

行速度が平衡気相中の各成分の分圧とパージガス流側により決定されること、液相中へのバブリングの場合には、同伴する飛沫の影響を受けることが明らかになった。

- 3) 熔融Flibe中にBeを浸漬することで、Flibeの還元状態制御が実現できることを実証した。そして、その反応速度定数やBeの溶解速度、飽和溶解度に関するパラメータを確定した。また、Beの溶解に電気化学的作用が影響することを確認した。

- 4) 還元状態制御されたFlibe中ではJLF-1の腐食が抑制され、還元状態が解消されることによって腐食が促進することを確認した。

- 5) Flibe中のDおよびTの溶解度と拡散係数を測定した。本研究により、Beによる還元状態の制御と腐食の抑制が実証されたことは、ブランケットの成立性に見通しを与える重要な成果である。また、得られたFlibeに関する技術、移行過程や水素同位体挙動に関する知見は、Flibeブランケットの設計や研究開発に大きく寄与するものである。

参考文献

- [1] A. Sagara, T. Tanaka, T. Muroga, H. Hashizume, T. Kunugi, S. Fukada and A. Shimidzu, *Fusion Sci. Technol.* **47**, 524 (2005).
 [2] D.A. Petti, G.R. Smolik, M.F. Simpson, J.P. Sharpe, R.A. Anderl, S. Fukada, Y. Hatano, M. Hara, Y. Oya, T. Terai, D.K. Sze and S. Tanaka, *Fusion Eng. Des.* **81**, 1439 (2006).
 [3] S. Fukada, M.F. Simpson, R.A. Anderl, J.P. Sharpe, K.

Katayama, G.R. Smolik, Y. Oya, T. Terai, K. Okuno, M. Hara, D.A. Petti, S. Tanaka, D.K. Sze and A. Sagara, *J. Nucl. Mater.* **367-370**, 1190 (2007) 1190.

- [4] M.F. Simpson, G.R. Smolik, J.P. Sharpe, R.A. Anderl, D.A. Petti, Y. Hatano, M. Hara, Y. Oya, S. Fukada, S. Tanaka, T. Terai and D.K. Sze, *Fusion Eng. Des.* **81**, 541 (2006).
 [5] P. Calderoni, P. Sharpe, H. Nishimura and T. Terai, *J. Nucl. Mater.* **386-388**, 1102 (2009).
 [6] S. Fukada, R.A. Anderl, Y. Hatano, S.T. Schetz, R.J. Pawelko, D.A. Petti, G.R. Smolik, T. Terai, M. Nishikawa, S. Tanaka and A. Sagara, *Fusion Eng. Des.* **61-62**, 783 (2002).
 [7] S. Fukada, R.A. Anderl, R.J. Pawelko, G.R. Smolik, S.T. Schuetz, J.E. O'Brien, H. Nishimura, Y. Hatano, T. Terai, D.A. Petti, D.K. Sze and S. Tanaka, *Fusion Sci. Technol.* **44**, 410 (2003).
 [8] S. Fukada, R.A. Anderl, F.R. Smolik, R.J. Pawelko, S.T. Schuetz, J.P. Sharpe, B.J. Merrill, D.A. Petti, H. Nishimura, M. Nishikawa, T. Terai and S. Tanaka, *Proc. 6th International Be Workshop*, Miyazaki, Japan, Dec. 3-5, 2003, pp. 275-286.
 [9] R.A. Anderl, D.A. Petti, G.R. Smolik, R.J. Pawelko, S.T. Schuetz, J.P. Sharpe, B.J. Merrill, M.F. Simpson, T. Terai, S. Tanaka, H. Nishimura, Y. Oya, S. Fukada, M. Nishikawa, K. Okuno, Y. Morimoto, Y. Hatano and S.K. Sze, *Proc. 6th International Be workshop*, Miyazaki, Japan, Dec. 3-5, 2003, pp. 265-274.
 [10] P. Calderoni, P. Sharpe, M. Hara and Y. Oya, *Fusion Eng. Des.* **83**, 1331 (2008).

