

横振動下における極低温液体の温度分布変化

Change in temperature distribution of cryogen under horizontal vibration

宋 思遥, 北田 一輝, 白井 智之, 武田 実, 前川 一真(神戸大学)

SO Shiyo, KITADA Kazuki, USUI Tomoyuki, TAKEDA Minoru, MAEKAWA Kazuma (Kobe Univ.)

E-mail: takeda@maritime.kobe-u.ac.jp

1. はじめに

今日、我々は深刻なエネルギー問題に直面しているため、これまで以上に再生可能エネルギーへの注目が高まっている。しかし、再生可能エネルギーは安定したエネルギー供給が難しいため、発電した電気エネルギーを水素に変換する方法が現在注目されている。大量の水素を海外から輸入する場合、気体水素は貯蔵効率が非常に悪いが、液体水素は気体水素に比べて密度が約 800 倍になるため、液体水素の船舶海上輸送が適している。ここで、液体水素は沸点が 20 K と極めて低だけでなく、非常に蒸発しやすく、スロッシング(液面揺動)しやすい性質を持つ。よって液体水素を船舶海上輸送する際の振動とそれに伴う蒸発損失との関係を明らかにすることは、輸送時の安全面、経済面において極めて重要である。

本研究では、実験が難しい液体水素の代わりに液体窒素と液体ヘリウムを対象とし、横方向の加振により液体を振動させた場合の蒸発に伴う容器内部における温度・圧力等の変化を測定している[1]。今回は、液体ヘリウムに対する横振動試験結果を中心に、液体ヘリウムと液体窒素の温度分布変化の違いに着目して解析したので報告する。

2. 実験装置

実験装置は光学クライオスタット、横(水平方向)振動試験装置、圧力計、真空計、流量計、温度計インサート、データロガーから構成されている。クライオスタットは高さ 1200 mm、外径 300 mm、断熱真空槽、液体窒素槽(10.0 L)、液体水素槽(13.6 L)、サンプル槽(3.8 L)、光学観測窓、ニードル弁等で構成されている。Fig.1 にサンプル槽内温度計配置図を示す。温度計には CrN 温度計(T1~T4, T11)とセルノックス温度計(T5~T10)を用い、四端子法で温度を計測した。

3. 実験方法

振動数 1 Hz、振幅を 10 mm、8 mm、6 mm、4 mm、2 mm、静置状態と変化させて各々蓄圧試験、開放試験を行った。

サンプル槽内の液体ヘリウム液面を観測窓中央に合うように充填した後、蒸発量を観察し暫くして蒸発が収まるまで待機する。蓄圧試験の場合は、計測開始1分後にサンプル槽の出口バルブを閉め、それと同時に横振動を開始する。開放試験の場合、1分後に流量の計測を開始し、同時に横振動を開始する。各試験とも10分後に横振動試験装置を停止させ、その後10分静置させた。

4. 実験結果と考察

Fig.2 に蓄圧試験の振幅 10 mm における液体ヘリウムの温度分布変化を示す。ただし、T1 と T11 は計測開始時の温度が 4.2 K から大きくずれていたため、示していない。Fig.2 より、セルノックス温度計のデータが波打っていることがわかる。このことについて、現段階では温度計の特性を反映しているのか、液体ヘリウムの特性を反映しているのか明らかではない。

蓄圧状態の液体ヘリウム振動試験の結果と、以前行った液体窒素振動試験の結果の相違点について考察する。始めに温度分布変化に注目し、液面から液中央部程度(T5~T8)までの温度差を ΔT とする。液体窒素の振動試験における振動開始 10 分後の ΔT を振動条件ごとに比較すると、 ΔT の値が振幅の増大に伴って小さくなっていった。つまり、液内部での成

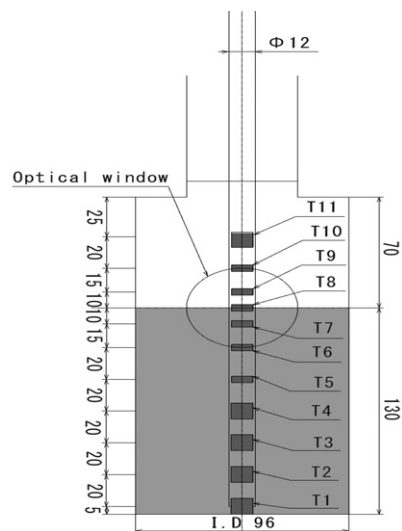


Fig.1 Layout of thermometers inside the sample space with a unit of mm.

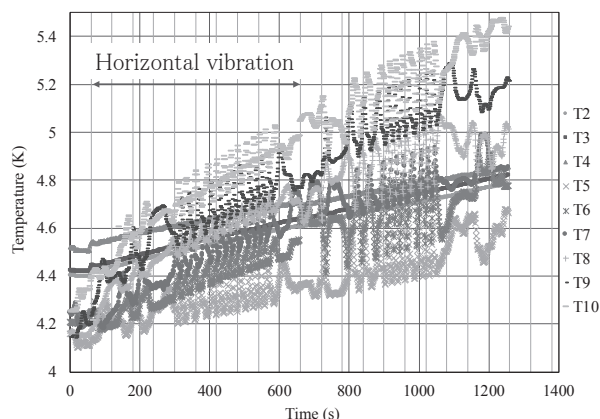


Fig.2 Time chart of temperature distribution under horizontal vibration with amplitude of 10 mm at a pressure accumulation test.

