

超電導免震装置における振動伝達特性と減衰特性

Vibration Transmission and Damping Characteristics in a Superconducting Seismic Isolation Device

佐々木 修平, 島田 健作, 谷貝 剛, 津田 理, 濱島 高太郎(東北大学); 川井 伸康, 安井 健治(奥村組)
 SASAKI Shuheji, SHIMADA Kensaku, YAGAI Tsuyoshi, TSUDA Makoto, HAMAJIMA Takataro (Tohoku University);
 KAWAI Nobuyasu, YASUI Kenji (Okumura Corporation)
 E-mail: s.sasaki@ecei.tohoku.ac.jp

1. はじめに

磁気浮上型超電導免震装置は、超電導体と永久磁石レールで構成され、超電導体のピン止め効果を用いて免震対象物を磁気浮上させることにより、振動発生源の地盤と絶縁する装置である[1]。長手方向の発生磁場分布が一般的な永久磁石レール上で超電導体が静止浮上していれば、永久磁石レールに長手方向の振動が印加されても、超電導体には復元力が働かず、超電導体(浮上層)への振動伝達を除去することができる。しかし、実際には永久磁石レールの傾きや気流などの擾乱によって、浮上層の静止安定浮上は困難である。そこで、初期位置における浮上層の静止安定浮上を実現させるために、非接触の復元機構として銅板を用いた永久磁石対向型システムを提案した。このシステムによって、浮上層の静止安定浮上が可能となり、振動伝達特性の抑制および振動後における減衰特性が向上した[2]。しかし、ある一定量以上の渦電流ダンパーを用いると、減衰特性は向上するものの、浮上層への振動伝達が増加してしまう結果が得られた。本研究では、銅板を用いた永久磁石対向型システムにおける振動伝達特性と減衰特性の関係について検討した。

2. 実験

超電導免震装置において免震対象物の静止安定浮上を実現するために、二層目の四隅にFig. 1に示すような2つの永久磁石を、異なる極が対向するように設置し、永久磁石間の吸引力を用いた免震対象物の静止安定浮上を試みた。また、振動時の永久磁石間の吸引力を低減させるために、永久磁石間に銅板を設置し、永久磁石との相対変位に応じて発生する渦電流を利用した。さらに、振動抑制および減衰特性を向上させるために、銅板と永久磁石を対向させた渦電流ダンパーを追加し、振動伝達特性と減衰特性を測定した。

振動伝達特性の測定は、Fig. 1の一層目に x 方向振動を印加した時の一層目と二層目の変位をレーザー変位計で測定するという方法で行った。なお、印加した水平方向振動は加速度 400 gal(速度一定)と設定した。また、振動印加後における二層目の変位をレーザー変位計で測定することで減衰特性を評価した。

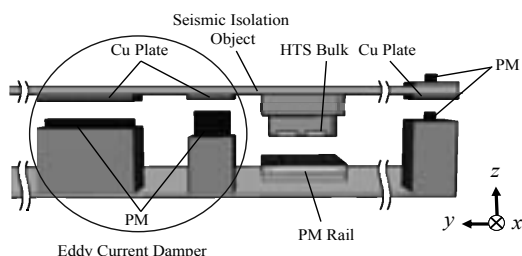


Fig. 1 Schematic drawing of a superconducting seismic isolation device using an eddy current damper.

3. 実験結果・考察

静止安定浮上が可能な永久磁石間ギャップ(= 25 mm)において、銅板がない場合とある場合、また他の渦電流ダンパーを追加した場合の測定変位を加速度に変換し、フーリエ変換したものをFig. 2に示す。振動後における二層

目の変位をFig. 3に示す。Fig. 2より、0.25 Hz付近の振動に対して、銅板がない場合は、2nd layerの方が1st layerよりも振幅が大きくなったのに対し、銅板がある場合は振幅が減少した。しかし、渦電流ダンパーを追加した場合には、共振点が1 Hz付近に移行しており、振動伝達が増加してしまう結果が得られた。一方、Fig. 3において、銅板および渦電流ダンパーを用いることによって、減衰特性が大きく向上することが確認された。以上より、渦電流ダンパーを追加することによって、銅板と永久磁石間の磁氣的結合が強まるため、減衰特性を向上させることはできるものの、振動時における磁氣的結合を減少させることができないために、浮上層への振動伝達が増加したと考えられる。今後は、振動伝達を増加させること無く、減衰特性を向上できる様な渦電流ダンパーの構成方法について検討していく予定である。

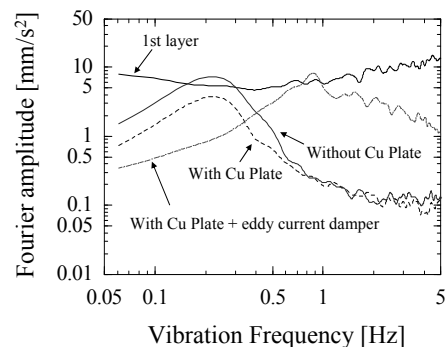


Fig. 2 Vibration transmission characteristics of the 1st layer and the 2nd layer with/without Cu plate at the gap of 25 mm.

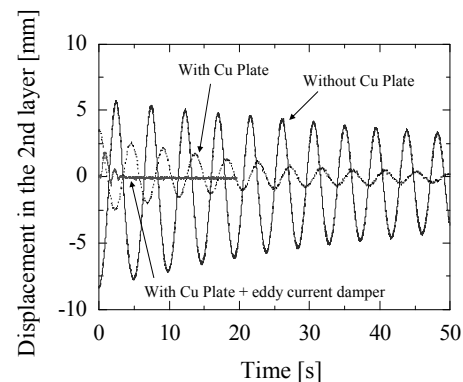


Fig. 3 Damping characteristics of the 2nd layer with/without Cu plate.

参考文献

1. M. Tsuda, T. Kojima, T. Yagai, and T. Hamajima: IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol. 17 (2007) pp. 2059-2062
2. S. Sasaki, et. al.: ISS2009 SAP-68 (2009)

ヘリカル型海流 MHD 発電機の流動特性(3)

Hydraulic characteristics of helical-type seawater MHD power generator(3)

BUI ANH KIET, 武田実(神戸大); 木吉司(物質・材料研究機構)

BUI ANH KIET, TAKEDA Minoru (Kobe University), KIYOSHI Tsukasa (NIMS)

E-mail: kietthujp@yahoo.co.jp

1. はじめに

本研究室ではクリーンな自然エネルギーとして海洋エネルギーに着目し、超伝導技術の海事科学分野への応用として超伝導マグネットの強磁場を利用した海流 MHD 発電の研究が行われてきた。ここで、MHD とは電磁流体力学 (Magnetohydrodynamics) の略であり、海流 MHD 発電とは海流が超伝導マグネットによる磁場を横切る時に発生する起電力を取り出す、いわゆるフレミングの右手の法則を利用した発電方法のことである。この海流 MHD 発電では海水が作動するだけなので、機械的駆動部がなくメンテナンスが不要である。また、海水の運動エネルギーを電気エネルギーに変換しているため、地球温暖化の原因となっている二酸化炭素の排出がないというメリットがある。現在では、リニア型よりも有効に印加磁場を利用できるヘリカル型発電方式の研究^{1),2)}を行っている。ヘリカル型において発電出力および効率を上げるためには、流体損失を低減し流速を増加させることが重要である。そのためには、回転数、ピッチ、電極直径等を含む発電機形状を最適化することが重要である。本研究では流体損失の計算モデルを構築する観点から³⁾、今回は電極直径に着目して圧力分布および流体損失などを実験的に調べた。