2.2 Flibe 模擬流体の熱流動特性

功 刀 資 彰¹⁾, 佐 竹 信 一²⁾, 結 城 和 久³⁾, 横 峯 健 彦⁴⁾

¹⁾京都大学工学研究科, ²⁾東京理科大学基礎工学部, ³⁾東北大学工学研究科, ⁴⁾九州大学総合理工学研究院

(原稿受付: 2009年2月7日)

Keywords:

Flibe, KOH solution, high prandtl number fluid, magnetohydrodynamics, lorentz force, hartmann flow, thermofluid research, turbulence, PIV measurement, direct numerical simulation, heat transfer, laminarization

2.2.1 はじめに

熔融塩 Flibe は、高温安定性に優れ、電磁流体力学 (Magneto-Hydro-Dynamics: MHD) 的圧力損失が低いという魅力的な自己増殖冷却材であるが、冷却材に Flibe を用いたブランケット設計では、いくつかの課題が指摘されている: 1) Flibe が低い熱伝導率 (1.0 W/mK) を有していること、2) 融点近傍で高い動粘性を示すこと (11.5 mm²/s at 500 °C)、3) トリチウム増殖能力が小さいため、付加的な中性子増倍材を必要とすること、そして 4) 構造材は 650 °C 以上の高温環境に耐えられることなどである。この

大きな粘性と低い熱伝導率を有する Flibe は高プラントル数流体と呼ばれ、十分に大きな伝熱性能を引き出すためには、強い磁場環境下でも流れを大きく乱して乱流状態を形成する必要がある。したがって、高プラントル数流体の熱流動特性に及ぼす磁場の影響を調べることはきわめて重要な課題である。

2.2.2 流動特性

図 1 は UCLA に設置した円管内乱流熱流動実験装置“FLiHy” (Flibe Hydrodynamics) の概要を示したものであ

2. Study on Molten-Salt Flibe Systems 2.2 Thermofluid of Flibe Simulants

KUNUGI Tomoaki, SATAKE Shin-ichi, YUKI Kazuhisa and YOKOMINE Takehiko

corresponding author's e-mail: kunugi@nucleng.kyoto-u.ac.jp

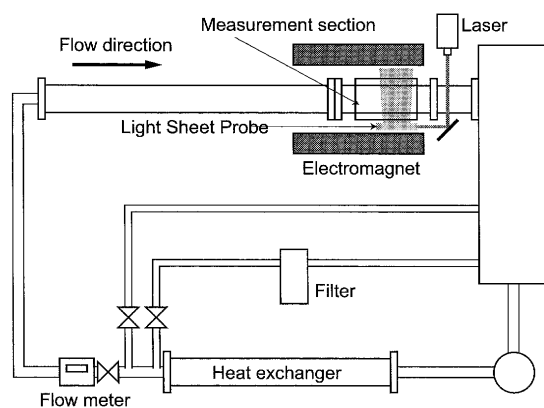


図1 FLiHy実験装置概要.

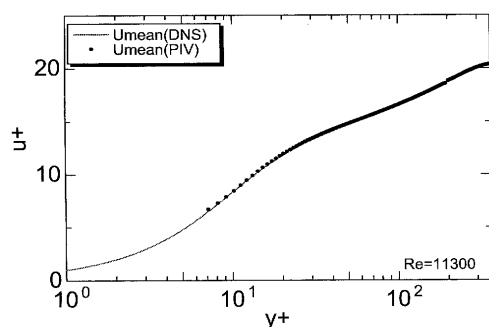
る。試験部は直径 88 mm の円管、ポンプ、流量計、加熱用ヒータ、熱交換器付配管、液タンク、2 T の電磁石、可視化計測部から構成されている。試験には FLiHe 模擬流体として、プラントル数が同等な 30% 濃度の KOH 水溶液を用いた。

円管内の流速分布の測定は、管内にシードしたトレーサ粒子をレーザー照射によって可視化し、試験部に設置した高速カメラで撮影した連続する 2 時刻の画面の粒子イメージから粒子位置の相関を画像解析で求めて流体の速度を計測する方法、すなわち、PIV (Particle Image Velocimetry) を適用し、非磁場および磁場下の円管内乱流速分布および乱流統計量を求めた。

本実験装置の妥当性を検討するため、既報の直接数値シミュレーション (DNS: Direct Numerical Simulation) データベースを用い、実験で得られた非磁場下の円管内乱流特性量を比較した。

図 2 は管直径 D と平均速度 u および動粘度 ν に基づくレイノルズ数 $Re=11300$ における、普遍速度分布 (横軸は壁面摩擦速度 $u_* = \sqrt{\tau_w/\rho}$ で規格化した壁からの無次元距離 $y^+ = u_* y/\nu$, 縦軸は無次元化した速度 u^+) を示しており、実線が DNS 結果 [1] であり、プロット点は PIV 計測結果である。両者はきわめて良く一致しており、また既往の文献値 (Eggles, 1994) とも良く一致していることを確認した。したがって、本計測手法は十分な測定精度を有していると言える。また、非磁場条件での熱伝達実験を実施し、円管内乱流の発達領域で壁面熱伝達率が Dittus-Boelter 相関式と 10% 以内で一致することを確認した [2, 3]。