層状態が崩壊していた。これに対して、液体ヘリウムの振動試験における振動停止時(振動開始 10 分後)の ΔT を振動条件ごとに比較すると、振幅の増大と ΔT の間には明確な関係は見られず、 ΔT は大きいままであった。つまり、振幅の大きさに関係なく、成層状態が維持されていた。

次に、圧力変化に注目する。液体窒素では振幅が大きいほど振動中の圧力上昇は抑制され、最終的にどの振動条件でも試験終了時には同じ圧力値に収束していた。しかし、液体ヘリウムでは振幅が大きいほど、早く圧力が上昇し、液体窒素の時のような圧力上昇の抑制は見られなかった。

参考文献

1. S. So, *et al.*: Abstracts of CSSJ Conference, Vol. 95 (2017) p. 72

液体水素流路中心の円柱発熱体における膜沸騰熱伝達(3) Film Boiling Heat Transfer from a Cylinder to Liquid Hydrogen Flowing in Annulus (3)

塩津 正博, 白井 康之, 松本 大斗, 藤田 勝千, 石見 佳紀(京大);

小林 弘明, 野中 聡, 成尾 芳博, 稲谷 芳史(JAXA)

SHIOTSU Masahiro, SHIRAI Yasuyuki, MATSUMOTO Taito, FUJITA Katsuyuki, IWAMI Yoshiki (Kyoto Univ.);

KOBAYASHI Hiroaki, NONAKA Satoshi, NARUO Yoshihiro, INATANI Yoshifumi (JAXA)

Email: shiotsu@pe.energy.kyoto-u.ac.jp

1. 序論

液体水素冷却下での超電導機器の設計には液体水素の熱伝達特性を把握する必要がある。本報では、内径 8 mm の管状液体水素流路中心に支持した 0.7mm 径、長さ 200 mm の発熱体における膜沸騰熱伝達を測定し、前報[1,2]の 1.2mm 径の結果に基づく筆者らの表示式[2]と比較して発熱体直径の影響を検討した。

2. 実験装置及び実験方法

実験装置と実験方法の詳細については、すでに報告した[1]ので省略する。

3. 試験体

発熱体は直径 0.7 mm 長さ 200 mm の PtCo(0.5 wt. %) 合金線で FRP ブロックを貫通する流路中心に支持されている。

4. 実験結果

発熱率を指数関数状 ($Q = Q_0 e^{t/\tau}$) に $\tau = 10.0s$ で発熱体温度 400 K 近傍まで上昇させ、以後 $\tau = -10.0s$ で減少させて極小熱流束 q_{min} までの膜沸騰熱伝達係数 $h = q / \Delta T_{sat}$ を測定した。

代表的実験結果として圧力 0.7 MPa、飽和状態の h と表面過熱度 ΔT_{sat} の関係を流速をパラメータとして Fig. 1 に示す。 h は流速が大きいくほど大きく、 ΔT_{sat} が下降するに従い $\Delta T_{sat} = 80K$ 程度まで緩やかに減少するが以後急激に上昇する。

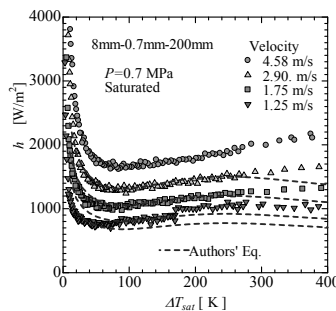


Fig.1 Film boiling heat transfer coefficients for $P=0.7$ MPa under saturated condition

Fig.2 は同じ圧力でサブクール度 8 K の場合を示す。サブクール度が大きくなると h は大きくなるが流速や過熱度依存性の傾向は類似である。

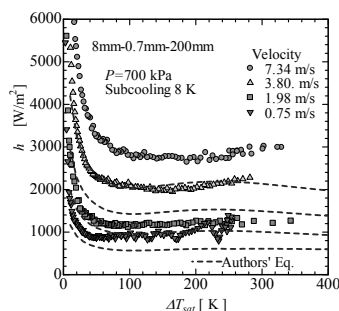


Fig.2 Film boiling heat transfer coefficients for $P=0.7$ MPa under subcooling of 8 K.

5. 膜沸騰熱伝達表示式

筆者等は、これまで直径 1.2mm の発熱体を用い種々の発熱体長さ、流路内径の流路を用いて広範囲な圧力、流速、サブクール度で実験を行い次のような表示式を提示している[2]。

$$\overline{Nu}_{D_e} = 0.63(zD_e)^{-1/4} Re_{D_e}^{0.55} (\mu/\mu_s)^{-1} M^{-1/3} F_p \quad \text{for } Re_{D_e} \geq F_v \quad (1)$$

ここで、 $M = (SpPr)^{-1} [1 + \{E_2(2Pr_s Sp)^{-1}\}] [1 - 0.7ScE_2^{-1}]$

E_2 は次式の正根。

$$E_2^3 + (5Pr_s Sp - Sc)E_2^2 - 5Pr_s Sp Sc E_2 - 7.5Pr_s^2 S_p^2 R^2 = 0$$

自然対流が優勢な低流速域では

$$\overline{Nu}_{D_e} = 0.52(z^{-1}D_e) [z\{g(\rho_l - \rho_v)\sigma^{-1}\}^{1/2}]^{1/4} M_z^{1/4} \quad \text{for } Re_{D_e} < F_v \quad (2)$$