2. 実験装置・実験方法

実験装置の構成機器は、圧力分布測定装置、循環ポンプ (CMP6-63.7 寺田ポンプ社)、流量制御バルブ (ボールバルブ 21 型呼び径 80 mm フランジ形 旭有機材工業株式会社)、流量計 (UZG FROW UZU-VTS2-L 日本フローセル株式会社)、整流器、1000L 貯水タンク、バルク形半導体圧力トランスデューサー (PMS-5WE 豊田工機株式会社)、定格圧力がそれぞれ 100 kPa、30 kPa の 2 種類の拡散形半導体圧力トランスデューサー (DD101K 株式会社ジェイテクト)、循環用ホース、各配管である。流量と圧力の計測は、株式会社デイスシー製のデータ集録装置 FE300 によって、20 ms 間隔で 512 個のデータをパソコンに取り込む自動計測を各 3 回ずつ行い、解析にはこれらの平均値を用いた。作整した実験装置 (ヘリカルモデル) には、ポリ塩化ビニル製で直径 100 mm、ピッチ 37.5 mm、回転数 7、電極直径 10、20、30 mm のヘリカル壁が入っている。次に実験方法について述べる。まず循環ポンプを使い貯水タンクから水を吸い上げ、整流器を介してヘリカルモデル内に水を流した。次に、流量を 10 m³/h から 2 m³/h ずつ増やし、循環ポンプで流すことのできる最大流量 45 m³/h まで増加させ、バルク形半導体トランスデューサーを 1 つ、拡散形半導体トランスデューサーを 2 つ、計 3 つの圧力センサーを同時に使用して、それぞれの流量における各測定孔の圧力の測定を行った。

3. 実験結果

Fig.1 に電極直径をパラメーターとして測定した流体損失 (ヘリカルモデルの入口と出口の圧力差) と流量の関係を示す。図中の曲線は計算値である。電極直径 10mm の場合、流量が 38 m³/h 以下で流体損失の実験値と計算値はよく一致した。電極直径 20mm の場合、流量が 30 m³/h 以下で実験値と計算値がよく一致した。しかし、流量が 30 m³/h を超えると、実験値より計算値のほうが約 12%~15% 大きいことが分かった。電極直径 30mm の場合、流量が 16 m³/h 以下で実験値と計算値

がよく一致した。しかし、流量が 18 m³/h を超えると、実験値より計算値のほうが約 20%~23% 大きいことが分かった。

次に、流量をパラメーターとして流体損失と電極直径の関係を Fig.2 に示す。この図より、流量によって流体損失の電極直径依存性が変化していることが分かる。すなわち、計算値と実験値を比べると流量が 20 m³/h 以下の場合、計算値と実験値がよく一致した。しかし、流量が 30 m³/h を超えると計算値が大きいことが分かった。学会では、実験値と計算値が異なる原因について考察するとともに、流体損失の計算モデルについて述べる。

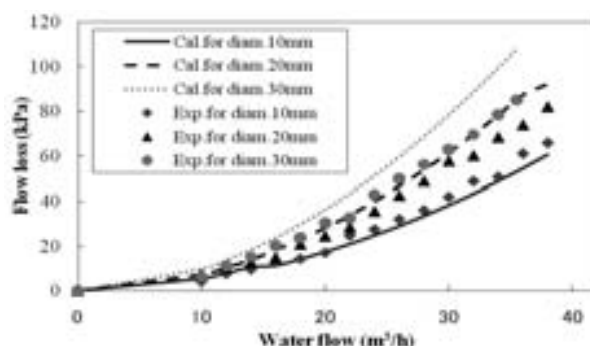


Fig.1 Flow dependence of flow loss for diameter of 10, 20 and 30mm with a pitch length of 37.5mm and a rotation number of 7.

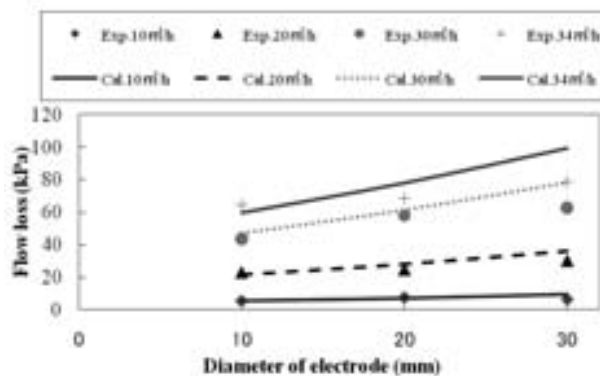


Fig.2 Diameter dependence of flow loss as a parameter of water flow rate.

謝辞

本研究の一部は、科研費基盤研究(B)(21360429)の助成を受けたものである。

参考文献

- 1) M.Takeda *et al.*: IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol. 15, No. 2 (2005) pp. 2170-2173
- 2) M.Takeda *et al.*: J. JIME, Vol. 43, No. 1 (2008) pp. 130-134
- 3) K. A. Bui *et al.*: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 81 (2009) p.137

高温超伝導バルク磁極装置に発生する静磁場を用いた永久磁石の着磁技術

Magnetizing technique for permanent magnets by intense static fields generated by HTS bulk magnets

川崎 信隆, 村谷 知樹, 今井 順, 小川 純, 福井 聡, 佐藤 孝雄,

岡 徹雄 (新潟大学) 伊藤 佳孝, 寺沢 俊久 (イムラ材研)

Nobutaka Kawasaki, Tomoki Muraya, Jun Imai, Yutaka Hirose, Jun Ogawa, Satoshi Fukui, Takano Sato,

Tetsuo Oka (Niigata University) Yoshitaka Ito, Toshihisa Terasawa (IMRA MATERIAL R&D)

1.はじめに

電気自動車や燃料電池自動車にはモータが搭載されており、そのモータ内にある永久磁石の着磁方法は鉄のヨークを使用するので、その飽和磁束密度の影響で2T以上の着磁磁場を発生することが困難になっている。一方、高性能な希土類磁石の着磁には2.5T以上の磁場が必要とするため、モータ自体の設計自由度を下げることになる。高温超伝導バルク磁石(以下バルク磁石)は、3Tもの強磁場を捕捉することができ、在来パルス着磁で発生してしまう熱や、冷却用の大量の水が必要ないために安全に着磁を完了することができる。本報告ではバルク磁石による、新たな着磁方法の提案をねらう。

今回はバルク磁石を用い、長さ76 mmの試料に10 mm間隔で静磁場着磁を施し、試料表面に完全に着磁された8つの磁極をN・S交互に着磁することに成功したので報告をする。

2.実験方法

今回の着磁実験にはFig.1のGMサイクル冷凍機(アイシン精機製、GD101S)を用いた対向型の磁極装置で、バルク磁石を向かい合う筒状のチャンバー内に据え付け、その表面にはN極(右)に3.42T、S極(左)に3.27Tの磁場を捕捉した。試料にはNEOMAX(NdFeB系の焼結磁石76×50×5mm³)を用いた。

実験方法は、試料をN極で走査して着磁し、裏面をN極で1回目の走査軌跡と50 mm重ね再度走査する。Fig.2に1度目の走査軌跡と2度目の走査軌跡及び試料表面との関係を示す。その後ホールセンサーによる磁場分布測定装置(F.W.ベル社製、RHT920)で試料の磁場分布を測定した。

3.実験結果と考察

Fig.3には永久磁石表面に完全に着磁され独立した8つの磁極の様子を示す。超伝導バルク磁石には磁極中央にφ32 mmの範囲に2.5Tの磁場を捕捉が捕捉されている。その範囲において走査された永久磁石上は完全に着磁され、さらに2回目の走査において反対方向へ再度着磁することにより、磁場勾配50mT/mmの急峻な傾きをもつ磁極が形成された。

4.今後の計画

FEMを利用し電磁場解析を行い、着磁過程の解析を進めたい。

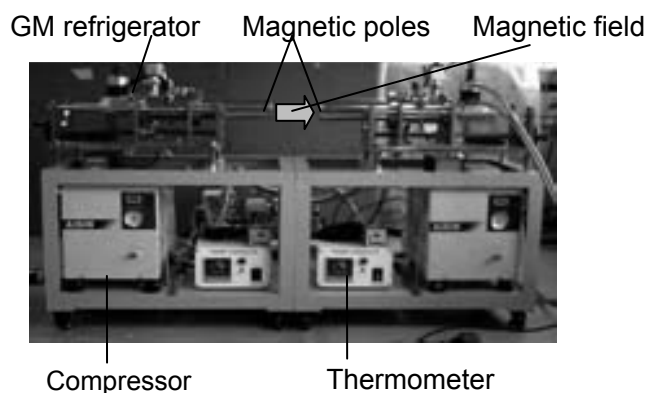


Fig.1 The HTS bulk magnet system with Sm123 for magnetizing experiments.

