磁场对空气中氧气输运影响的数值研究

A. C. Kruse、P. G. Aleiferis 和 A. Giusti英
国伦敦帝国理工学院(*电子邮箱:
alexander.kruse19@imperial.ac.uk)（日期:
2026年1月9日）

本文通过数值模拟研究了磁化力对磁化率差异较大的二元气体混合物的影响，重点关注组分的差异扩散，以及混合物组成梯度对磁场诱导力所产生流场的作用。研究对象为受限于两块平行板之间、具有静止状态且可代表空气的氮气和氧气二元混合物。在所有模拟中，均施加磁通密度大小平方的梯度，该梯度均匀且垂直于壁面。研究了压力、$\mathbf{B}^2$强度和初始组分组成梯度各不相同的情况，同时所有情况下的初始温度均相同。本文提出了与所研究配置相关的无量纲群。对于初始混合物组成均匀的情况，由于磁化率差异导致磁力不同，各组分趋于分离并在相对的壁面处聚集。对于给定的$\mathbf{B}^2$强度，压力越低，磁场对组分分离的影响越大。除组分分离外，研究还表明，垂直于$\mathbf{B}^2$的初始混合物组成梯度会显著改变速度场，从而增强物种输运。这种效应源于平均磁化率梯度与$\mathbf{B}^2$未能对齐，可利用工程磁场实现定向混合。

arXiv:2601.04386v1 [physics.flu-dyn] 7 Jan 2026

I. 引言

利用电磁场控制流体的能力，长期以来一直是工程师和物理学家的追求。这促成了铁磁流体的发展：将磁性纳米颗粒悬浮于载液中，便可通过施加磁场，精确控制流体的运动、形状和性质。铁磁流体推动了多项重要创新，包括先进的扬声器技术、旋转密封件、医用药物递送和微流控器件[1], ，充分展现了电磁控制流体的普遍适用性[2]。尽管铁磁流体促进了若干革命性技术的发展，但其使用依赖专用纳米颗粒，因此仅适用于允许引入磁性纳米颗粒的场景。此外，其应用仅限于对液体流体的控制，因为纳米颗粒可以悬浮在液体中。要实现对气体流动的磁控，必须利用气体混合物中各组分的磁性。在此背景下，值得注意的是，我们周围的大气中含有相当比例的顺磁性分子，尤其是氧气[3], ；它们无需添加剂便能自然响应磁场。尽管氧气的磁化率比铁磁流体低几个数量级，但多项实验结果表明，磁场能够影响氧气混合物的行为[4–6]。高场强电磁铁的进步，或可进一步实现组分的强制扩散以及对气体混合物的直接操控[7]。无需添加纳米颗粒，即可控制空气等环境中随处可得的气体混合物和流体，这一前景代表着一种范式转变，有望在众多不同应用领域催生新技术。

强磁场对气体流动的影响已在各种实验和探索性研究中有所报道。磁场与非铁磁性流体的相互作用，主要是在燃烧和电化学应用的背景下进行探索的。所关注的气体不导电，因此相互作用仅限于磁场梯度通过磁化力作用于磁性物种。研究发现，磁场梯度与热梯度共同作用时，会在纯气态氧中诱发显著的对流[6], 这一现象归因于氧气磁化率随温度变化[8], 氧气是一种顺磁性物种。等温条件下的研究还表明，磁场梯度可以改变气体射流的形状[5] 并使其滞止[4]。在反应流领域，研究已证实磁力会显著影响火焰的宏观性质[9–12]。磁力驱动物种扩散的一种潜在应用，是提高局部大气中的氧浓度。实验研究已证明该技术具有应用潜力，观测到的氧浓度增幅最高可达 0.6%[13]。

尽管已有大量研究探讨磁力对流体流动的影响，但只有极少数研究关注由磁力在由磁化率不同的组分构成的多组分混合物中引发的差异扩散效应。Yamada 等人通过结合实验与数值模拟[11] 得出结论：在他们研究的氢氧火焰中，反应区内存在的顺磁性物种 OH 的差异扩散可以忽略。然而，若不全面评估磁驱动扩散的时间尺度，这一发现便难以推广。磁场与顺磁性 O_2, 的相互作用，以及由作用于流动的体积力导致的速度

场变化，已被文献视为大多数燃烧应用中磁效应的主要驱动因素[11,14]。值得注意的是，这些研究并未量化磁场对氧气差异扩散的影响。还应指出，根据 Butcher 和 Coey[15], 对顺磁性流体中磁化力的理论分析，在受壁面约束的流动中，发生磁致对流的必要条件是混合物平均磁化率的空间梯度与磁场强度平方的梯度不平行。这意味着混合物组成的梯度及其方向可能影响流动结构的形成，这一现象值得进一步研究。

本研究探讨磁场对物种输运的影响，研究对象为一种典型构型：两块平行板之间有初始静止的气体混合物，且磁力方向垂直于板面。研究重点是物种的差异扩散及混合物梯度对物种输运的作用。本文研究由 N_2 和 O_2 组成的二元混合物，其组成与空气相当。值得注意的是，氧气是空气中顺磁性最强的物种，而氮气具有抗磁性。本研究旨在：(i) 量化在不同混合物密度和磁场强度下，磁力驱动的差异扩散对氧气与氮气分离的影响；(ii) 确定与扩散过程相关的无量纲群和时间尺度；(iii) 探究混合物组成梯度对磁力及其产生的流场的作用。为实现这些目标，本研究开展了数值模拟，在计算流体动力学框架下求解包含磁力驱动项的组分守恒、动量和能量输运方程。

II. 方法

下面将讨论本研究所采用的模型。首先给出作用于气体组分的磁力公式，随后给出用于研究混合物输运的方程，其中包括具有不同磁性质的气体混合物的差异扩散。然后介绍所研究的配置和数值设置。接着引入无量纲数，并给出无量纲形式的组分方程。

A. 磁力

所关注的磁力源于不同组分的磁化（例如具有顺磁性的 O_2, ）。假定混合物中不存在带电组分，因此洛伦兹力为零。对于顺磁性和抗磁性材料（包括所关注的气体组分），并在假定材料为线性材料的条件下，材料的磁化 $\mathbf{M}$ 可表示为与磁场$\mathbf{H}$[16]成正比。