(1)式の曲線を実験結果と比較して Fig.1 及び Fig.2 に破線です。実験結果は、40%程度表示式より大きい。さらに、圧力 0.4 MPa 及び 1.1 MPa のデータを加えて、表示式との比較を Fig.3 に示す。(1)式の線を図中に実線で示す。この実験結果は平均として約 40% 高く図中破線で示すように(1)式の係数が 0.88 程度である。

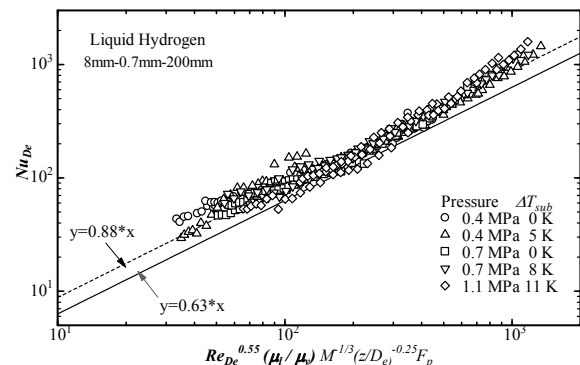


Fig.3 All the experimental data compared with the authors' eq.

6. 考察

筆者等の表示式は、広い流れの中の垂直平板発熱体からの膜沸騰熱伝達簡易モデルに基礎を置いており、発熱体曲率の影響は考慮していない。線径が小さく曲率が大きくなると膜沸騰気液界面の面積が発熱体表面積より大きくなって熱伝達率が大きくなるのが考えられる。この場合、蒸気膜が薄くなる低過熱度側で表示式に漸近すると思われる。Fig.1, Fig.2 で低流速の場合そのような傾向があるが、流速が大きくとむしろ逆の傾向である。さらに、発熱体径を変えた検討を予定している。

参考文献

- [1] Shiotsu et al.: Abstract of CSSJ conference, Vol.89 (2014), p.192.
[2] Shiotsu et al. Abstract of CSSJ conference, Vol.92 (2015), p.125.

円筒発熱体の液体水素強制対流冷却膜沸騰領域熱伝達に関する研究

Research for heat transfer of liquid hydrogen under film boiling

松本 太斗, 白井 康之, 塩津 正博, 藤田 勝千, 石見 佳紀(京大); 小林 弘明, 成尾 芳博, 稲谷 芳文, 野中 聡(JAXA)
 MATSUMOTO Taito, SHIRAI Yasuyuki, SHIOTSU Masahiro, FUJITA Katsuyuki, IWAMI Yoshiaki (Kyoto-Univ);
 KOBAYASHI Hiroaki, NARUO Yoshihiro, INATANI Yoshifumi, NONAKA Satoshi (JAXA)
 E-mail: t-matsumoto@pe.energy.kyoto-u.ac.jp

1. はじめに

我々の研究チームは、液体水素冷却超電導機器の設計において重要となる液体水素の熱伝達の測定を行っている。本研究では、内径 6 mm, 長さ 100 mm の SUS310S 製円筒発熱体を FRP 中に垂直設置し、液体水素強制対流下において、熱伝達特性の測定を行った。本発表では、膜沸騰領域における熱伝達特性の測定結果並びに既存の実験結果との比較について発表する。

2. 供試体

詳細については既に発表している[1]。内径 6 mm 厚み 0.3 mm, 加熱長さ 100 mm の SUS310S 製パイプを FRP に支持した供試体を用いた。この供試体を垂直に支持し、上向きに液体水素をある流速で流し、試験部を指数関数状の発熱率で加熱した。圧力は 400 kPa, 700 kPa, 1100 kPa (abs), 飽和温度で実験を行い、流速を 0.5 m/s から 11.0 m/s まで種々変え、液体水素の強制流動下における膜沸騰領域での熱伝達率を測定した。測定した熱流束の範囲は、 5.0×10^3 [W/m²] - 1.0×10^6 [W/m²] である。

3. 実験結果, 考察

発熱率が指数関数となる直流電流で加熱を行い、発熱体が 300 K 付近まで上昇させたのち、同じ時定数で発熱率を減少させ、極小熱流束まで膜沸騰熱伝達特性を測定した[2]。

パイプ発熱体の垂直上向きの液体水素強制対流下における膜沸騰熱伝達は、既にいくつか報告されている。下に実験された試験体について表に示す。

Table.1 Test Heater Dimention

Author	Diameter [mm]	Length [mm]	Flow Velocity [m/s]	Heat Flux [W/m ²]
Core et al	4.2	63.5	9.1-17.4	1.6×10^4 - 8.2×10^7
Hendricks et al	7.95	304.8	10.2-29.3	3.7×10^6 - 1.6×10^7
Wright et al	6.35	15.24	7.3-20.8	9.6×10^5 - 2.7×10^7

以上より、過去に行われた液体水素膜沸騰熱伝達の試験は、ロケットエンジンの冷却を想定されており、実験での流速は比較的速い。一方、超電導冷却を想定した場合は、流速が数 m/s 程度である。Table.1 などの実験データから既に液体水素膜沸騰の熱伝達特性について、いくつかの表示式が提示されている。そこで、他の著者らによる表示式を用いて今回の実験結果がどの程度表されるのかについて検討した。