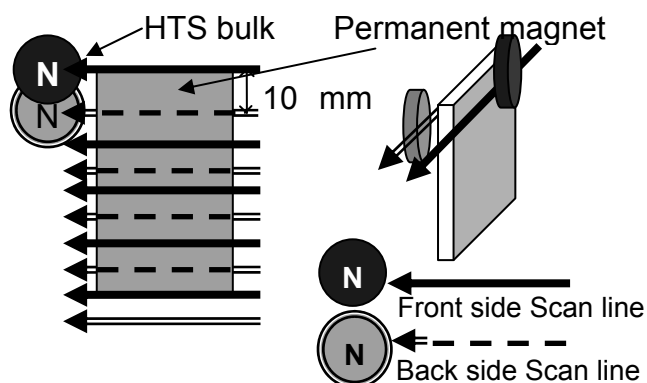


Fig.2 Illustration of the magnetizing method with using the alternating magnetic poles.

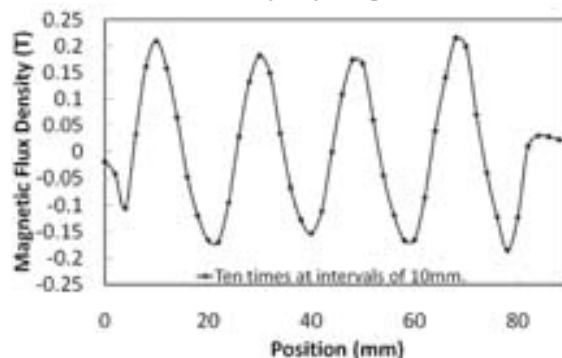


Fig.3 Profile of magnetic flux density of the sample magnetized successively ten-time scanning with each distance of 10 mm.

磁気力制御薬剤配送システムによる精密集積制御の検討(Ⅰ) —モデル系での検討—

Precise Accumulation of Seeded Drug by Means of Magnetic Drug Delivery System (Ⅰ) —Investigation with Model System

忠澤 充高, 廣田 友佳, 三島 史人, 秋山 庸子, 西嶋 茂宏 (大阪大学大学院)

CHUZAWA Mitsutaka, HIROTA Yuka, MISHIMA Fumihito, AKIYAMA Yoko, NISHIJIMA Shigehiro (Osaka Univ.)

E-mail: chuzawa@qb.see.eng.osaka-u.ac.jp

1. はじめに

抗がん剤をはじめとする薬剤の副作用は化学療法における深刻な問題となっており、患者の肉体的な負担となり QOL の低下を招いている。その副作用を軽減するための技術として、薬剤配送システム(DDS; Drug Delivery System)が挙げられる。これは体内の薬物分布を量的・空間的・時間的に制御するシステムである。その中でも、磁気牽引力を利用した磁気薬剤配送システム(MDDS; Magnetic Drug Delivery System)を用い、体外から遠隔で磁場を制御し、強磁性ナノ粒子によって強磁性を付与した薬剤の集積の可能性について検討した。

本研究では特に直径 5mm 程度の大きさの初期がんに対する低侵襲治療を目指し、実用化に向けて強磁性針と外部磁場を用いて強磁性粒子の局所集積を試みた。ここでは生体内での検討の前段階として、その実用化の可能性についてモデル系でのシミュレーションと実験により報告する。

2. 強磁性粒子の集積シミュレーション

MDDS において強磁性粒子が目的箇所に集積するためには、磁気牽引力が血流によるドラッグ力を上回ることが必要である。

磁気牽引力 F_M とドラッグ力 F_D はそれぞれ

$$F_M = V(\mathbf{M} \cdot \nabla)\mathbf{H}$$

$$F_D = 6\pi\eta r_p (\mathbf{v}_f - \mathbf{v}_p)$$

と表すことができる。ここで \mathbf{M} は磁化、 \mathbf{H} は磁場強度、 η は粘性率、 r_p は強磁性粒子の直径である。

ここから磁気牽引力 F_M とドラッグ力 F_D の合力は、

$$\mathbf{a}_n = \frac{(\mathbf{F}_M + \mathbf{F}_D)}{m_p}$$

と求めることができる。

模擬毛細血管と動物実験における強磁性針による強磁性粒子の局所集積を検討するために、HTS バルク磁石の磁場内に強磁性針を配置して、有限要素法により磁場の分布と磁場勾配を調べた。実際の実験系を想定して、HTS バルク磁石 ($\phi=60\text{mm}\times 20\text{mm}$ 、最大表面磁束密度 4.5T) の表面から 28mm(磁束密度 0.7T) の位置に強磁性針(SUS403、 $\phi=0.3\text{mm}\times 20\text{mm}$) の針先がくるように強磁性針を配置してその近傍についてシミュレーションを行い、磁気牽引力 F_M とドラッグ力 F_D の合力 \mathbf{a}_n を求めた。その値を用いて粒子軌跡計算を行うことで、強磁性針近傍への強磁性粒子(粒子径 100nm)の集積の様子を調べた。その結果、図 1 のような結果が得られ、針先への強磁性粒子の局所集積の可能性が示された。

3. 模擬毛細血管による強磁性粒子の集積実験

内径 $\phi 13\text{mm}$ のシリンジに $250\ \mu\text{m}$ のガラスビーズを充填し、シリンジの両端に金属フィルター(SUS304、200 メッシュ)を配置した毛細血管を模擬したモデル(以後模擬毛細血管と記す)により内径約 $54\ \mu\text{m}$ の模擬毛細血管流

路を作成した。模擬毛細血管の中心に $\phi 0.3\text{mm}\times 20\text{mm}$ の強磁性針(SUS430)を挿入した状態でシリンジに固定した。そこにゼラチンを用いて血液の粘度(約 $4.7\text{Pa}\cdot\text{s}$)を模したマグネタイト懸濁液(粒子径 100nm、20mg/L)を、流速 1mm/sec で 20 分間循環させた。その後模擬毛細血管を冷却し、固化させた後、3mm ごとに切断した。

集積を確認するため、実体顕微鏡で針近傍の血管の断面を観察した。また、それらの切片を塩酸(4N)に浸漬してマグネタイトを溶解させ、誘導結合プラズマ原子発光分析(ICP-AES)によって鉄イオン濃度を測定した。結果は図 2 のようになり、針近傍において高い集積率を確認することができた。

4. まとめ

シミュレーションと模擬実験によって HTS バルク磁石と強磁性針を用いて、強磁性粒子の局所集積の可能性を示すことができた。このことから MDDS を用いた局所患部に対する低侵襲治療の可能性が示された。今後は生体への適用に向けて、体外からの深部集積が検討可能な模擬臓器の作製を行う予定である。また、非侵襲の MDDS 治療を目標とし、強磁性針を用いない精密集積のための MDDS に適した磁場発生源の検討を行っていく予定である。

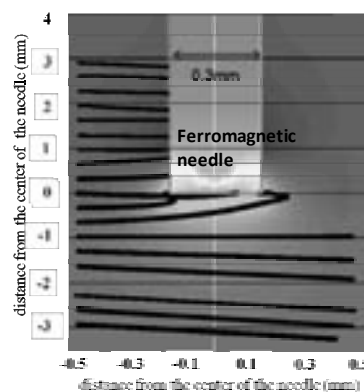


Fig.1 Particle trajectory around the ferromagnetic needle.