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{H}, \tag{1}$$

其中， χ 是比例系数，称为磁化率。磁化率是一种由量子物理现象决定的材料性质。在本研究所研究的顺磁性和抗磁性气体中，

$\chi \sim \mathcal{O}\ 10^{-6} - ( )$，因此式（ ）可近似为

$10^{-9} \ll 1$ 1

$$\mathbf{M} = \frac{\chi}{\mu_0}\mathbf{B}, \tag{2}$$

其中， μ_0 为真空磁导率。适用于顺磁性和抗磁性气体的电磁力密度为开尔文力，该力由磁偶极子模型推导得出[15],其表达式为

$$\mathbf{F} = \mu_0(\mathbf{M}\cdot\nabla)\mathbf{H}. \tag{3}$$

将式（3）与式（1）结合，并假设计算域中不存在电流（$\nabla\times\mathbf{H} = 0$ 由麦克斯韦方程组得出），该力模型可分解为两项:

$$\mathbf{F} = \nabla\underbrace{\left(\frac{\mu_0}{2}\chi\mathbf{H}\cdot\mathbf{H}\right)}_{P_{mag}} \underbrace{-\frac{\mu_0}{2}\mathbf{H}\cdot\mathbf{H}\nabla\chi}_{\text{Korteweg-Helmholtz}}, \tag{4}$$

在上述假设下，这与式（3）等价。式（4）右侧的第一项预计会引起流体流动中的压力重新调整，并由壁面[15]平衡。第二项是所谓的科特韦格-亥姆霍兹力，这种力是由于计算域内顺磁性物种浓度的变化而产生的。在

表 I. 大气中常见气体的磁质量磁化率 χ_ρ，单位为国际单位制。磁化率取自参考文献[3]，并换算为质量磁化率。同时还报告了测量各气体磁化率时的温度。

关注的组分	χ_ρ (SI m^3/kg)	温度 (K)
O_2	1.355×10^{-6}	293
N_2	-5.38×10^{-9}	298
Ar	-6.165×10^{-9}	298
CO_2	-5.999×10^{-9}	298

在顺磁性物种浓度梯度较大的流动情形下，这一项可能会占主导地位并引起整体流动[15],，正如本数值研究将要探讨的那样。

在假设式 (2) 成立的条件下，可以简化式 (3) 中的力的表达式，从而推导出磁场梯度所产生的单位质量力的表达式:

$$\mathbf{f_m} = \frac{\chi_\rho}{2\mu_0}\nabla(\mathbf{B}^2), \tag{5}$$

其中，χ_ρ 为质量磁化率（单位为 m^3/kg；即 $\chi_\rho = \chi/\rho$，其中 χ 为在评估 ρ 时相同条件下的体积磁化率）。式 (5) 中的力的表达式常见于有关顺磁性和抗磁性组分的文献中[5,11]。本研究采用实验测得的磁化率值[3]。表 I 汇总了空气中各组分的 χ_ρ 值。空气近似视为由 O_2 和 N_2, 组成的混合物，因为其他组分均为抗磁性，且浓度极低。请注意，文献仅报告了有限种组分在相对狭窄温度范围内的磁化率。本研究对所有考察情形均采用环境温度。关于磁场对物种输运影响的温度效应研究，包括对 χ 随温度变化关系的建模[17],，留待未来开展。

B. 气体混合物的数学模型

通过求解多组分非反应气体的质量守恒、组分守恒和能量守恒方程，以及动量平衡方程进行研究。这些方程采用[18]提出的形式:

- 质量守恒:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0; \tag{6}$$

- 动量平衡:

$$\frac{\partial \rho u_j}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_i} = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} + \rho \sum_{k=1}^{N} Y_k f_{k,j}; \tag{7}$$

- 第k个组分的守恒:

$$\frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i Y_k}{\partial x_i} = -\frac{\partial \rho V_{k,i} Y_k}{\partial x_i}; \tag{8}$$

- 总能量守恒（内能和动能）:

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i E}{\partial x_i} = -\frac{\partial p u_i}{\partial x_i} - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij} u_i}{\partial x_j} + \rho \sum_{k=1}^{N} Y_k f_{k,i}(u_i + V_{k,i}), \tag{9}$$

其中q_i 由下式给出:

$$q_i = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} + \rho \sum_{k=1}^{N} h_k Y_k V_{k,i}. \tag{10}$$

表 II. 所研究条件汇总。请注意，所有不同的压力（密度）均针对 $|\nabla(\mathbf{B}^2)| = 10^4\ \mathrm{T^2/m}$ 进行了模拟，而在改变 $|\nabla(\mathbf{B}^2)|$ 时，则选取 $p_0 = 10$ 千帕 作为代表性情况。所有模拟均在 $T_0 = 300\ \mathrm{K}$ 下进行。

量	单位	研究值
p_0	kPa	10; 100; 1000
$\lvert\nabla(\mathbf{B}^2)\rvert$	$\mathrm{T^2/m}$	10^3; 10^4; 10^5; 10^6

在上述方程中，f_k 是作用于组分 k 的单位质量力；N 是混合物中的组分总数；对于其他量，采用通常的符号表示法[18]。磁力被视为作用于气体的唯一体力，并使用公式（5）计算作用于每个组分的磁力。

扩散速度 V_k 的最一般形式可通过以下方式求得：

$$\nabla X_k = \sum_{j=1}^{N} \frac{X_k X_j}{D_{kj}}(V_j - V_k) + (Y_k - X_k)\frac{\nabla p}{p} + \frac{\rho}{p}\sum_{j=1}^{N} Y_k Y_j (f_k - f_j). \tag{11}$$

在式（11）中，通常忽略压力梯度引起的扩散。若所有组分的单位质量力相同（例如重力就是如此），则与体力相关的项为零。由于不同气体的 χ 相差数个数量级（例如参见表 I），在存在磁力的情况下，与体力相关的项不为零。忽略与压力梯度相关的项，并使用式（5）对单位质量磁力进行建模后，组分k 的磁力驱动扩散速度可表示为：

$$V_k = -\frac{D_k \nabla Y_k}{Y_k} - \frac{D_k \nabla W}{W} + \frac{\rho D_k W_k \nabla(\mathbf{B}^2)}{2pW\mu_0}\sum_{j=1}^{N} Y_j(\chi_{\rho,k} - \chi_{\rho,j}) + \sum_{m=1}^{N} Y_m \left[\frac{D_m \nabla Y_m}{Y_m} + \frac{D_m \nabla W}{W} - \frac{\rho D_m W_m \nabla(\mathbf{B}^2)}{2pW\mu_0}\sum_{j=1}^{N} Y_j(\chi_{\rho,m} - \chi_{\rho,j})\right]. \tag{12}$$