次いで、磁場下の MHD 乱流挙動を把握するため、300 A

図2 普遍速度分布 ($Re=11300$).
($u^+ = u/u_*$, $y^+ = u_* y/\nu$, $Re = uD/\nu$)

の電流を流して最大 2 テスラの磁場を発生させ、1.4 m 長の磁場内に形成された幅 15 cm × 高さ 25 cm × 長さ 1 m の一様磁場空間 (主流方向の磁場変動は約 5%) に試験流路を設置し、磁場強さを表す無次元数であるハルトマン数 $Ha = BR\sqrt{\sigma/\rho\nu} = 0, 5, 10, 15, 20$ について円管内の平均流速を測定した。このときの Ha は管半径 R と電気伝導率 σ を基準としている。図 3 は横軸に無次元半径位置、縦軸に無次元流速 (中心流速 U_c で規格化) として示されており、実線は DNS による非磁場の円管内乱流速分布である。 Ha が増加する (つまり、磁場強度が増加する) に従い、平均速度分布の形状が平坦化する様子がわかる。これと同時に、壁面近傍では Ha の増加に伴って急峻になり、所謂、「ハルトマン流れ」の特徴が再現されている。

図 4 は $Re=5300$ の条件における、主流方向速度成分の速度変動強度 $u_{rms}^+ = \sqrt{u'^2}/u_*$ の径方向分布を示している。実線は非磁場下の乱流に対する DNS 結果を示しており、 Ha が増加するに従い乱流強度が減少していることがわかる。図中、実験値が不連続となっているが、これは PIV 計測の際に、可視化領域を管中心部と壁面領域の 2 つに分けて撮影したことによるものであり、実際の物理量は連続的に変化している。図 3 および図 4 の結果は、磁場印加による Lorentz 力による「乱流の層流化」の発生を明瞭に示していると言える。これらの結果は、MHD 円管乱流の DNS [4] と一致しており、MHD 乱流モデリング [5] にも反映された。

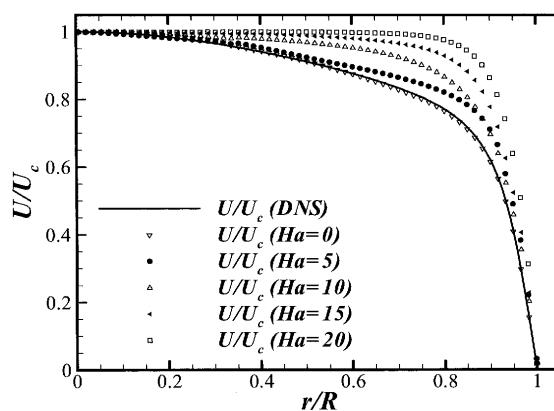
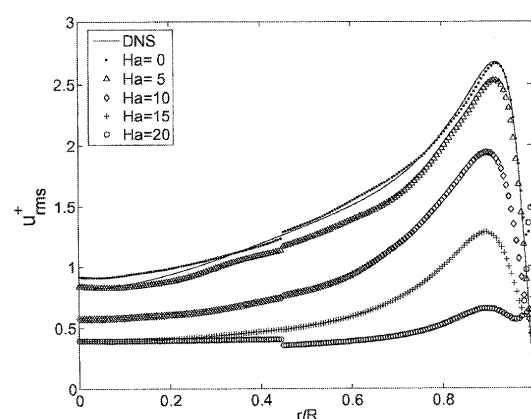
図3 平均速度の径方向分布 Ha : ハルトマン数.

図4 主流方向速度変動強度の径方向分布.

2.2.3 熱伝達特性

熱伝達実験は、2 テスラの磁場下で FLiHy ループ試験部の一部を加熱テープで一様加熱して実施した[6]。試験部には直径 0.75 mm の T 型熱電対を 40 本 (1 断面あたり 4 本で管軸方向 10 箇所、各熱電対は管の内壁面から 1 mm の管壁内位置) 設置した。KOH 水溶液の温度は熱電対で管の出入口において計測し、管軸方向の任意位置の断面平均温度は出入口温度差から線形補間で求めた。管断面内における流体の径方向温度分布は、6 本の直径 0.13 mm のインコネル製 K 型シース熱電対をタワー状に組み上げた TC タワーを壁面近傍から管中心まで移動機構により位置を調整しながら測定した。この熱電対の 63% 応答時間は 2 ms であった。TC タワーと磁場の角度は 0 度と 90 度の 2 通り設定した。Re = 5000 ~ 20000 で、Ha = 0 ~ 15、また Pr = 6 と 10 について実験した。