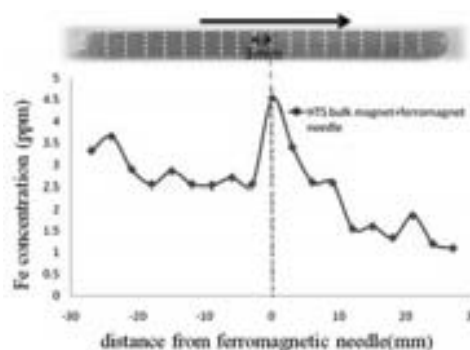


Fig.2 Dustrubution of ferromagnetic particles.

磁気力制御薬剤配送システムによる精密集積制御の検討(Ⅱ)

— 生体内での検討 —

Precise accumulation of seeded drug by means of magnetic drug delivery System (Ⅱ)

— investigation in vivo —

三島 史人, 忠澤 充高, 廣田 友佳, 秋山 庸子, 西嶋 茂宏 (大阪大学大学院),
MISHIMA Fumihito, CHUZAWA Mitutaka, HIROTA Yuka, AKIYAMA Yoko, NISHIJIMA Shigehiro
E-mail: f-mishima@see.eng.osaka-u.ac.jp

1. はじめに

抗がん剤等の薬剤の副作用を低減するには、薬剤を量的、空間的、時間的に制御し、体内での薬剤の拡散を防ぐことで、薬剤を患部へ選択的に輸送する必要がある。このことを可能とした技術として、薬剤配送システム(DDS: Drug Delivery System)が挙げられる。本研究では、生体外から精密な磁場を印加し、積極的に患部に誘導することで、従来のDDSよりさらに高効率な薬剤治療を可能とした磁気薬剤配送システム(MDDS: Magnetic Drug Delivery System)を提案する。特に直径5mm程度の大きさの初期がんに対する低侵襲治療を目的とし、強磁性針と外部磁場を用いた薬剤の局所集積を目指し、モデル系の実験と計算として、生体内深部に存在する局所的患部を想定し、強磁性針を挿入した模擬毛細血管内の局所に強磁性粒子の集積を行った。さらに遠隔からの磁気力制御を目的に、強磁場を発生可能な超電導バルク磁石を用いて検討した結果、強磁性針近傍に強磁性粒子を局所的に集積可能なことが示された。そこで本研究では動物実験により、生体内の強磁性針近傍での強磁性粒子の集積度について検討を行った。

2. 実験方法

体重100g、5週齢のオスのWister Ratにジエチルエーテルにより吸入麻酔を行い、チオペンタールナトリウム(30-50mg/kg)を腹腔内注射し麻酔を行った。麻酔下でラットを開腹し、マグネタイト懸濁液(平均粒子径100nm、濃度20mg/l)500 μ lを門脈より注射後、肝臓表面での最大磁束密度が0.7TとなるようにHTSバルク磁石(最大磁束密度4.5T、 ϕ 60mm \times 20mm)を設置した。強磁性粒子の懸濁液を注射後、直ちにラットをHTSバルク磁石の上に配置した。肝臓の外側左葉に強磁性針(SUS430、 ϕ 0.3mm \times 20mm)を挿入し、血液循環させながら、20分間麻酔状態で血液循環を行っている状態で静置し、強磁性粒子を肝臓内の毛細血管に蓄積させた。この時の実験概略図を図1に示す。20分後、強磁性針を取り除いた後、直ちにラットを磁石上から移動した。ラットの死亡確認後、肝臓および全身の臓器を摘出した。

摘出した肝臓を冷凍後、マイクロトーム(Leica CM1510-Cryostat)を使用して厚さ10 μ mの薄片とした。強磁性針設置部(a)とその近傍(b)の肝臓の薄片を生物顕微鏡(Olympus BX51、接眼レンズ: WH10X)を使用して、これらの薄片の血管断面内に分布するマグネタイト粒子の集積について観察をした。

3. 結果と考察

図2の(a)、(b)は強磁性針を用いて集積実験を行った肝臓における薄片の顕微鏡画像である。それぞれ、(a)強磁性針を設置した部位の肝臓の薄片、(b)強磁性針挿入部より10 μ m手前の肝臓の薄片(b)である。結果として、(a)より強磁性針を挿入した薄片において針の形状に強磁性粒子が集積していることが確認できた。また(b)より針中央部から10 μ m手前では針の抜き取られた跡が確認された(外周に少量の磁性粒子が確認された)。

以上からHTSバルク磁石と強磁性針を用いて生体内において遠隔制御による局所集積の可能性が示された。

また、強磁性粒子の集積は針挿入部以外には確認されなかったが、強磁性針挿入部より十分(3mm)離れた肝臓の薄片のうちに、10 μ m、100 μ m程度の凝集体が数個確認された。この要因として、生体内に投与した際、または強磁性研濁液の調製の際に粒子が凝集してしまったと考えられ、その場合には、目的患部(強磁性針)の方向に磁気力により誘導されるものの、粒子径が大きいと、毛細血管内で停滞してしまう可能性があることも示唆された。

4. まとめ

HTSバルク磁石と強磁性針を用いて、遠隔制御による生体内の局所患部に強磁性粒子を集積させることができることが確認され、局所患部に対してMDDSの低侵襲治療の適用可能性が示された。今後は局所患部に対してMDDSの非侵襲治療を目指し、さらに最適な磁場発生源の検討、また生体内で局所的に集積させる磁性薬剤(磁性粒子)の最適化(分散・凝集の制御)を行ってゆく予定である。

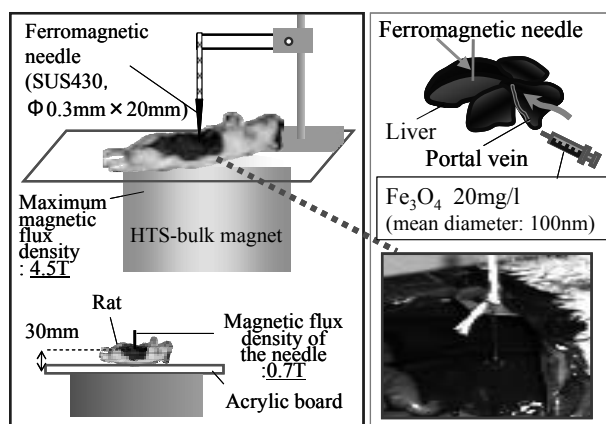


Fig.1 Schematic illustration of accumulation animal experiment using HTS bulk magnet. Ferromagnetic suspension was injected into the portal vein.

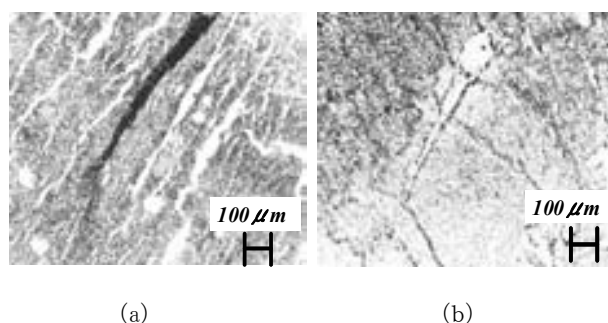


Fig.2 Micrographs of the slices of the rat liver. (a) In the vicinity of the needle, (b) 10 μ m from the needle.