Hendricks らは、膜沸騰熱伝達に関して、

$$\frac{Nu_{ex}}{Nu_{calc, fm}} = f(X_{tt}) \quad (1)$$

ここで、

$$X_{tt} = \sqrt{\left(\frac{dp}{dz}\right)_F / \left(\frac{dp}{dz}\right)_G} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.9} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0.1}$$

$$Nu_{calc, fm} = 0.023 \left(\frac{\rho_{fm} v d}{\mu_v}\right)^{0.8} \left(\frac{c_p \mu_v}{k}\right)^{0.4}$$

$$\frac{1}{\rho_{fm}} = \frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l}$$

というヌセルト数(Nu_{ex} : 実験でのヌセルト数, $Nu_{calc, fm}$: 2 層平均ヌセルト数)とロックハート・マルティネリ・パラメータ(X_{tt})で示され、Eq.(1)で整理できるとした[3]。 X_{tt} は、気相と液相のそれぞれ単相が流れた場合の圧力損失比の平方根で表される。 X_{tt} の右式は、圧力損失比について次元解析を行い、未

知数のべき乗の数を実験結果でフィッティングした式である。

Eq.(1)について、Brentari らは、Table.1 の筆者らによる実験結果より液体水素膜沸騰熱伝達の表示式として次式を提示している。[4]

$$\frac{Nu_{ex}}{Nu_{calc, fm}} = \exp(0.0527 - 0.416 \ln X_{tt} - 0.008(\ln X_{tt})^2) \quad (2)$$

Fig.1 に筆者の実験データと Eq.(2)を示す。筆者の実験データは、様々な流速で行ったデータを実験圧力ごとにまとめて示してある。図より、 X_{tt} が 1 以上の領域(ボイド率が小さい)や X_{tt} が 0.1 以下の領域(ボイド率が大きい)は誤差が大きいことが分かる。また、圧力に関しても、 X_{tt} が 0.5 以下の領域では、圧力が小さいほど、ヌセルト比は大きくなる傾向がある。熱流束や流速などの実験条件の違いが原因として考えられる。

Eq.(2)のような表示式は、常に高い熱流束かつ流速の速い冷却条件でロケットエンジンのような高熱負荷の冷却を想定して作成されたと考えられる。一方、超電導冷却は低熱負荷、低流速という冷却条件であり、設計においては、クエンチ時の熱的挙動理解が重要である。この熱的挙動を評価する上で、熱伝達特性は比較的高い精度を必要とする。つまり、超電導機器設計の基礎データを目的とした液体水素冷却特性の把握には、Eq.(1)のような整理方法では不十分であり、より正確な表示式の構築が必要であると考えられる。

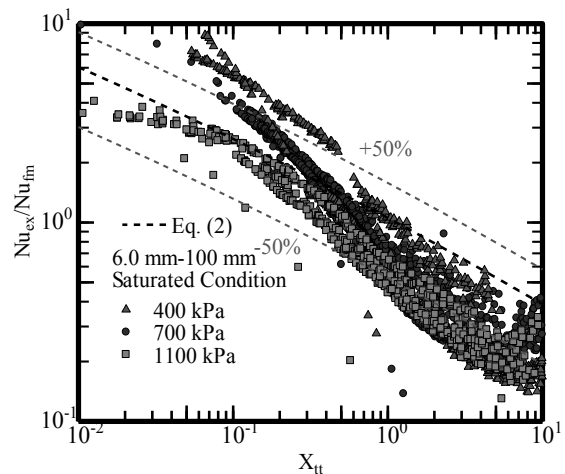


Fig.1 Nusselt Number Ratio vs X_{tt}

謝辞

本研究の一部は、JST 先端的低炭素化技術開発事業 (ALCA) の助成を受け実施したものである。

参考文献

- [1]. Y. Shirai, et al.: Adv Cry Egn; 2012
- [2]. M. Shiotsu, et al.: Abstracts of CSSJ Conference, Vol. 89 (2014) p.192
- [3]. R.C.Hendricks, et al.: NASA TN D-3095; 1966
- [4]. E.G.Brentari, et al.: 'Boiling heat transfer for oxygen, nitrogen, hydrogen, and helium' 1965
- [5]. K. Takahashi, et al.: Cryo Eng Vol. 15 No.2 1980

走査型プローブ顕微鏡用ヘリウム循環冷却システムの熱解析(Ⅲ)

Thermal analysis of a helium circulation cooling system for scanning probe microscopes (Ⅲ)

寺岡 総一郎, 青井 優樹(東大); 横田 統徳, 佐々木 徹, 宮武 優(ユニソク); 福山 寛(東大)
 TERAOKA Soichiro, AOI Yuki (Univ. of Tokyo); YOKOTA Munenori, SASAKI Toru, MIYATAKE Yutaka (Unisoku);
 FUKUYAMA Hiroshi (Univ. of Tokyo)
 E-mail: teraoka.soichiro@mail.u-tokyo.ac.jp

1. はじめに

極低温走査プローブ顕微鏡(SPM)は基礎研究分野で広く使われており, その冷却にヘリウム循環方式を採用できれば応用範囲がさらに広がる。今回は, 試作した低振動伝達・低熱損失液体ヘリウム移送管の断熱性能を実測し, 熱計算通りの低熱損失性(0.29 ± 0.06 L/h)を確認するとともに, 間欠的な送液が繰り返される自励振動が生ずることを報告した[1]。今回は, 各部の圧力やヘリウム液面を自動計測・制御することで, この振動現象のメカニズムを詳しく調べた結果を報告する。