这些方程采用有限体积法求解，所用定制求解器基于 OpenFOAM-v10[19]实现。压力-速度耦合采用 PISO算法。

C. 配置与研究案例

考虑两块相距L 的无限平行壁面之间一份初始静止的 N_2 和 O_2 混合物。通过考察气体初始组成均匀、氧气质量分数Y_{O2}为 0.233 的情况，研究磁力对组分分离及相关时间尺度的影响。为研究组成梯度对流动结构形成的影响，施加Y_{O2} 的线性初始分布（注意，这也意味着氮气质量分数沿相反方向存在梯度）。在所有模拟中，从$t = 0$ 起施加恒定且空间均匀的 $\nabla(\mathbf{B}^2)$，其方向垂直于壁面并沿正y方向（如同混合物达到初始条件后电磁铁突然通电）。该磁场会沿垂直于壁面的方向产生磁力，使组分能够在任一壁面附近聚集。请注意，选择具有上述特征的磁场是为了提供一个简单的参考构型，纯属假设。实际应用这种磁场并非易事。实现这种磁场所需的可行性分析和磁路设计，尤其是在较大空间尺度下的相关工作，将留待未来开展。研究表明，在有限域[20]内无法实现磁场梯度严格恒定。因此，本文报告的结果应视为一项探索性研究，旨在量化在何种 $|\nabla(\mathbf{B}^2)|$下扩散效应具有重要影响，因为文献中尚无此类量化研究。

磁力对组分扩散的影响主要取决于混合物的压力和温度，以及 $\nabla(\mathbf{B}^2)$的大小。在本研究中，所有模拟中的混合物初始温度T_0, 均保持不变。因此，初始压力p_0, 的变化意味着混合物密度的变化。对于混合物具有均匀初始组成的情况，采用不同初始压力（即密度）和$\nabla(\mathbf{B}^2)$值的模拟进行研究，结果汇总于表 II，初始均匀温度为 300 K。所选压力代表了广泛的应用范围，从空气净化系统到发电和移动应用。文献中$|\nabla(\mathbf{B}^2)|$ 的数值根据研究领域的不同而存在显著差异。在磁场梯度下火焰的实验中，[4]，$|\nabla(\mathbf{B}^2)|$通常不超过 300 $\mathrm{T^2/m}$。然而，在高磁分离技术（涉及在流体中分离磁化纳米颗粒）的相关文献中，据报道，在较小距离内可获得 $|\nabla(\mathbf{B}^2)|$为 $\mathcal{O}(10^6)$ $\mathrm{T^2/m}$的数值[21]。对于混合物组成不均匀的模拟，研究了两种氧气组成具有均匀梯度（线性变化）的情况，分别平行于壁面和垂直于壁面，

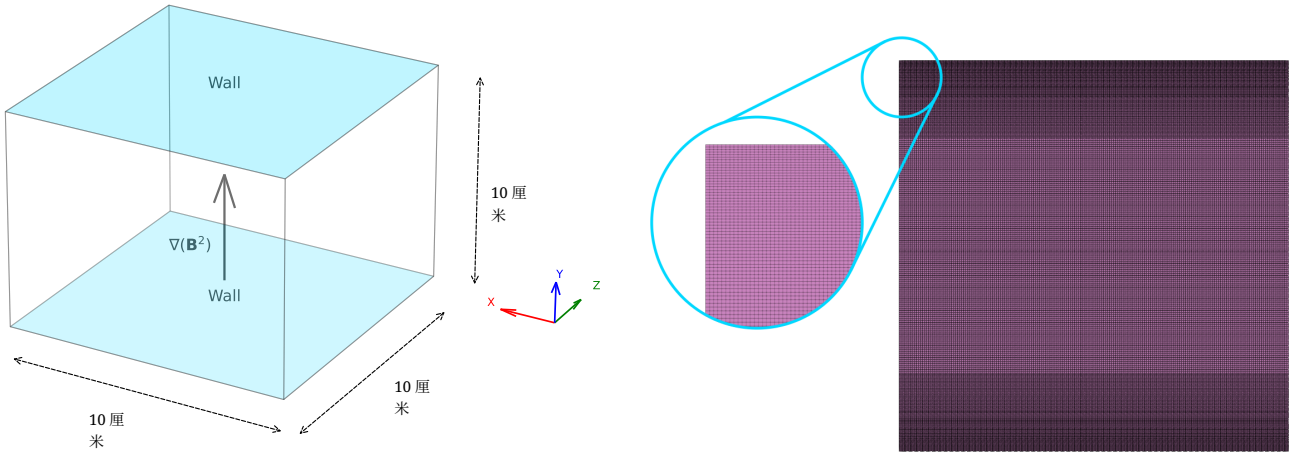

图 1. 所研究配置的示意图（左）以及模拟中使用的计算网格（右）。右侧插图显示了壁面附近的网格细化情况。图中还展示了分析所用的参考系；其原点位于计算域中心。

两种情况均在$p_0 = 10$ 千帕、$T_0 = 300$ K以及 $|\nabla(\mathbf{B}^2)| = 100$ T^2/m条件下进行研究。混合物组成的梯度经过初始化，使其体积平均组成等于空气的组成，并且 $\partial Y_{O2,0}/\partial x$ 或 $\partial Y_{O2,0}/\partial y$ 的值（参考图 1 中参考系的定义）均为 4.66。

D. 数值设置

该配置采用边长为 $L = 0.1$ 米的长方体进行建模，顶部和底部表面为壁面，其余所有表面均为周期边界。如图 1 所示，图中还展示了后处理所用的笛卡尔参考系。壁面垂直于 y 方向。计算域采用包含 1200 万个网格单元的六面体网格进行离散。x 和z方向上的网格间距均匀，而y方向则在壁面附近进行网格细化（见图 1 插图），壁面旁第一层网格单元的最大纵横比为 3.3。组分、能量和动量散度项采用二阶滤波线性格式，其他所有微分算子均采用中心差分格式进行离散。时间离散采用一阶精度欧拉格式。所有模拟均采用10^{-5} 秒的时间步长（需注意，由于不存在整体流动，所有模拟中的 CFL 数均小于10^{-3}）。

在壁面处为组分和压力场实施了自定义边界条件。具体而言，对于不可渗透壁面，组分的边界条件应确保垂直于壁面的扩散速度为零。为此，需要设置壁面处Y_k 场的梯度，使V_k 沿壁面法向的分量变为零。通过重新整理并简化公式（12）可得到该条件：

$$\nabla_n Y_k\Big|_{wall} = \left[-\frac{Y_k \nabla W}{W} + \frac{\rho Y_k W_k \nabla(\mathbf{B}^2)}{2pW\mu_0} \sum_{j=1}^{N} Y_j(\chi_{\rho,k} - \chi_{\rho,j})\right] \cdot \mathbf{n} + \frac{Y_k}{D_k} \sum_{m=1}^{N} Y_m \left[\frac{D_m \nabla Y_m}{Y_m} + \frac{D_m \nabla W}{W} - \frac{\rho D_m W_m \nabla(\mathbf{B}^2)}{2pW\mu_0} \sum_{j=1}^{N} Y_j(\chi_{\rho,m} - \chi_{\rho,j})\right] \cdot \mathbf{n}. \quad (13)$$