液体水素のプール冷却における熱伝達 –サブクールの影響–

Heat transfer from a horizontal flat plate in a pool of liquid hydrogen – effect of subcooling

塩津 正博, 小林 啓人, 吉川 浩太郎, 白井 康之, 畑 幸一, (京大)

達本 衡輝 (原子力機構); 小林 弘明, 成尾 芳博, 稲谷 芳文 (JAXA)

SHIOTSU Masahiro, KOBAYASHI Hiroto, YOSHIKAWA Kotaro, SHIRAI Yasuyuki, HATA Koichi, (Kyoto Univ.)

TATSUMOTO Hideki (JAEA); KOBAYASHI Hiroaki, NARUO Yoshihiro, INATANI Hirohumi (JAXA)

E-mail: shirai@energy.kyoto-u.ac.jp

1. はじめに

筆者等は、液体水素冷却超電導システム設計に必要なデータベース確立をめざして、液体水素熱伝達の実験的研究を行っている。本稿では液体水素プール中に水平上向き平板発熱体における熱伝達を、広い圧力範囲でサブクール度を変化させて測定した。

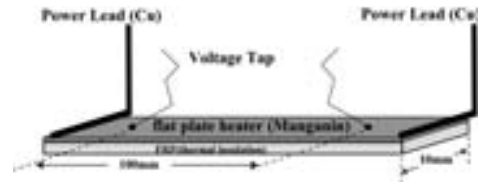


Fig.1 Test section for the pool cooling test.

2. 試験発熱体

Fig.1 に本試験で用いた幅 10 mm, 厚さ 0.1 mm, 長さ 100 mm のマンガニン製平板発熱体を示す。実験では、発熱面は上向き水平に設置され、反対側は FRP ブロックにより断熱してある。この試験体を直流電流加熱して、電気抵抗変化から発熱体平均温度を測定した。発熱体表面温度は、測定した平均温度と熱流束から厚さ方向の熱伝導式を解いて求めた。

実験装置の全容、条件設定・試験方法は既に報告した[1] ので省略する。

3. 実験結果と考察

実験は系の大気圧から 1.1MPa までの圧力下、飽和条件で行った。発熱体への通電をゆっくりと連続的に上昇させることにより、液体水素の臨界熱流束までの定常熱伝達特性を調べた。

Fig.2 に代表的なサブクール沸騰熱伝達曲線を示す。縦軸は熱流束、横軸は発熱体表面のバルク液温からの温度上昇分である。熱流束が上昇すると発熱体温度も上昇し、飽和温度を僅かに超えたところで沸騰が開始する。以後勾配が大きく熱伝達の良い核沸騰領域を上昇し、臨界熱流束(CHF)に達すると表面温度が急上昇する。非沸騰域の熱伝達は次の藤井らの式と良く一致している。

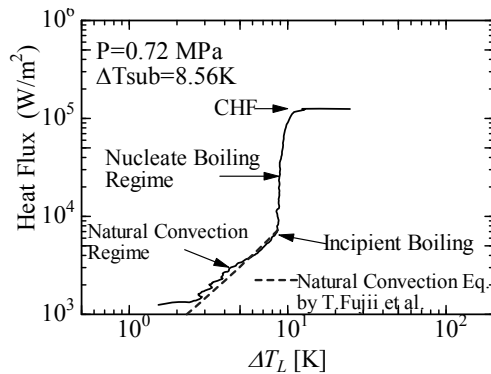


Fig.2 Typical boiling curve under subcooled condition.

$$Nu = 0.16(GrPr)^{1/3} \quad (1)$$

Fig.3 は、0.4 MPa, 0.7MPa, 1.0MPa 近傍(各データ点の傍に圧力値を示す)の圧力における CHF とサブクール度の関係を示す。CHF は、各圧力でサブクール度の増加とともに上昇し、この範囲では圧力ともに小さくなっている。この結果をよく知られた Kutateladze の式

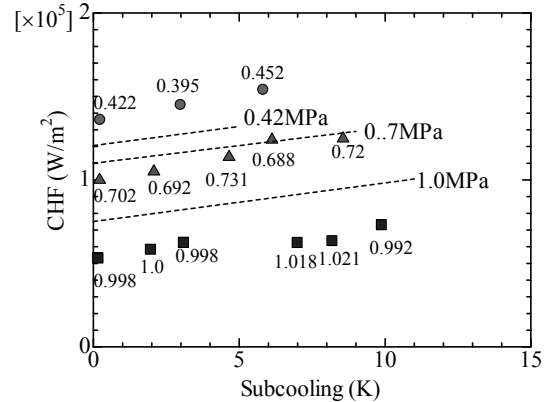


Fig.3 Critical heat flux vs. subcooling compared with Kutateladze Eq.(2).

$$q_{cr,sub} = q_{cr,sat} [1 + 0.065(\rho_v / \rho_l)^{0.8} S_c] \quad (2)$$

ここで、 $q_{cr,sat} = 0.16L\rho_v [g\sigma(\rho_l - \rho_v) / \rho_v^2]^{1/4}$, $S_c = c_{pl}\Delta T_{sub} / L$ と比較すると、サブクール度依存性の傾向は類似であるが、0.42MPa では、同式より大きく、0.7MPa 以上の圧力では低くなっている。この傾向は、先にその機構の高压を含め報告した飽和沸騰 CHF 実験結果[1]の圧力依存性と同一である。

そこで、 $q_{cr,sat}$ として実験結果を使い、 $q_{cr,sub}$ の実験結果との比をとって無次元サブクール度 Sc に対して Fig.4 に示す。Kutateladze のサブクール沸騰臨界熱流束式(2)は、実験結果をよく記述する。つまり、サブクールの効果は、沸騰によってエンハンスされた顕熱輸送効果と考えられる。

参考文献 [1]吉川ら:2009 年度秋季低温工学超電導学会予稿集 1D-a09

謝辞 この研究の一部は、JSPS 科研費(20360127)、MEXT 科研費(20760141)の補助を受けた。

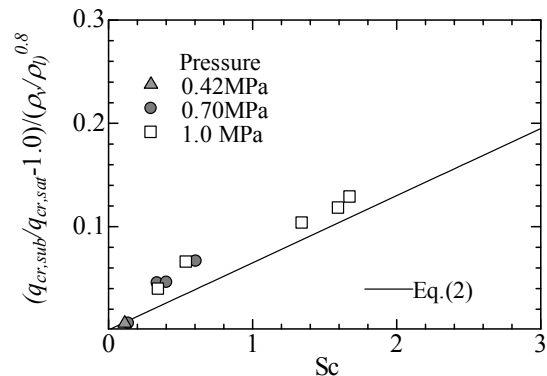


Fig.4 . Ratio of CHF in subcooled hydrogen cooling and that under saturated condition versus $Sc (=c_{pl}\Delta T_{sub} / L)$.