2. 液体ヘリウム移送管の概要

設計概要は文献[2]で詳述した。SPM 側の気液セパレータからの蒸発ヘリウムガスの一部を帰還させ, 送液管を囲む熱シールドを冷却して送液管への輻射熱と伝導熱を低減する。

3. 計測・制御のセットアップ

Fig.1 に計測・制御のフローダイアグラムを示す。計測パラメータは送液側圧力(P_S)と受液側圧力(P_R) (計測機器は図中のPT1, PT2, DMM2, DMM3), 受液側液体ヘリウムレベル LL (DMM1), シールド(SL)および(SH)の温度 T_{SL} , T_{SH} (TC1)である。今回は, 小型の比例電磁弁(CV1)と直流安定化電源(PS2)を使って P_S の簡易制御を試みた。HV4 は, 制御流量範囲を調整するための CV1 のバイパス弁である。 LL は, 0.081 mm ϕ の NbTi 超電導線を使った自作液面計で連続計測した(実際の SPM 装置の蒸発量を模すため, 22 mW の計測電力を投入した)。

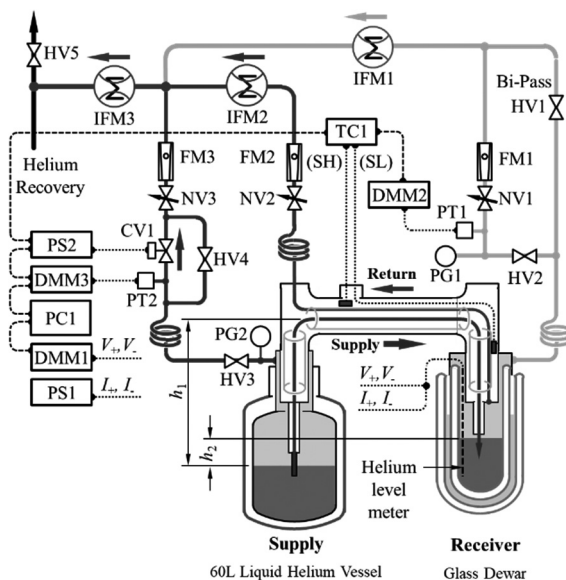


Fig.1 Flow diagram of the measurement and control

4. 測定結果

P_S の制御パラメータとして P_S 自身と LL の 2 通りを試みたが, 後者のほうが振動振幅を押さえられることが分かった。Fig.2(a)(b)に LL , P_S , P_R , 差圧 $\Delta P (= P_S - P_R)$ の時間推移に

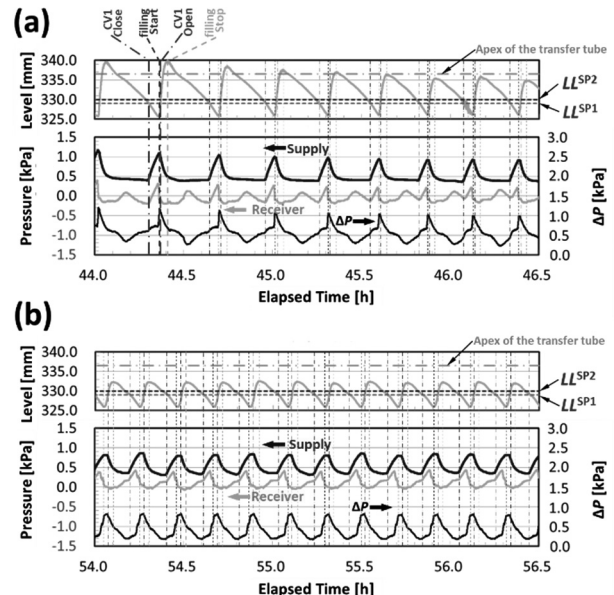


Fig.2 Time evolutions of the liquid helium level (receiver) and the pressures (supply / receiver / differential).

ついて観測された 2 種類のパターンを示す。 LL^{SP1} と LL^{SP2} は, それぞれ CV1 を全閉と全開に制御するときのレベル設定値であり, その間は線形補間した。今回は, LL^{SP2} を送液管先端より 6.5 mm 下, LL^{SP1} はそのさらに 1 mm 下に設定して, 液面を送液管先端の直下に保つようにした。

(a)(b) 共に, 液面が設定値を下回ると CV1 が閉じて P_S も P_R も昇圧に転ずるが, 或る地点で何故か P_R が急減することで ΔP が急増し両者の ΔP が $0.6 \sim 0.8$ kPa を上回ると送液が始まる。この差圧は $0.5 \sim 0.6$ m の高さの液体ヘリウムの静水圧に相当し, これは送液側の移送管の揚程と同程度である。そして, 液面が設定値 LL^{SP2} を超えると再び CV1 が開いて P_S も減少に転ずるので, ΔP が $0.6 \sim 0.8$ kPa を下回ったとき, 送液も止まる。後はこれが繰り返される。

(a)(b) 2 つのパターンで振動の周期と振幅が異なるが, 両者の間で制御パラメータは変更しておらず, 時間の経過と共に自発的に振動パターンが変化したものである。その理由は未だ分かっていないが, 自然蒸発に伴って送液側の液面が移送管の 2 重管と 1 重管の繋ぎ目付近を通過した時期と符合している点に注目している。