図 5 は Re = 9000 の場合の無次元温度 T^+ の分布を壁からの距離 y^+ で示したものである。実線は既存の Kader 相関式であり、青丸は Ha = 0 (非磁場条件) であり、相関式と一致している。しかし、緑丸の Ha = 5 と赤丸の Ha = 10 の実験結果は相関式から離れている。このことは、MHD 流れでは、非 MHD 流に比べて管内の流体温度が上昇することを意味しており、伝熱から見た磁場による「乱流の層流化」の証拠である。

図 6 は、無次元熱伝達率 Nu の管軸方向 (z/D) の分布を示している。横磁場が強いほど、熱伝達率が低下する様子がわかる。

2.2.4 まとめ

円管内の FLiBe 模擬流体の非 MHD 乱流特性を、PIV 計測法を適用して計測し、既存 DNS データベースとときわめてよい一致を示したことから、本 PIV 計測法の精度と適用妥当性を検証した。また、UCLA に構築した FLiHy ループが流動実験装置として十分な精度を有していることも確認できた。ついで、PIV 計測法を用いて MHD 乱流の流動特性について平均流速分布を測定し、ハルトマン流れを確認するとともに、MHD 乱流統計量の結果から、磁場効果による「乱流の層流化」現象が生じていることを定量的に示すことができた。また、熱伝達実験を実施し、管内温度分布や管軸方向熱伝達から磁場効果による「乱流の層流化」の発生を確認できた。

以上のように、MHD 乱流の熱流動特性の詳細なデータベースを構築できたことから、今後の現在の MHD 乱流モデルの改良が可能となり、核融合炉設計へ大きく貢献する

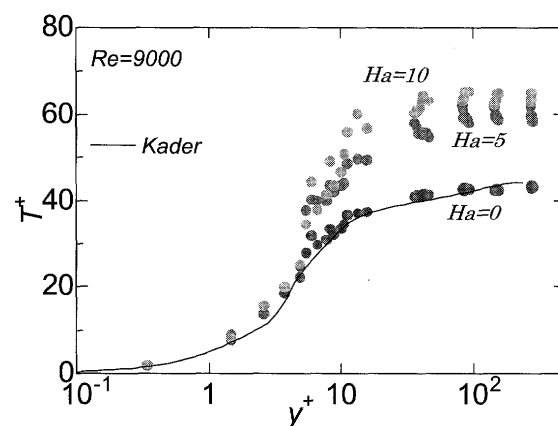


図 5 無次元温度分布。

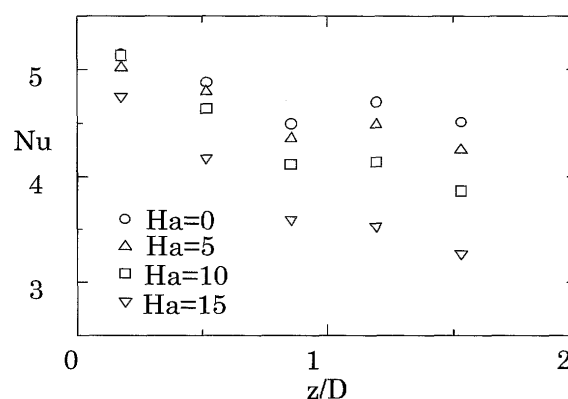


図 6 無次元熱伝達率の管軸方向変化。

ことが期待できる。

参考文献

- [1] S. Satake, T. Kunugi and R. Himeno, *Lecture Notes in Computer Science 1940* (M. Valero *et al.*, Ed., Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 2000).
- [2] J. Takeuchi, S. Satake and R. Miraghaie *et al.*, *Fusion Eng. Des.* **81**, 601, (2006).
- [3] J. Takeuchi, S. Satake, N.B. Morley, T. Kunugi, T. Yokomine and M.A. Abdou, *Fusion Eng. Des.* **83**, 1082 (2008).
- [4] S. Satake, T. Kunugi and S. Smolentsev, *J. Turbulence* **3**, 020, (2002).
- [5] S. Smolentsev, M.A. Abdou and N.B. Morley *et al.*, *Int. J. Eng. Sci.* **40**, 693, (2002).
- [6] H. Nakaharai, J. Takeuchi, T. Yokomine, T. Kunugi and S. Satake, N.B. Morley and M.A. Abdou, *Experimental Thermal and Fluid Science* **32**, Issue 1, 23 (2007).