液体水素強制対流定常熱伝達特性実験 — 第2報 —

Forced flow boiling heat transfer of liquid hydrogen -2-

達本 衡輝 (原子力機構); 小林 啓人, 吉川 浩太郎, 白井 康之, 塩津 正博, 畑 幸一 (京大);
小林 弘明, 成尾 芳博, 稲谷 芳文 (JAXA); 木下 勝弘 (関電)

TATSUMOTO Hideki (JAERI); KOBAYASHI Hiroto, YOSHIKAWA Kotaro, SHIRAI Yasuyuki, SHIOTSU Masahiro,
HATA Koichi (Kyoto Univ.); KOBAYASHI Hiroaki, NARUO Yoshihiro, INATANI Yoshifumi (JAXA); KINOSHITA Katsuhiko (KEPCO)
E-mail: shirai@energy.kyoto-u.ac.jp

1. はじめに

液体水素が電流加熱垂直円管内を上昇する場合の円管内における強制対流熱伝達を流速、液温を変えて測定した。前報[1]では、管径6mmの実験データについて報告した。本報では管径を3mmとし、より高流速域の熱伝達特性を測定したので報告する。

2. 試験発熱体

循環ポンプを使用せず強制対流冷却実験が行える2槽式実験システムを使用した。装置や実験方法の詳細は先に報告した[1]ので省略する。試験発熱体として、外側をFRPブロックで断熱した内径3.0mm, 厚さ0.5mm, 長さ100mmのSUS316製薄肉パイプを試験槽内に垂直に支持し、トランスファーチューブに接続した。この試験体を直流電流加熱して、電気抵抗変化から発熱体平均温度を測定した。発熱体表面温度は、測定した平均温度(長手方向分布を無視)と熱流束から厚さ方向の熱伝導式を解いて求めた。

3. 実験結果と考察

実験は、系圧力0.4~1.1MPa、種々の液温、流速下で、加熱電流を連続的にゆっくり上昇させて熱伝達特性を求めた。

Fig.1は、圧力1.1MPaで系が飽和の場合の種々の流速に対する熱伝達曲線を示す。縦軸は熱流束、横軸は発熱体表面温度の飽和温度からの上昇分である。発熱体表面温度が飽和温度を僅かに超えると沸騰が開始する。それまでの過程は非沸騰熱伝達で、流速が大きいほど熱伝達係数も大きく、Dittus Boelter式の値とほぼ一致している。沸騰が開始すると、熱伝達が良くなるため各流速の曲線とも勾配が大きくなる。熱流束がある値(DNB熱流束)に到達すると熱伝達が急に悪化し、僅かな加熱電流の増加で温度が大きく上昇する。強制対流沸騰の場合、後流側から先に核沸騰限界状態となり発熱率の増加と共に上流側に移行するので、プールの沸騰のように膜沸騰にジャンプするのではなく弱い正勾配で連続的に上昇する。

Fig.2に、DNB熱流束と流速の関係は圧力と入口サブクール度をパラメータとして示す。DNB熱流束は、各圧力とも流速が大きいほど、サブクール度が大きいほど大きい。注目すべきは、サブクール度が零の場合のDNB熱流束に系圧力の影響が殆ど見られないことである。別稿で報告している[2]のように、プール沸騰臨界熱流束が水力的不安定性や過熱限界によって決まるため圧力の影響を強く受け高圧域で減少したのに対し、強制対流の場合、発生気泡の流れによる輸送限界がDNB熱流束を決めていると考えられ、流速とサブクール度が同一であれば圧力の影響は大きくないといえる。したがって、図示するように、圧力1.1MPa、サブクール度11K、流速25m/sでは、潜熱輸送分の効果が大きくとれて、 $4 \times 10^5 \text{ W/m}^2$ という高いDNB熱流束が得られている。

Fig.3は、DNB熱流束に対する発熱体直径の影響を示す。長さ L は同一(100mm)で直径3mmの結果($L/d=33$)を先に報告した6mmの結果($L/d=17$)と比較すると、流速とサブクール度が同一であれば、 L/d が小さい方がDNB熱流束は大きい。今後、これまでの実験結果を基礎に、DNB熱流束のモデルを考察し、実験結果を記述する表示式を提示したい。

参考文献

- [1]吉川ら:2009年度秋季低温工学超電導学会予稿集 1D-a09
[2]塩津ら:2010年度春季低温工学超電導学会予稿集 2D-a07

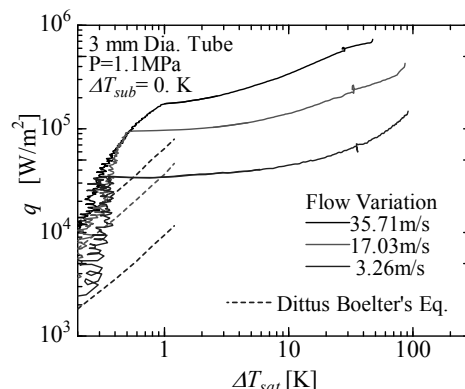


Fig.1 Heat transfer curves for various flow velocities under saturated condition at 1.1 MPa.

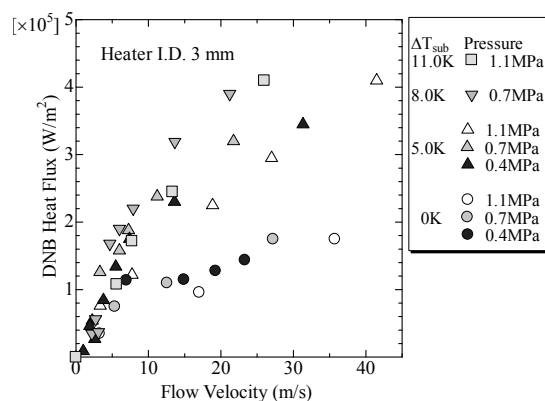


Fig.2 DNB heat flux versus velocity with pressure and subcooling as parameters.

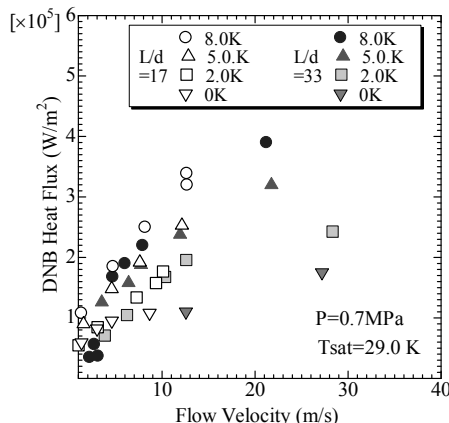


Fig.3 Effect of L/d on DNB heat flux.

超流動ヘリウムの定常熱伝達特性の三次元解析 —非対称隘路を持つ流路—

3-Dimensional Analysis for Steady State Heat Transfer in Superfluid Helium

小林 啓人, 吉川 浩太郎, 白井 康之, 塩津 正博 (京大)

KOBAYASHI Hiroto, YOSHIKAWA Kotaro, SHIRAI Yasuyuki, SHIOTSU Masahiro (Kyoto Univ.)

E-mail: kobayashi@pe.energy.kyoto-u.ac.jp

1. はじめに

超流動ヘリウムはその優れた熱伝達特性から大型の超伝導マグネットの冷却などに非常に有用であることが知られている。しかし、冷却システムを持つ三次元的に入り組んだ複雑な冷却パスが熱伝達に悪影響を及ぼすことがわかっている。

我々が以前開発した超流動ヘリウムの三次元熱伝達特性の解析プログラム(SUPER-3D⁽¹⁾)は、ダクトにコントラクションを二つ設けた場合の流速分布や温度分布、臨界熱流束(CHF)を計算することができた。しかしながら、これまでの解析コードでは長方形ダクトを対称4分割して計算していたために、コントラクションの開口部分をダクト中心にしか設置することができなかった。

そこで本研究では、ダクト全体を計算することのできる超流動ヘリウムの三次元熱伝達特性解析プログラムを開発し、それを用いて非対称隘路を持つ流路における超流動ヘリウムの三次元熱伝達特性を解析した。また、同等の条件下での熱伝達実験も行ったのでここで報告する。

2. 解析モデル

解析モデルの一例を Fig. 1 に示す。全長 100mm の片側 (Fig.1 の右端) 開放長方形ダクト (ダクト断面 32×10mm) を使用し、Fig.1 の左端に平板発熱体を設けた。長方形ダクトの片側は平板発熱体、反対側はヘリウム槽に向かって開いている。ヒータ面から出口方向のベクトルを Z 方向、その断面を XY 方向とする。ダクトには流れを妨げるような厚さ4mm のコントラクションが設けてある。このコントラクションの開口部分の面積や位置を変えることで熱伝達がどのように変化するかを調べた。