其中，$\mathbf{n}$ 是垂直于壁面边界的向量，而 ∇_n 表示沿壁面法向方向计算的梯度。压力场同样需要调整边界条件，以平衡壁面边界处的磁化力。按照参考文献[22], 提出的方法进行处理，使压力梯度等于垂直于边界的力：

$$\nabla_n p\Big|_{wall} = \rho \mathbf{f_m} \cdot \mathbf{n}, \quad (14)$$

为表征组分随时间的演化及其在壁面附近可能发生的积累，将所关注组分的质量分数沿一系列平行于壁面的切割平面进行积分。对于一般组分，其积分量

表 III. 表 II 所列各情况对应的无量纲量。不同情况下其他无量纲群保持不变。表示第 k 个组分的压力、密度和分子扩散率的无量纲量取自模拟的初始条件，下标 0 表示初始条件；动力黏度 η_0取空气在 T_0 时的值。

研究条件		$\widetilde{p}_0$	$\widetilde{\rho}_0$	$\widetilde{G}$	$\widetilde{\chi}_{O2}$	$\widetilde{D}_{k,0}$
$p_0 = 10$ 千帕	$\lvert\nabla(\mathbf{B}^2)\rvert = 10^4\ \mathrm{T^2/m}$	3.402×10^{10}	1.0	2.702×10^{15}	1.573×10^{-7}	1.0
$p_0 = 100$ 千帕	$\lvert\nabla(\mathbf{B}^2)\rvert = 10^4\ \mathrm{T^2/m}$	3.402×10^{12}	1.0	2.702×10^{16}	1.573×10^{-6}	1.0
$p_0 = 1000$ 千帕	$\lvert\nabla(\mathbf{B}^2)\rvert = 10^4\ \mathrm{T^2/m}$	3.402×10^{14}	1.0	2.702×10^{17}	1.573×10^{-5}	1.0
$p_0 = 10$ 千帕	$\lvert\nabla(\mathbf{B}^2)\rvert = 10^3\ \mathrm{T^2/m}$	3.402×10^{10}	1.0	2.702×10^{14}	1.573×10^{-7}	1.0
$p_0 = 10$ 千帕	$\lvert\nabla(\mathbf{B}^2)\rvert = 10^5\ \mathrm{T^2/m}$	3.402×10^{10}	1.0	2.702×10^{16}	1.573×10^{-7}	1.0
$p_0 = 10$ 千帕	$\lvert\nabla(\mathbf{B}^2)\rvert = 10^6\ \mathrm{T^2/m}$	3.402×10^{10}	1.0	2.702×10^{17}	1.573×10^{-7}	1.0

k 以及位于 $y = y^*$ 处的平面，定义为

$$\overline{Y}_k(y^*,t) = \frac{1}{A}\iint_A Y_k\,dx\,dz, \tag{15}$$

随时间监测。为了获得平面平均物种质量分数的空间分布，这些平面沿壁面法线方向（即y方向）均匀分布。

E. 无量纲量

为了确定问题的相关尺度，并将系统的行为概括到更广泛的条件范围内，可根据白金汉π定理确定以下无量纲群：

$$\widetilde{x} = \frac{x}{L};\qquad \widetilde{u}_i = \frac{\rho_0 u_i L}{\eta_0};\qquad \widetilde{t} = \frac{t\eta_0}{\rho_0 L^2};\qquad \widetilde{\rho} = \frac{\rho}{\rho_0};\qquad \widetilde{\nabla} = L\nabla;$$

$$\widetilde{D}_k = \frac{\rho_0 D_k}{\eta_0};\qquad \widetilde{W} = \frac{W}{W_{ref}};\qquad \widetilde{\chi}_k = \chi_{\rho,k}\rho_0;\qquad \widetilde{p} = \frac{p\rho_0 L^2}{\eta_0^2};\qquad \widetilde{G} = \frac{\nabla(\mathbf{B}^2)\rho_0 L^3}{\mu_0\eta_0^2},$$

其中， ρ_0 和 η_0 分别为混合物初始状态下的平均密度和动力黏度。对于涉及初始组分质量分数不均匀的模拟，还可增加一个无量纲群来表示初始物种梯度。还需注意，所研究的配置属于无外加整体流动的输运问题。对于存在外加整体流动的配置，可利用特征速度尺度推导出不同的无量纲群。利用所提出的无量纲量，组分质量分数的输运方程可表示为无量纲形式：

$$\frac{\partial\widetilde{\rho}Y_k}{\partial\widetilde{t}} + \frac{\partial\widetilde{\rho}\widetilde{u}_i Y_k}{\partial\widetilde{x}_i} = \frac{\partial}{\partial\widetilde{x}_i}\widetilde{\rho}Y_k\left\{\frac{\widetilde{D}_k\widetilde{\nabla}Y_k}{Y_k} + \frac{\widetilde{D}_k\widetilde{\nabla}\widetilde{W}}{\widetilde{W}} - \frac{\widetilde{D}_k\widetilde{W}_k\widetilde{\rho}\widetilde{G}}{2\widetilde{p}\widetilde{W}}\sum_{j=1}^{N}Y_j(\widetilde{\chi}_k - \widetilde{\chi}_j) - \sum_{m=1}^{N}Y_m\widetilde{D}_m\left[\frac{\widetilde{\nabla}Y_m}{Y_m} + \frac{\widetilde{\nabla}\widetilde{W}}{\widetilde{W}} - \frac{\widetilde{W}_m\widetilde{\rho}\widetilde{G}}{2\widetilde{p}\widetilde{W}}\sum_{j=1}^{N}Y_j(\widetilde{\chi}_m - \widetilde{\chi}_j)\right]\right\}, \tag{16}$$

通过考察组分质量分数随无量纲时间的变化，可进一步了解物种扩散涉及的时间尺度。附录 A 中通过对计算域进行缩放，验证了所提出的无量纲量。表 III 汇总了所有研究案例中表示磁场梯度、初始压力和初始密度的无量纲量。