現在, さまざまな条件下で同様の測定を行い, 送液再開をトリガーする P_R 急減のメカニズムと, 振動パターンが自発的に変化する理由を探っている。

参考文献

1. S. Teraoka, *et al.*: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 94 (2017) p.47
2. S. Teraoka, *et al.*: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 93 (2016) p.160

小型超低温連続冷凍システムの開発 II

Development of a Compact and Continuous Ultra-low Temperature Refrigerator (II)

戸田 亮, 瀧本 翔平, 植松 祐真, 村川 智, 福山 寛 (東京大学)

TODA Ryo, TAKIMOTO Shohei, UEMATSU Yuma, MURAKAWA Satoshi, FUKUYAMA Hiroshi (The Univ. of Tokyo)

E-mail: toda.ryo@mail.u-tokyo.ac.jp

1. はじめに

従来一部の研究分野に限られてきたサブ mK の超低温実験環境をより広い分野に応用できるよう、小型で操作も簡便な断熱消磁式超低温連続冷凍システムの開発を進めている。前回 [1]は、本システムを実現する上で、磁場漏洩や磁場掃引時発熱を低減した小型超電導電磁石の開発と、良好な熱伝導をもつ小型熱スイッチの開発が不可欠であることを示し、その基本設計を報告した。今回はそれら構成要素の具体的な設計と試作、性能評価について現状を報告する。

2. 本冷凍システムの概要

本冷凍システムでは、2つの独立な小型核ステージと2つの熱スイッチを用いることで、断熱消磁法にもかかわらず連続冷凍を行う。こうした連続冷凍法は、電子スピンを利用してすでに確立しているが [2], これを核スピン系の最も一般的な磁気作業物質である銅核スピンに応用するのは、装置が大型化してしまいハードルが高い。本システムでは、増強核磁性体 PrNi₅ の Pr 核スピンを作業物質として用い、小型化を実現する。既知の物性値を使用して行った数値計算から、連続運転温度 0.8 mK で冷却力 10 nW を実現可能であることがわかった [3]。この計算で想定した予冷温度は 17 mK, 最大印加磁場は 1.2 T である。実現には、構成要素間の良好な熱伝導性や熱絶縁性の確保が不可欠であることも分かった。

3. 小型超電導電磁石

本システムで用いる小型超電導電磁石には、省スペース化のために必要なコンパクトさや漏洩磁場の低さ以外にも、低電流で必要磁場を発生できること、核ステージ等への熱リークやクエンチの危険を回避するため磁場掃引時の発熱が小さいことが求められる。

比較的低磁場かつ小型であるため、漏洩磁場の低減には超電導材より高透磁率材の磁気シールドの方が適している。磁化曲線を実測するなど複数の高透磁率材を比較検討し、磁場計算した結果、飽和磁化の大きな FeCoV 材を使い、上下に蓋をもつ厚さ 4 mm の円筒形シールドとすることで (Fig.1), シールド外径から動径方向に 3 cm 離れた位置での漏れ磁場を 0.1 mT 以下にできることがわかった。

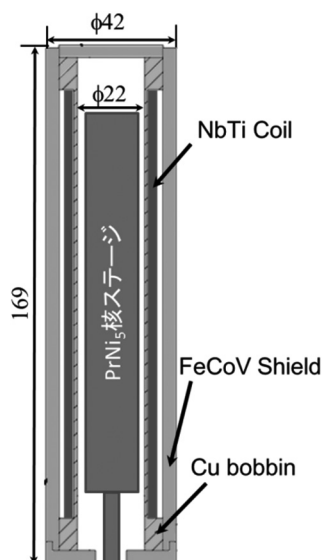


Fig.1 Compact demagnetization magnet nuclear stage.

連続冷凍では、冷媒に印加する磁場を常時掃引するので永久モードでの運用はできない。そのため、電流供給リード線でのジュール発熱が予冷用の希釈冷凍機などのパフォーマンスを低下させる可能性がある。したがって、0.2 T/A 以上のコイル定数が得られるよう線径の小さな超電導線材を使用する必要がある。さらに、超電導線であっても磁場掃引時にはヒステリシス損失による発熱を伴うため、これを小さく抑えるためにもやはり線径はできるだけ小さい方がよい。これらを考慮し、フィラメント径 10 μm の超電導細線を 54 本束ねた銅クラッドマルチフィラメント線 (被覆含み外径 0.14 mm) [4] を 24 層巻く電磁石を設計した (Fig.1)。磁気シールドの効果を取り入れた数値計算によれば、 $I = 5.6$ A で中心磁場 1.2 T を発生できる。また、1 mT/s の磁場掃引時の発熱は約 0.1 mW と見込まれる。そのため、電磁石の熱アンカーは希釈冷凍機の蒸留器 (約 0.7 K) に取る。このとき、電磁石から核ステージへの輻射熱は 0.3 nW 以下で許容範囲内である。掃引時の発生熱を速やかに除却するため、ボビン素材は銅とした。現在、この設計に従って電磁石及びシールドの製作を進めている。