ダクトにはコントラクションが一つ設置されているものと二つ設置されているものがある。超流動ヘリウムの液槽温度 T_B は 1.8K、1.9K、2.0K、2.1K として解析した。

3. 解析方法

大気圧下 101.3hPa の He II を対象とし、計算には二流体モデルに基づく三次元熱伝達特性解析コード SUPER-3D を用いた。

数値解析では上述の基礎方程式を有限差分法により陽的に解いた。微小空間刻みは xyz 方向すべて 0.5mm の等間隔スタガード格子で、時間刻みは 0.5×10^{-6} s とした。平板発熱体から入力する熱流束は、はじめ臨界熱流束よりも小さな熱流束を与え、発熱体表面のエントロピーの変化量が十分小さくなれば系は定常状態であるとみなし入力する熱流束を上昇させることとした。また、発熱体表面に接している He II の温度の最大値がラムダ温度に達したときの熱流束を CHF とした。

4. 解析結果

$T_B = 2.0$ K、コントラクションの開口度 (開口面積/ダクト断面面積) 25% で、開口部分をそれぞれ対角に設定した場合における結果を Fig.2、Fig.3 に示す。これらはそれぞれ、CHF 時点での温度分布、CHF の数値解析結果と実験結果との比較を表している。Fig.3 の横軸をコントラクション間長さ L_2 、縦軸を CHF とする。

それぞれの開口部を対角に設置した場合、二つのコントラクションを近づけると臨界熱流束は小さくなることが分かった。コントラクション間の距離が1cm のとき、開口部を両方とも中央に設置した場合に比べ CHF が 20% 程度減少した。

数値解析の結果、2 つのコントラクション間において、常流動成分の渦が形成されていることが分かった。この渦の大きさと CHF は大きく関わっており、渦に対して L_2 が狭い場合 ($L_2 < 20$ mm 程度) は、CHF が小さくなっている。また、コントラクション間の流路が非常に狭くなると super 成分と normal 成分相互の流れが悪くなり、したがって Fig.2 のようにコントラクション間の温度勾配が大きくなる。以上の理由からコントラクション間隔が狭くなると CHF が小さくなることが説明できる。

参考文献

1. D. Doi, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 76, 1D-a06 (2007)

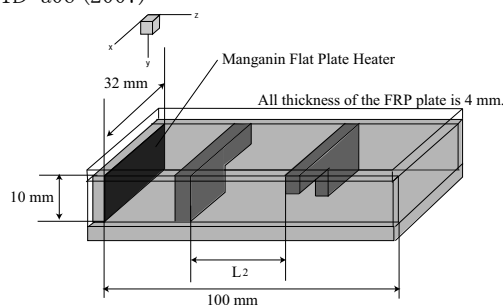


Fig.1 Experimental and numerical duct attached flat plate heater with two asymmetrical contractions.

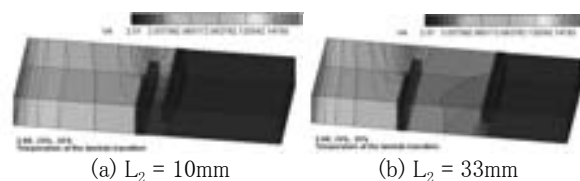


Fig.2 Temperature at the time of lambda transition for $T_B = 2.0$ K, $L_2 = 10, 33$ mm in asymmetrical duct.

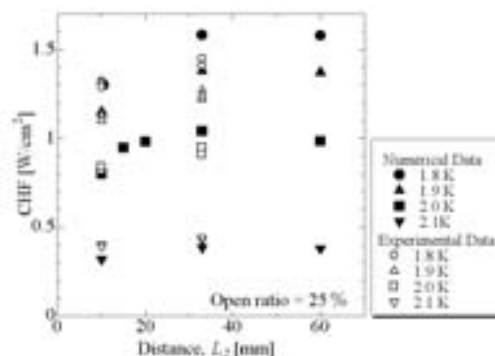


Fig.3 Comparison of Experimental and Calculated Data of Critical Heat Flux, at open ratio = 25%.

超流動ヘリウム中における細線ヒータ周りの膜沸騰モードと蒸気膜厚さの関係 Vapor film thickness of He II film boiling on several modes around a thin heated wire

高田 卓、村上 正秀 (筑波大)、木村 誠宏 (KEK)、高 秉煜 (筑波大)

TAKADA Suguru, MURAKAMI Masahide (Univ. of Tsukuba), KIMURA Nobuhiro (KEK), KOH Byonguk (Univ. of Tsukuba)

E-mail: takada@kz.tsukuba.ac.jp

1. はじめに

大気圧から飽和蒸気圧近傍に渡る広い圧力領域で径 50 ミクロンの細線周りに沸騰を起こし、その熱流束ならびに電気抵抗測定をすると同時に、可視化によって蒸気膜厚さを測定した。これによって、細線周りにおける膜沸騰モードの様相、熱伝達率が判明しただけでなく、熱流束-蒸気膜厚さの関係を明確にする事ができた。

2. 実験方法

可視化窓付きクロウデ型クライオスタット内にステンレス(SUS304、 $\phi 50 \mu\text{m}$) 線ヒータを水平方向に張り、電流を流すことで膜沸騰を引き起こした。加圧～飽和蒸気圧まで圧力を変化させて実験することで、He II 中に現れる 4 つの沸騰モードについて測定した。ヒータである SUS304 は、約 40K 以上において電気抵抗が温度に対して一意に決まるため、ヒータであると共にヒータ温度を測る温度計としても使用した。光源にはキセノンランプ、撮影にはハイスピードビデオカメラ、テレセントリックレンズを使用した。

3. 実験結果

可視化された蒸気膜厚さを画像から計測し、これらを熱流束が連続の式を満たすとして、Fig.1 の座標系の元、気液界面を貫く熱流束を算出した。(Equation (1))

$$q_i = \frac{q_w R_w}{R_i} \quad (1)$$

ここで、 q_w はヒータ壁面からの熱流束、 R_w は細線ヒータの半径であり、 R_i が気液界面の平均半径である。

このように計測結果から算出された q_i と、以下の Equation (2) であらわされる細線の半径に対して、Gorter-Mellink の関係式を展開した式を比較すると非常に良い一致が見られた。(Fig.2)

$$q_{cr} = \phi \left[\frac{(m-1)}{r} \int_{T_b}^{T_\lambda} \frac{dT}{f(T)} \right]^{\frac{1}{m}} \quad (2)$$

本実験では $m=1.4$ $\phi=1.81$ であった。つまり、この一致は、蒸気膜の平均厚さが He II 液相の輸送量の限界で決まる事を意味している。そして、細線のサイズ、印加した熱流束が決まれば、以下の式 (Equation (3)) で、蒸気膜半径を計算可能である。

$$R_i = \left[\frac{q_w R_w}{\phi [(m-1) \int_{T_b}^{T_\lambda} \frac{dT}{f(T)}]^{\frac{1}{m}}} \right]^{\frac{m}{m-1}} \quad (3)$$

そして、この関係式は、強サブクール膜沸騰・弱サブクール膜沸騰・ノイズ膜沸騰モードのモードについて、同様に成り立つ。Fig.3 は、1.9 K において強サブクール膜沸騰モードとノイズ膜沸騰の遷移領域である圧力に固定した際の、熱流束に対する平均蒸気膜半径であるが、いずれの沸騰モードにおいても Equation (3) の関係式に一致をしている。