III. 结果与讨论

A. 初始混合物组成均匀时的模拟

首先研究以均匀混合物组成为初始条件的模拟中组分质量分数随时间的演变。结果表明，平行于壁面的平面内，组分质量分数趋于均匀。因此，组分质量分数随时间的演变

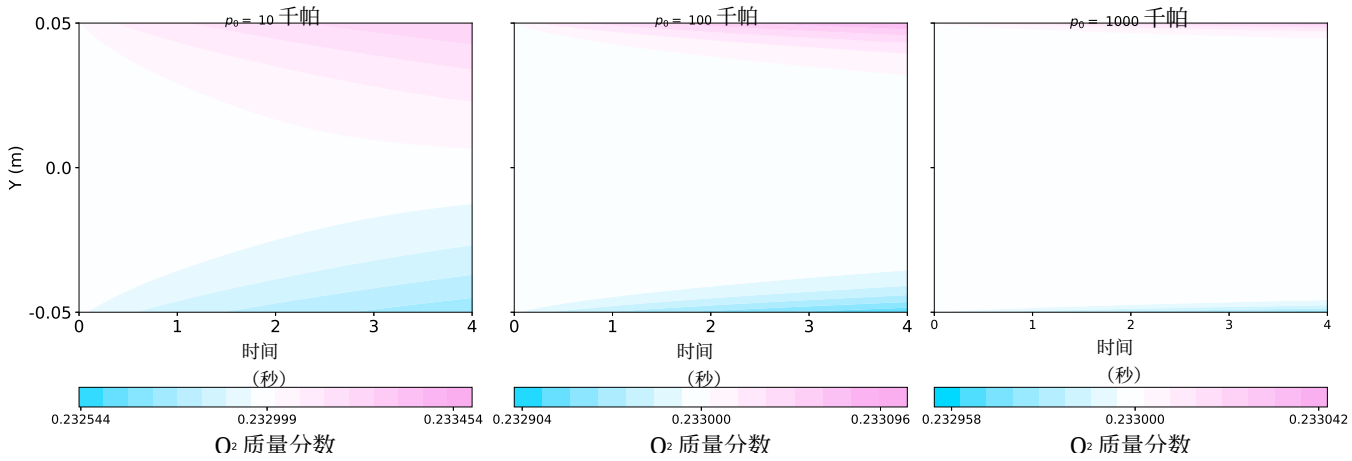

图2. 不同压力下，在$T_0 = 300$ K 和 $|\nabla(\mathbf{B}^2)| = 10^4$ T^2/m 条件下，氧质量分数（沿y方向）随时间的变化。请注意，每种情况使用的色标不同。

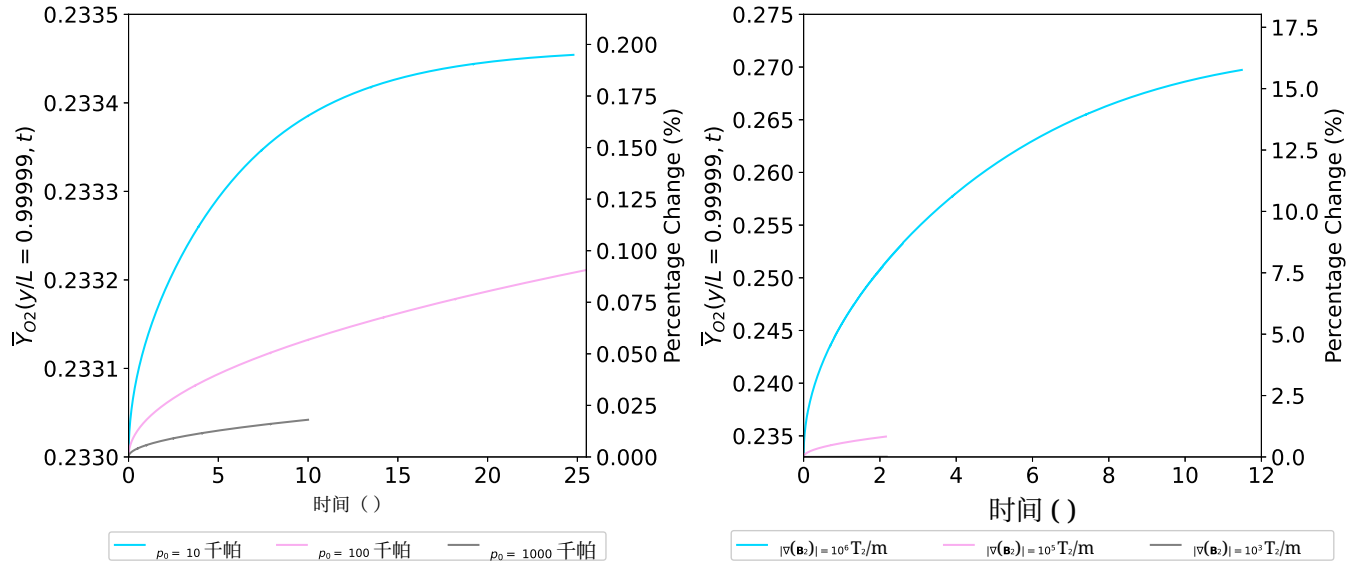

图3. 在 $|\nabla(\mathbf{B}^2)| = 10^4$ T^2/m 条件下，不同压力对应的氧质量分数随时间的变化（左图）；以及在$p_0 = 10$ 千帕下，不同 $|\nabla(\mathbf{B}^2)|$ 值对应的变化（右图）。氧浓度是在$y/L = 0.99999$处的平面上采样得到的。请注意，右图中的黑线与时间轴非常接近。

沿y方向的混合物组分之一的质量分数，能够很好地表征系统行为。图 2 展示了这一点，其中给出了不同压力下，$|\nabla(\mathbf{B}^2)| = 10^4$ T^2/m 条件下氧质量分数沿y 方向随时间变化的分布。结果表明，氧气趋于在上壁面附近积聚，积聚方向为 $\nabla(\mathbf{B}^2)$，并从底壁区域移除。压力越高，这一效应越弱。此外，质量分数分布相对于计算域中平行于壁面的中平面近似对称。

为了进一步比较计算域内组成随时间的演变，图3展示了表 II 中各条件下靠近上壁面（氧浓度最高处）的平面上的氧质量分数。总体而言，在较低压力（即较低密度）下，相同模拟时间内观察到的混合物组分分离程度更大。对于给定压力，随着 $|\nabla(\mathbf{B}^2)|$ 增大，这种分离效应也会增强，这是磁力增大的结果。对于本文考察的最高 $|\nabla(\mathbf{B}^2)|$，模拟期间的富氧程度超过 8%（请注意，该模拟采用了 10 千帕的初始压力）。氧浓度的这种变化相当显著，例如可用于涉及燃料与氧气之间化学反应的应用，以改变局部氧燃比，进而改变反应系统的局部行为。还值得注意的是，氧质量分数随时间的增长速率会随着时间推移而降低，导致磁分离趋于“饱和”。这可能是磁力驱动扩散与分子扩散达到平衡所致。总体而言，这些结果

