^2 / v_s]$ 。由于过滤尺度是当地的函数, 因此磁场对湍流的影响是通过当地衰减因子引入的。当磁感应强度趋于零时, 该模型退化为传统的 Smagorinsky 涡黏性模型; 当磁感应强度很大时, 该模型使亚格子涡黏性系数趋于零, 因为在此状态下, 线性焦耳耗散可在大尺度上将大部分湍流能量耗散掉, 能量的小尺度串级可以忽略。

关于动力学 Smagorinsky 模型和相关结构 Smagorinsky 模型对磁流体预测能力的研究也相继展开。Kobayashia [34] 使用相关结构 Smagorinsky 模型对低磁雷诺数下的沿壁面法向布置磁场的不可压缩槽道湍流流动开展了大涡模拟研究, 并与 Smagorinsky 模型、动力学 Smagorinsky 模型进行了比较。通过与实验和 DNS 数据的比较发现, 相关结构 Smagorinsky 模型预测从湍流向层流转变的哈特曼数高于另外两种模型, 与实验最接近。相关结构 Smagorinsky 模型和动力学 Smagorinsky 模型在高哈特曼数的表现明显优于 Smagorinsky 模型, 而且壁面摩擦系数跟二维层流基本一致。

为克服动力学亚格子模型计算量大及 Smagorinsky 模型包含经验系数的缺点, Vorobev 等^[35] 提出将磁场产生的各向异性特性包含在亚格子模型中. 他们将 Smagorinsky 模型中的系数 C_s 替换为 $C_s G$, 其中 G 正比于垂直磁场方向的长度尺度与平行于磁场方向长度尺度之比的平方, 即 $G \sim (l_{\perp}/l_{\parallel})^2$. 当磁场为零时, G 为 1, 模型退化为普通湍流中的形式. 在强磁场作用下, 由于垂直于磁场方向的湍流尺度减小并趋于零, 亚格子涡黏性系数也趋于零. 强迫湍流的数值模拟结果表明, 该模型与动力学 Smagorinsky 模型均可得到较好的结果, 且计算量小于后者.

2006 年, Miki 等^[36] 提出了一个可压缩磁流体湍流流动的动力学亚格子模型 LDKM (local dynamic kinetic energy model), 模型中的系数均由当地流场动态计算出来, 并且使用合理的假设绕过了速度场和磁场的非线性耦合的障碍. 模型中基于的一个基本假设是亚格子的截断尺度与最小分辨尺度相近. Miki 等通过跟以往 LES (large eddy simulation) 算例和 DNS 数据的比对验证了模型在预测湍动能耗散和流场结构上的可靠性. 值得注意的是这里并没有引入低磁雷诺数假设, 因而这个模型可以使用适应更广范围磁雷诺数问题的求解.

当前磁流体湍流的数值模拟有许多亟待解决的问题. 首先是如何建立精确的电导率模型, 目前的电导率模型主要是由实验拟合的方式获得. 其中 Gaitonde 的改型高斯方法^[37] 是典型的例子 (适用于等离子体由密布于管道壁面的电子束获得的情况). 为了实现磁流体流动更精确地数值模拟, 需要根据获得等离子体的不同手段结合化学非平衡理论建立相应的平衡、非平衡电导率模型. 其次是针对电磁耦合湍流流动建立可靠的磁流体湍流模型. 当前的数值模型, 尤其是雷诺平均方程的模型系数过于依赖外磁场形式.

3 总结与展望

与普通湍流相比, 磁流体湍流表现出电磁诱导的各向异性特性、线性焦耳耗散特性以及重层流化特性, 目前关于磁流体湍流特点的研究主要基于上述特点展开, 研究手段主要有实验、直接数值模拟以及大涡模拟. 除此之外, 湍流涡结构在电磁场中的改变也受到了越来越多的重视. 然而相关研究主要集中在不可压湍流 (液态金属), 航空航天问题中

的流动必然是高速可压的, 对可压缩磁流体湍流特点的研究还有待进一步开展.

为了能面向工程应用, 一系列数值模拟的模型被建立起来, 其中主要是大涡模拟和雷诺平均输运方程. 这里面, 如何封闭电磁修正的亚格子模型和雷诺输运方程成为关键. 当前关于电导率模型的假设过于简单, 要想更准确地模拟真实流动, 更精确的电导率建模有待开展; 此外, 由于壁面影响而出现的霍尔效应和离子滑移效应的影响有待进一步研究.

虽然磁流体湍流的研究在理论研究和数值模拟方面取得了一些成就, 但是并没有真正应用于航空航天领域, 接下来还要在实际应用中做工作. 我国在《国家中长期科学和技术发展规划纲要 (2006—2020)》中将“可压缩湍流理论”“磁流体和等离子体动力学”列为“面向国家重大战略需求的基础研究”的“航空航天重大力学问题”. 这也说明了可压缩湍流和磁流体力学在航空航天中日益彰显的重要性. 包括磁流体湍流在内的磁流体力学, 有着光明的应用前景, 相信国内外磁流体力学的研究者, 将在航空航天领域磁流体力学的应用上, 谱写新篇章.