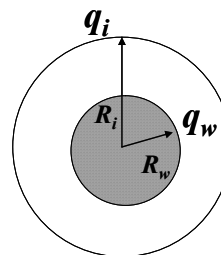


Fig.1 Illustration of the physical model of boiling around a thin wire heater

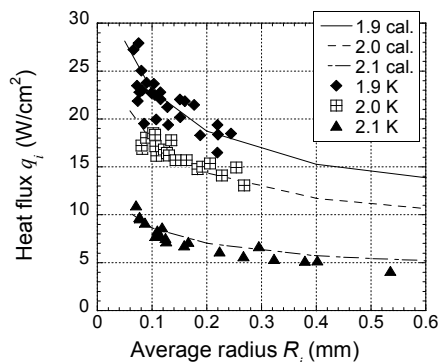


Fig.2 The averaged heat flux through the liquid-vapor interface q_i and the averaged radius R_i calculated from the Equation (3) under atmospheric pressure condition

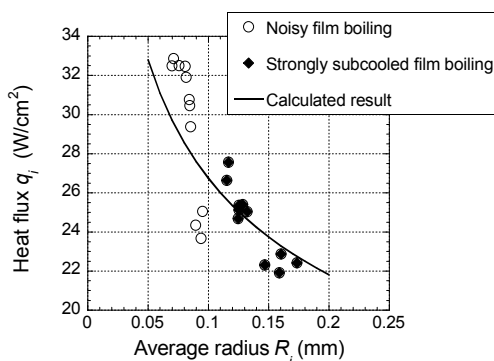


Fig.3 Correlation between the average thickness of vapor film R_i and the heat flux through liquid-vapor interface q_i . The solid line is the prediction by Equation (3) under 25 kPa at 1.9K

超流動計測に応用された PIV では何が測られるのか

What can be measured with PIV applied to He II thermo-fluid dynamic phenomena ?

村上 正秀、横田 尚也、高田 卓、前田 素規、高越 威(筑波大)

MURAKAMI Masahide, YOKOTA Naoya, TAKADA Suguru, MAEDA Motoyoshi, TAKAKOSHI Takeshi (U Tsukuba)E-mail: E-mail: murakami@kz,tsukuba.ac.jp

1. まえがき

超流動ヘリウム (He II) を使う極低温冷却が、宇宙赤外/X線天体観測や高エネルギー加速器の分野で必要とされている。このような応用では、He II は超流動乱流状態にあるのが通常である。超流動乱流は、それ自体が基礎科学として興味ある対象であるのみならず、量子化渦 (QV) という素性の明確なエレメントの集合から成るので、粘性流体の乱流より単純であるとされ、その研究は粘性流体の乱流の理解の助け共なるとも考えられている。ところで超流動乱流研究の現状は、伝熱研究を除けば圧倒的に理論先行である。しかし理論として粘性流体に擬えれば一様等方性乱流レベルなのであり、乱流化した流れ構造などはまだ対象とできない。実験が理論の後塵を拝する理由は、流速の直接計測データがないことに帰せられる。ところが最近になり、LDV (レーザードップラー流速計) や PIV (粒子画像流速計) が現れ、状況に変化の兆しが見られる。ただし、これらのトレーサー粒子を使った流速計測では、出力は粒子の速度なのであり、超流動計測に於いてはそれが超・常両流動場の何を表すのかの吟味が必要であることが分かってきた[1]。

2. 実験

実験対象は、熱カウンター流ジェットである[1]。一端の開いたジェットチャンバー内の He II をヒータ加熱すると、常流動成分がノズルよりジェットとなって流出するので、これを計測する。なお比較のため、ペローズポンプで駆動された He II ジェット (超・常両成分が一緒に流れる Co-flow) の計測もなされた[2]。

3. 結果

Figure 1 の結果は、左図が 2 次元速度ベクトルのスナップショットで、乱れたジェットが捉えられている。しかし PIV に固有のデータの欠落などを補う必要があり、799 データの条件付き平均をとり右図に示した。この平均値のノズル出口位置における断面平均と常流動成分流速の理論値との比を Fig. 2 に示した。比は 1 を下回っており、その割合は強く温度に依存することが分かる。一方、U of Maryland のグループ[3]が、PTV 法 (粒子追跡流速計) による熱カウンター流の計測で、正負両速度成分が検出された事を報告した。正方向流速の最確値は常流動成分理論流速値に等しく、負方向流速は QV にトラップされた粒子のものである (超流動成分と同方向に動く=負方向) と結論付けた。ここに、超流動計測に応用された PIV と PIV では一体何が測られるのか? という疑問がわくのである。以下に、本発表での議論を整理しておく。

Q1: 粒子が遅い速度で動いたのか? Ans1: Yes

Q2: 粒子は常流動理論流速で動いたのに PIV がそれよりも小さい値を出力してしまったのか? Ans2: He II のペローズジェットの試験では PIV 出力は全く理屈通りの値を出力したので、否定。

Q1-1: PIV では PIV で計測された負方向流速は計測されないのか? Ans1-1: 連続粒子画像 2 枚の時間間隔 Δt を 2 桁程大きくして (遅い速度の検知のため)、PIV でもジェットノズル出口方向に流れる負方向流速を検知できた。

Q1-2: なぜ PIV 計測値は常流動成分理論値よりも小さいのか? Ans1-2-1: PIV では QV にトラップされた粒子 (負方向) と常流動成分理論流速値で動く粒子 (正方向) の平均値を検知している。Ans1-2-2: 必ずしも QV にトラップされなくとも、高密度 QV との干渉で粒子速度と常流動成分流速間にスリップを生じ、理論流速値を下回った。Q3: PIV 結果の q -依存性と温度依存性は何に由来するのか? Ans3: QV と粒子の干渉の依存性に由来する。

参考文献

1. M. Murakami, et al.: Cryogenics, 49-10 (2009), pp. 543-548.
2. M. Maeda: Master Thesis, U. Tsukuba (2009)
3. M.S. Paoletti, et al.: J. Phys. Soc. Jpn. 77 (2008) 111007.

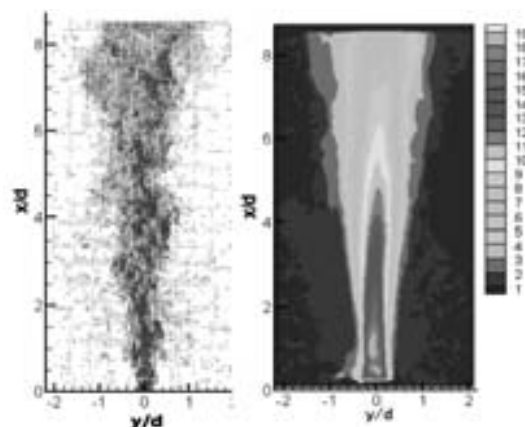


Fig. 1 PIV result of He II thermal counterflow jet. Left: snapshot, Right; conditionally ensemble average of 799 snapshot data. $T = 2.0$ K, $U_{n,theo} = 25.6$ mm/s ($= q / \rho s T$)

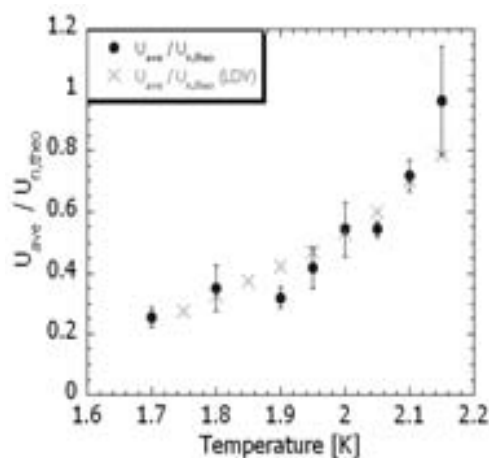


Fig. 2 Comparison of the PIV result U_{ave} with the theoretical prediction $U_{n,theo}$. LDV data (by Nakano) are also shown by crosses