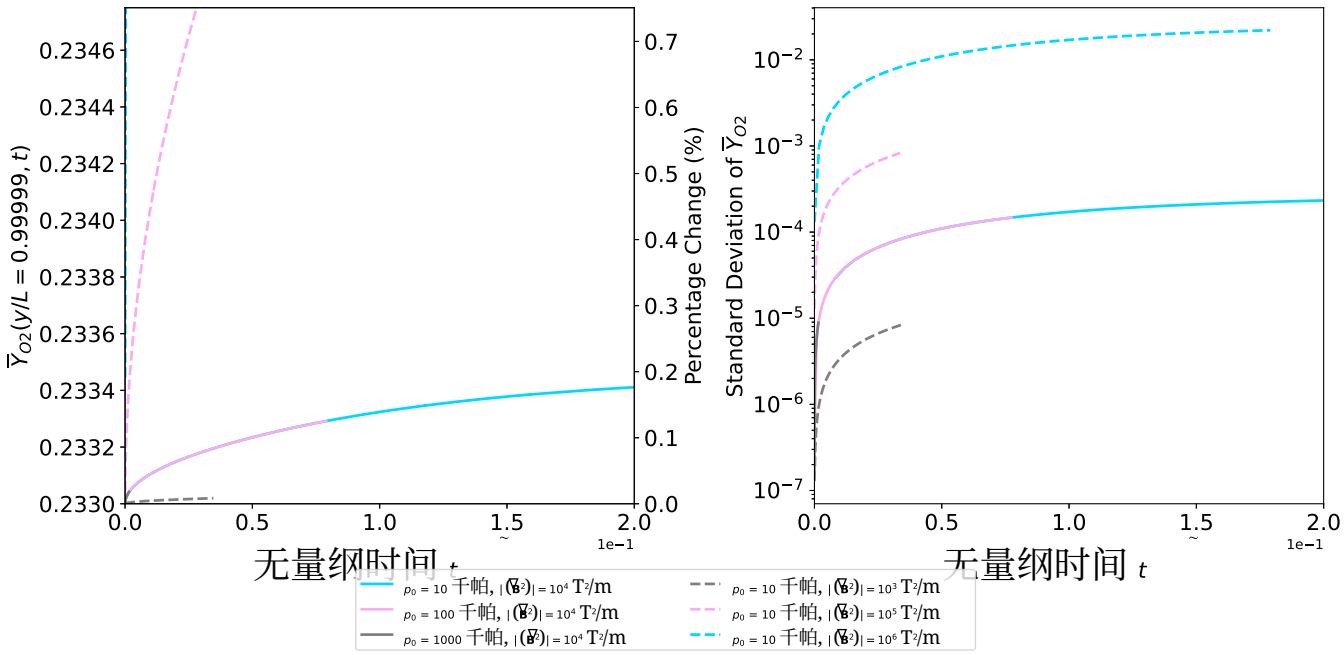

图4. 在$y/L = 0.99999$处（左图），氧质量分数随无量纲时间的变化，以及氧质量分数标准差（沿y方向计算，右图）随无量纲时间的变化；图中展示了$p_0 = 10$千帕时不同压力下、$|\nabla(\mathbf{B}^2)| = 10^4$ T²/m，以及不同$|\nabla(\mathbf{B}^2)|$值的情况。

表明，以物理时间为参照进行评估时，低密度和高磁场梯度有利于氧气较早发生分离。

为进一步分析不同条件下氧分离的演变，图3采用推导得到的无量纲群进行了无量纲化。图4展示了靠近上壁面平面内Y_{O2}随无量纲时间的变化，以及计算域内$\overline{Y}_{O2}$的标准差。后者提供了另一种评估整个计算域内氧分离程度的指标。如图4所示，$|\nabla(\mathbf{B}^2)|$相同但初始压力不同的各个情形（请注意，所有情形的初始温度相同），其氧气累积随无量纲时间的变化相同。值得注意的是，尽管这些情形的$\tilde{G}$以及表示初始压力和组分质量磁化率的无量纲群取值各不相同（见表 III），但$\tilde{}$项$G\tilde{\chi}/\tilde{p}_0$在所有这些情形中保持不变。查看组分质量分数的无量纲输运方程，即方程（16），可知与磁力相关的项正比于$G\tilde{\chi}/\tilde{p}$，这解释了为何在$|\nabla(\mathbf{B}^2)|$恒定、压力变化时，所有模拟中的氧质量分数在无量纲空间内呈现相同的变化。然而，在压力和温度恒定时改变$|\nabla(\mathbf{B}^2)|$会显著改变系统的无量纲行为；在相同无量纲时间下，氧分离程度随磁力增大而增加。

为确定氧气受迫扩散速度的潜在贡献，在选定的时间点对比了图 5 中方程（12）各项的数值。所有单项贡献均沿计算域的x中心线进行采样。请注意，扩散速度仅沿y方向产生。对扩散速度各项的分析清楚表明，组分分离是由磁力驱动扩散与分子扩散之间的竞争所驱动的。这两种相反的效应导致沿y方向（与$\nabla(\mathbf{B}^2)$对齐）的扩散速度量级为$\mathcal{O}(10^{-6})$ m/s。方程（12）中的其他项小了几个数量级。后者表明，在所研究的情况下，混合物平均分子量的空间变化影响很小。磁力驱动扩散与分子扩散之间的竞争效应还得到以下事实的进一步支持：如果通过移除磁场使磁力驱动分层逐渐衰减，靠近壁面的氧气质量分数将以典型的类扩散衰减方式恢复至平衡态（此处未显示）。

B. 初始混合物组成呈线性变化时的模拟

在上一节讨论的所有情形中，作用于流体的体力都由压力梯度抵消，因此磁力不会引发整体流动。这与将体力分解为式（4）给出的两个

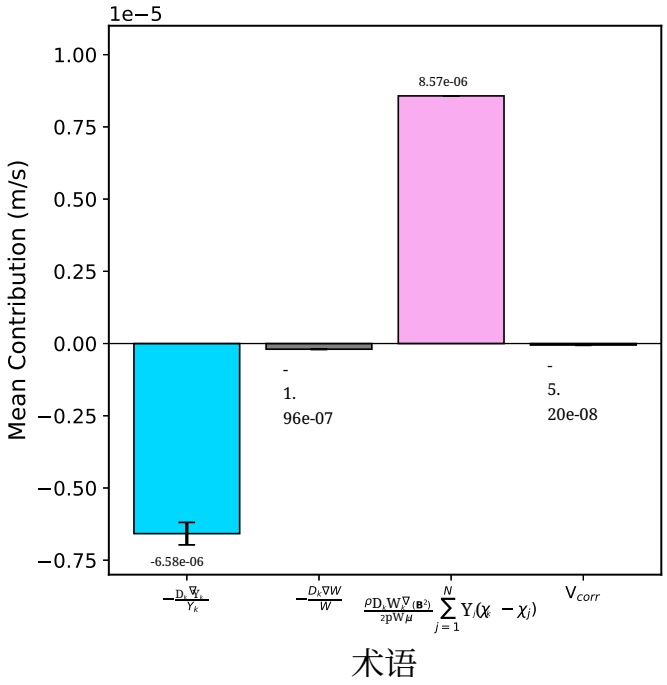

图 5. 沿计算域 x 中心线采样得到的氧气扩散速度各项的平均贡献，即式 (12) 应用于氧气的结果；条件为 $T_0 = 300\,\mathrm{K}$、$p_0 = 10$ 千帕和 $|\nabla(\mathbf{B}^2)| = 10^4\,\mathrm{T^2/m}$。分析在 $t = 24.7\,\mathrm{s}$ 时进行，此时系统已达到准稳态。V_{corr} 表示式 (12) 中的最后一项，即用于确保质量守恒的修正速度。扩散速度由四项相加得到。