参考文献

- 1 Hartmann J, Lazarus F. Hg-dynamics II: experimental investigations on the flow of mercury in a homogeneous magnetic field. *K Dan Vidensk Selsk Mat Fys Medd*, 1937, 15(7): 1-45
- 2 Moffatt HK. On the suppression of turbulence by a uniform magnetic field. *Journal of Fluid Mechanics*, 1967, 28: 571-92
- 3 Messadek K, Moreau R. An experimental investigation of MHD quasi-two-dimensional turbulent shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 2002, 456: 137-159
- 4 Brouillette EC, Lykoudis PS. Magneto-fluid-mechanic channel flow. I. Experiment. *Physics of Fluids*, 1967, 10(5): 995-1001
- 5 Gurijanov EP, Harsha PT. AJAX: new directions in hypersonic technology. AIAA Paper 96-4609, 1996
- 6 Hoffmann KA, Damevin HM, Dietiker JF. Numerical simulation of hypersonic magnetohydrodynamic flows. AIAA Paper 2000-2259, 2000
- 7 Bituryn VA, Bocharov AN, Lineberry JT. MHD flow control in hypersonic flight. AIAA Paper 2005-3225, 2005
- 8 Shneider MN, Macheret SO, Miles RB. Nonequilibrium magnetohydrodynamic control of scramjet inlets. AIAA Paper 2002-2251, 2002
- 9 Simmons GA, Nelson GL. Overview of the NASA Mariah project and summary of technical Results. AIAA Paper

- 98-2752, 1998
- 10 Lineberry JT, Begg L, Castro JH, et al. Hveps scramjet-driven MHD power demonstration test results. AIAA Paper 2007-3880, 2007
- 11 Dietiker DF, Hoffmann KA. Boundary layer control in magnetohydrodynamic flows. AIAA Paper 2002-0130, 2002
- 12 Dietiker JF, Hoffmann KA. Numerical simulation of MHD flows with the generalized Ohm's law. AIAA Paper 2003-327, 2003
- 13 陈智. 低磁雷诺数磁流体湍流建模及数值模拟研究. [博士学位论文]. 北京: 北京航空航天大学, 2011
- 14 Zikanov O, Thess A. Direct numerical simulation of forced MHD turbulence at low magnetic Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 1998, 358: 299-333
- 15 Lee D, Choi H. Magnetohydrodynamic turbulent flow in a channel at low magnetic Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 2001, 439: 367-394
- 16 Lumley JL, Newman GR. The return to isotropy of homogeneous turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 1977, 82: 161-178
- 17 Vorobev A, Zikanova O, Davidson PA, et al. Anisotropy of magnetohydrodynamic turbulence at low magnetic Reynolds number. *Physics of Fluids*, 2005, 17(12): 125105
- 18 Burattini P, Kinet M, Carati D, et al. Anisotropy of velocity spectra in quasistatic magnetohydrodynamic turbulence. *Physics of Fluids*, 2008, 20(6): 065110
- 19 Kobayashi H. Large-eddy simulation of MHD turbulent duct flows using a dynamic subgrid-scale model. AIAA Paper 2007-4369, 2007
- 20 Sommeria J, Moreau R. Why, how, and when, MHD turbulence becomes two-dimensional. *Journal of Fluid Mechanics*, 1982, 118: 507-518
- 21 Davidson PA. Magnetic damping of jets and vortices. *Journal of Fluid Mechanics*, 1995, 299: 153-186
- 22 Davidson PA. The role of angular momentum in the magnetic damping of turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 1997, 336: 123-150
- 23 Shionoya H, Kobayashi H, Okuno Y. Numerical study on turbulent flows in a liquid metal MHD generator. AIAA Paper 2011-3601, 2011
- 24 Takeuchi J, Satake S, Morley NB, et al. Experimental study of MHD effects on turbulent flow of Flibe simulant fluid in circular pipe. *Fusion Engineering and Design*, 2008, 83: 1082-1086
- 25 Chen Z, Zhang JB, Lee CH. Direct numerical simulation of the turbulent MHD channel flow at low magnetic Reynolds number for electric correlation characteristics. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2010, 53(10): 1901-1913
- 26 Lykoudis PS, Brouillette EC. Magneto-fluid-mechanic channel flow. II. Theory. *Physics of Fluids*, 1967, 10(5): 1002-1007
- 27 Ji HC, Gardner RA. Numerical analysis of turbulent pipe flow in a transverse magnetic field. *Int J Heat and Mass Trans*, 1997, 40(8): 1839-1851
- 28 Kenjeres S, Hanjalic K. On the implementation of effects of Lorentz force in turbulence closure models. *Int J Heat and Fluid Flow*, 2000, 21(3): 329-337
- 29 Dietiker JF. Numerical simulation of magnetohydrodynamic flows. [PhD Thesis]. Kansas: Wichita State University, 2001
- 30 Smolentsev S, Abdou M, Morley N, et al. Application of the " $k-\varepsilon$ " model to open channel flows in a magnetic field. *Int J Engineering Science*, 2002, 40(6): 693-711
- 31 Kenjeres S, Hanjalic K, Bal D. A direct-numerical-simulation-based second-moment closure for turbulent magnetohydrodynamic flows. *Physics of Fluids*, 2004, 16(5): 1229-1241
- 32 陈智, 李椿萱, 张劲柏. 低磁雷诺数不可压缩磁流体湍流的非线性涡黏性 $k-\omega$ 封闭模型. 中国科学: 物理学, 力学, 天文学, 2011, 41(8): 995-1002
- 33 Shimomura Y. Large eddy simulation of magnetohydrodynamic turbulent channel flows under a uniform magnetic field. *Physics of Fluids*, 1991, 3(12): 3098-3106
- 34 Kobayashia H. Large eddy simulation of magnetohydrodynamic turbulent channel flows with local subgrid-scale model based on coherent structures. *Physics of Fluids*, 2006, 18(4): 045107
- 35 Vorobev A, Zikanov O. Smagorinsky constant in LES modeling of anisotropic MHD turbulence. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 2007, 22(3): 317-325
- 36 Miki K, Suresh M. Local dynamic subgrid closure for compressible MHD turbulence simulation. AIAA Paper 2006-2891, 2006
- 37 Gaitonde DV, Poggie J. Elements of a numerical procedure for 3-D MGD flow control analysis. AIAA Paper 2002-0198, 2002

(责任编辑: 胡漫)