4. 小型熱スイッチ

本システムで用いる超電導熱スイッチには、冷凍能力を最大限発揮させるために、導通時と絶縁時の熱伝導度の下限値と上限値に厳しい制限があり、加えて切替時の磁気発熱が小さいことが求められる。これらの条件は競合関係にあるため、冷凍能力への影響を総合的に考慮し、残留電気抵抗換算で 100 nΩ 以下、絶縁時の熱流入 1 nW 以下、切替時の磁気発熱 1 μJ 以下を目標として設計、試作した。超電導素材としては亜鉛を使用した。導通時の熱伝導度は Zn-Ag 間の接合の良し悪しに大きく影響されるため、事前に試験ピースを用いて、熱拡散法による接合条件の最適化を図った。Fig.2 は実際に試作した熱スイッチである。接合部の抵抗も含めたスイッチ全体の残留電気抵抗の実測値は 114 nΩ であった。現在、希釈冷凍機温度で熱伝導度の実測を試みている。

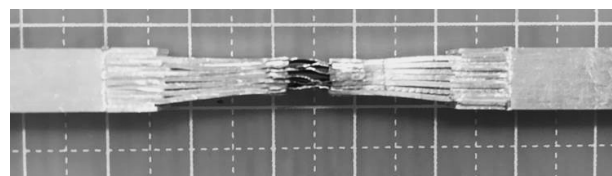


Fig.2 Zn-Ag heat switch

参考文献

1. R. Toda et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 93 (2016) p. 52.
2. T. Numazawa et. al.: TEION KOGAKU, (J. Cryo. Super. Soc. Jpn.) Vol. 50, (2015), p.95.
3. R. Toda et. al.: J. Phys. Conf. Ser. Vol. 969 (2018) p.012093.
4. Supercon Inc.: 54S43 (insulated 0.140 mm).

磁気ナノ粒子を用いた CRP の磁気免疫分析方法

Study of magnetic immunoassay analysis for detection of CRP using magnetic nanoparticles

竹内 駿, 神野 克也, 綱島 健太, 藤元 佳与, 堺 健司, 紀和 利彦, 塚田 啓二(岡山大学); 圓福 敬二(九大)
 TAKEUCHI Shun, JINNO Katsuya, TSUNASHIMA Kenta, FUJIMOTO Kayo, SAKAI Kenji, KIWA Toshihiko,
 TSUKADA Keiji (Okayama Univ.); ENPUKU Keiji (Kyushu Univ.)
 E-mail: pa3w6btj@s.okayama-u.ac.jp

1. 研究背景・目的

臨床検査における免疫分析において、現在光を用いた分析法が主流であるが、さらなる迅速性・高感度化が求められている。現在、磁気ナノ粒子(MNP)を標識マーカーとして抗原を検出する磁気免疫検査法の研究が行われている⁽¹⁾。これにより前処理なしで液相中での抗原抗体反応を測定することが出来る。本研究では、炎症反応の指標として臨床診断に活用される C 反応性タンパク(CRP)をターゲットとし、高温超伝導 SQUID (超伝導量子干渉素子)を用いた磁気免疫検査装置で CRP 濃度測定を行った。

2. 磁気免疫検査法

免疫検査法は、抗原抗体反応を利用し抗原・抗体を特異的に検出する手法である。磁気免疫検査法では、ナノサイズの超常磁性体である MNP を検出マーカーとして用い、印加磁場による MNP からの信号を検出する。交流磁化率測定による方法では、MNP の交流磁気応答が結合マーカーと未結合マーカーでブラウン運動が異なるという特性を応用している。結合反応の起きていない場合には MNP は未結合マーカーとして信号強度は大きい、結合反応が起きると MNP からの信号強度は小さくなる。したがって、信号強度の違いにより結合の度合いを調べることが出来るため、ターゲットを定量評価することが可能である。本手法では、検出抗体と捕捉抗体の 2 種類の抗体を用いてターゲットをはさみこむように結合するサンドイッチ法を用いた。

3. 磁気免疫検査システムと計測方法

本研究では、Fig.1 に示す溝口らにより開発された磁気免疫検査システムを用いた⁽²⁾。磁気シールド内に励磁コイルと、さらに内側に検出コイルを配置した。サンプルはコイル内で振動させ、印加磁場によりサンプルから発生する二次的な磁場を検出している。MNP からの信号は非常に微弱であるため、超高感度磁気センサである SQUID を用いた。SQUID はランペッジ接合を用いた積層酸化物で作られた High-Tc SQUID (SUSTERA 製)である。取得信号は電気的キャンセルによりノイズを除去、かつ三次高調波を取得することで信号成分のみを効果的に取得している。

磁気マーカーは C6cc 抗体付き FG beads®(多摩川精機)で直径140 nm、濃度10 mg/mL、ポリマービーズは C2 抗体付き Polystyrene beads(多摩川精機)で濃度10 mg/mLのものを用いた。緩衝液は50 mM HEPES に界面活性剤 Tween20 を0.054%添加したものを用いた。測定サンプル溶液は C6cc 抗体付き FG beads 2.5 μ L, C2 抗体付き Polystyrene beads 5 μ L, CRP 溶液 20 μ L, HEPES 緩衝液 32.5 μ L で調製し、添加する CRP 濃度系列は0, 0.33, 0.8, 3.33, 20, 80, 200 ng/mLとした。