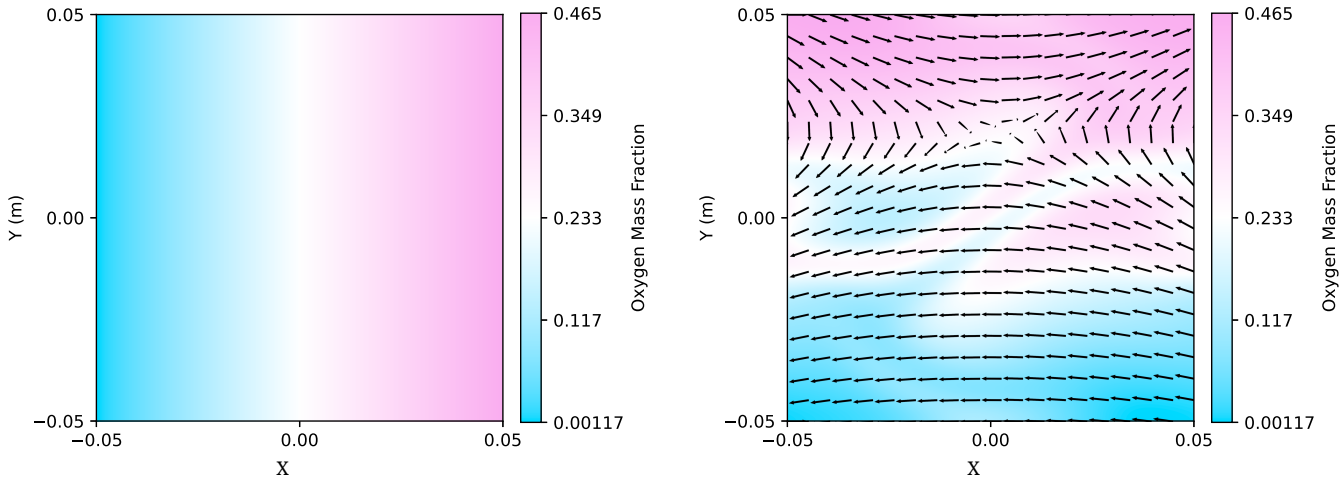

图6. 对于氧质量分数沿x方向具有初始梯度的模拟，展示了位于垂直于壁面的平面内、以$z = 0$ 为中心的瞬时氧质量分数等值线图。左图显示Y_{O2} 在$t = 0\,\mathrm{s}$时的分布；右图显示Y_{O2} 在$t = 0.3\,\mathrm{s}$时的分布。右图还显示了与诱导速度场方向一致的箭头。研究条件为$p_0 = 10$ 千帕、$T_0 = 300\,\mathrm{K}$以及 $|\nabla(\mathbf{B}^2)| = 10^2\,\mathrm{T^2/m}$。

分量相一致。在初始混合物组成均匀的情形中，Korteweg–Helmholtz 力（式（4）右侧第二项）在整个模拟过程中均为零，而磁压力则由压力场抵消。为进一步研究 Korteweg–Helmholtz 力对流场的影响，接下来考察初始氧质量分数存在梯度的情形。当模拟以氧质量分数梯度初始化时，这意味着混合物平均的 χ 不均匀，Korteweg–Helmholtz 力从模拟开始时便不为零。然而，如果 χ 的梯度与 $\nabla(\mathbf{B}^2)$ 的方向一致，Korteweg–Helmholtz 力就会被压力梯度抵消（这也与以均匀混合物初始化的模拟在后期观察到的情况一致），不会引发任何整体

流动（这对应于以 $\partial Y_{O2,\ 0}/\partial y \neq 0$ 初始化的模拟，此处未显示）。相反，当 $\nabla(\mathbf{B}^2) \times \nabla\chi \neq 0$ 时，Korteweg–Helmholtz 力会诱发流动结构，如图 6 所示。换言之，$\nabla(\mathbf{B}^2) \parallel \nabla\chi$ 的情况不会出现诱发流动，而在 $\nabla(\mathbf{B}^2) \perp \nabla\chi$ 时，则会观察到显著的流动结构。值得注意的是，在混合物组成存在梯度的情况下，诱发流动结构所需的 $|\nabla(\mathbf{B}^2)|$ 值，远低于在模拟时间内观察到组分显著差异扩散所需的值。这些结果表明，当 $\nabla\chi$ 未与 $\nabla(\mathbf{B}^2)$ 对齐时，非零的 $\nabla\chi$ 可在气体混合物中诱发流动结构。还需指出的是，在以垂直于 $\nabla(\mathbf{B}^2)$ 的混合物组成梯度初始化的配置中，流动结构会随时间演变，直至组分组成达到平衡态；此时组分组成梯度垂直于壁面（即与 $\nabla(\mathbf{B}^2)$ 方向相同）。

IV. 结论

本文采用数值模拟研究了磁化力对空气中氧气输运的影响，重点关注组分的差异扩散，以及混合物组成梯度在形成流动结构中的作用。研究考虑了一个由静止空气构成、位于两块平行板之间的参考构型。研究表明，在磁场 $\nabla(\mathbf{B}^2)$ 均匀且垂直于壁面、混合物初始组成均匀的情况下，可以利用各组分磁化率的差异将氧气与氮气分离，从而使组分在靠近壁面处形成分层。混合物密度越低、$\nabla(\mathbf{B}^2)$ 的大小越高，这种效应越显著。本文提出了无量纲群，用以说明问题中各物理量的标度关系，并将组分分层的结果推广至不同于本文所研究的条件。对组分扩散速度各项贡献的分析表明，分层效应主要由分子扩散与磁力驱动扩散之间的竞争引起。此外还发现，当存在与 $\nabla(\mathbf{B}^2)$ 不平行的磁化率梯度时，磁化力可能诱发流动结构。这进一步证实了磁力在气体流动中诱发对流所需的条件。本研究为深入理解磁场对多组分气体中物种输运的影响奠定了基础，有望为控制气体流动中的混合开辟新技术途径，并有望应用于高效制氧和医疗领域。

致谢

我们谨此感谢帝国理工学院研究计算服务提供的计算资源与支持（doi.org/10.14469/hpc/2232）。

数据可用性声明

如有需要，可向作者索取数据。

附录 A：变参数L的模拟

在第三节讨论的所有情形中，计算域长度 L 均保持不变。为进一步验证所提出的无量纲群，我们对三个具有实际物理尺度的立方域进行了模拟，其边长分别为 $L = 0.1$、0.125 和 0.15 m。基准情形为 $p_0 = 10$ 千帕、$T_0 = 300$ K、$|\nabla(B^2)| = 10^4\ T^2/m$ 和 $L = 0.1$ m 时的配置。在温度保持不变的情况下，针对每个 L 值计算初始压力、$\nabla(B^2)$ 和 χ_ρ，使得 $\tilde{G}\tilde{\chi}/\tilde{p}_0$ 与基准情形相同。图 7 展示了 $y/L = 0.99999$ 处氧质量分数的无量纲演化。正如预期，这三种模拟情形的结果完全一致，证实了所提出的无量纲标度。值得注意的是，对于较大的计算域，在初始混合物条件相同的情况下，要获得相同的分离效应，所需的 $|\nabla(B^2)|$值较低，这表明在较大的计算域中使用给定磁场会更有效。这对实际应用具有重要意义。方程（16）及其中的 $G\tilde{\chi}/\tilde{p}$ 项也清楚地表明了这一点。为使该项保持不变（即系统具有相同的无量纲响应），L 增大时应相应降低 $|\nabla(B^2)|$。

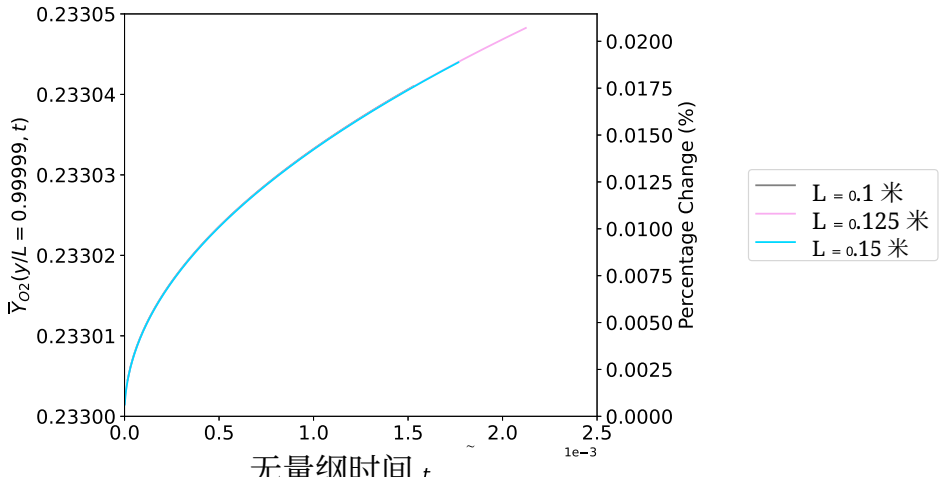

图 7 $10^3, 66.66 \times 10^3\}$ $|\nabla \quad ^2| \in \{10^4, 6.4 \times 10^3, 4.44 \times 10^3\}$ ^{2} 质量磁化率（ $10^{-6}, 2.0325 \times 10^{-6}\}$ ^{3} 采样得到的。 $\in \{0.1, 0.125, 0.15\}$ $_0 \in \{10^4, 80 \times$。不同物理域尺寸（Lm）、压力（p千帕）、梯度（**B**T /m）和氧 $\chi_\rho \in \{1.355 \times 10^{-6}, 1.694 \times$m /kg）下的氧气无量纲质量分数。结果是在平面 yL 处 / $= 0.99999$

参考文献

[1]M. Kole 和 S. Khandekar，《铁磁流体的工程应用：综述》，《磁学与磁性材料杂志》537，168222（2021）。[2]O. Oehlsen、S. I. Cervantes-Ramírez、P. Cervantes-Avilés 和 I. A. Medina-Velo，《铁磁流体合成与应用的方法：现状与未来展望》，ACS Omega 7，3134–3150（2022），https://doi.org/10.1021/acsomega.1c05631。[3]《CRC化学与物理手册》，第 62 版（CRC出版社，1981）。[4]S. Ueno 和 M. Iwasaka，《磁场产生的磁帘的性质》，《应用物理学杂志》67，5901–5903（1990）。[5]H. Gao、Y. Wang、Y. Wang、M. Zhou 和 L. Duan，《理解梯度磁场下的火焰行为：非反应气体射流的动力学》，《国际传热传质》159（2024），10.1016/j.icheatmasstransfer.2024.108066。[6]J. R. Carruthers 和 R. Wolfe，《绝缘顺磁性流体中的磁热对流》，《应用物理学杂志》39，5718–5722（1968）。[7]S. Ueno、M. Iwasaka、H. Eguchi 和 T. Kitajima，《梯度磁场中气体流动的动态行为》，《IEEE磁学汇刊》29，3264–3266（1993）。[8]J. H. V. Vleck，《电磁化率理论》（牛津大学出版社，1932）。[9]T. Aoki，《暴露于向上递减磁场中的自由基发射与丁烷扩散火焰》，《日本应用物理学杂志》28，776–785（1989）。[10]F. Khaldi、K. Messadek 和 A. M. Benselama，《利用磁场隔离重力对扩散火焰的影响》，《微重力科学与技术》22，1 5 2010–（）。[11]E. Yamada、M. Shinoda、H. Yamashita 和 K. Kitagawa，《四种梯度磁场对氢氧火焰的影响》，《AIAA杂志》41，1535 1541 2003–（）。[12]S. Kinoshita、T. Takagi、H. Kotera 和 N. I. Wakayama，《有磁场和无磁场条件下扩散火焰的数值模拟》，载于《IEEE应用超导汇刊》第 14 卷（2004），第 1685–1688 页。[13]J. Cai、L. Wang、P. Wu、Z. Li、L. Tong 和 S. Sun，《应用梯度磁场从空气中富集氧气的研究》，《磁学与磁性材料杂志》320，171–181（2008）。[14]E. Yamada、M. Shinoda、H. Yamashita 和 K. Kitagawa，《氢氧扩散火焰处于磁场垂直或水平方向梯度下的数值分析》，《燃烧科学与技术》174，149–164（2002）。[15]T. A. Butcher 和 J. M. D. Coey，《顺磁性流体中的磁力》（2022），10.1088/1361-648X/aca37f。[16]D. J. Griffiths，《电动力学导论》，第 4 版（剑桥大学出版社，1989）。[17]P. Curie，《不同温度下物质的磁性》（Gauthier-Villars et fils，巴黎，1895）。[18]P. Thierry 和 V. Denis，《理论与数值燃烧》，第 3 版（2001）。[19]《Openfoam：Openfoam基金会用户指南》（2022）。[20]L. Quettier、H. Félice、A. Mailfert、D. Chatain 和 D. Beysens，《液气混合物中重力的磁补偿：利用铁磁性嵌件突破超导磁体的固有局限》，《欧洲应用物理学杂志》32，167–175（2005）。[21]W. Ge、A. Encinas、E. Araujo 和 S. Song，《用于高梯度磁分离（HGMS）的磁性基质：综述》，《物理学研究成果》7，4278–4286（2017）。[22]C. Greenshields 和 H. Weller，《计算流体动力学笔记：基本原理》（CFD Direct Ltd，英国雷丁，2022）。