4. CRP 濃度測定

磁気免疫検査システムを用いて CRP サンプルの測定を行った。サンプル溶液は C6cc 抗体付き FG beads 2.5 μ L, C2 抗体付き Polystyrene beads 5 μ L, CRP 溶液 20 μ L, HEPES 緩衝液 32.5 μ L で調製し、添加する CRP 濃度系列は0, 0.33, 0.8, 3.33, 20, 80, 200 ng/mLとした。Fig.2 に CRP 濃度0, 0.8 ng/mLでの MNP 信号波形を示す。Fig.2 において CRP 濃度0 ng/mLサンプルでは sin3f 波形の Peak-to-Peak 値は0.14 mVpp 程度であったが、CRP 濃度0.8 ng/mLでは

0.11 mVppまで低下していることが分かる。また、CRP 濃度0.3~200 ng/mL変化させたときの Peak-to-Peak 値を Fig.3 に示す。CRP 濃度が増加するにつれて信号強度が減少しており、抗原抗体反応量が多いほど信号強度が小さくなるという信号強度の濃度依存性が確認できた。

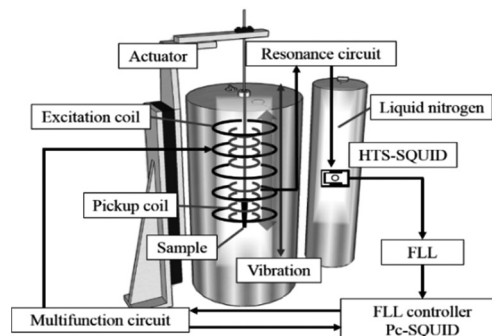


Fig.1 Schematic of magnetic immunoassay system.

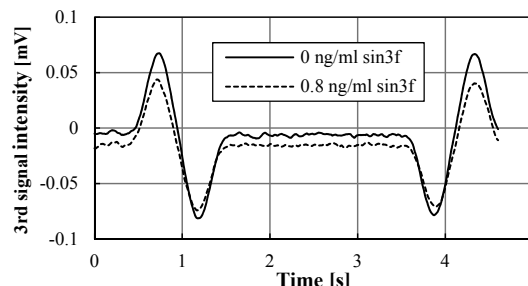


Fig.2 Signal time waveform of MNPs with different CRP concentration.

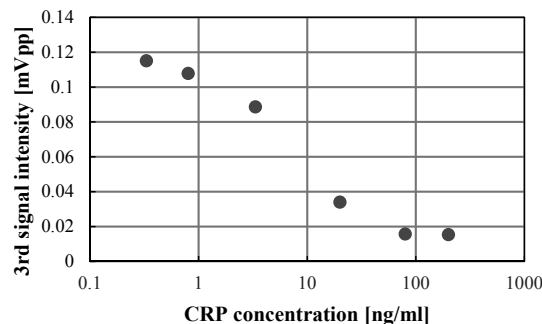


Fig.3 CRP concentration dependence of signal intensity of MNPs.

5. まとめ

本研究では磁気免疫検査システムを用い炎症反応の指標である CRP の濃度測定を行った。CRP 濃度0.3~200 ng/mL の範囲において濃度に依存して MNP の信号強度が低下することが確認できた。この濃度依存特性を検量線として、検体の CRP 濃度測定ができると考えられるため、液相中での磁気免疫検査法が可能であると示唆できた。

参考文献

- [1] K.Enpuku, et al., Japanese Journal of Applied Physics, Vol.51, No.2R, p.023002 (2012)
- [2] T.Mizoguchi, et al., IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol.26, No.5, (2016)

超伝導コイルと磁気センサを用いた非破壊検査用 広周波数帯域磁場検出器の開発

Development of wide frequency range magnetic fields detectors for non-destructive testing using HTS-coil with magnetic sensors

平田 哲朗, 合田 悠斗, 堺 健司, 紀和 利彦(岡山大); 安達 成司, 塚本 晃,
田辺 圭一(SUSTERA); 塚田啓二(岡山大)

TETSURO Hirata, YUTO Goda, KENJI Sakai, TOSHIHIKO Kiwa(OKAYAMA University); SELJI Adachi, AKIRA Tsukamoto,
KEIICHI Tanabe(SUSTERA); KEIJI Tsukada(OKAYAMA University)
E-mail: p1ok3h10@s.okayama-u.ac.jp

1. はじめに

高速道路や橋梁などのインフラの金属部分の腐食や欠陥などの劣化は倒壊などの重大事故につながる恐れがあり、これらを発見する非破壊検査技術が求められている。磁気を用いた非破壊検査は対象物に磁場を印加し、対象物からの二次的な磁場を測定することによって劣化を調べることができる手法である。初期段階で劣化を発見する必要があるため、金属の表面だけでなく内部や裏面の欠陥や腐食も検出できることが求められるが、従来の磁気非破壊検査では高周波磁場では表皮効果の影響で金属の表面のみしか検査できないという問題があった。また、従来法では対象物と近距離でしか検査することができず、アスファルトに覆われた道路など、対象物との距離がある場合の欠陥の検出が困難であった。

表面欠陥は高周波磁場で高速に検査する必要があるが、磁束を深く浸透させ、金属内部を検査するため低周波磁場を用いなければならない。そこで、広帯域の周波数において適用できるように、検出部に従来のようなノーマルコイルではなく、少ない巻き数でも低周波磁場に対して良好な応答性をもつ超伝導コイルを用いた⁽¹⁾。

2. 測定とシステム

超伝導コイルはほとんど接続部に微小な抵抗値をもつが出力電圧は小さく従来のような電圧計測が困難である。よって、本研究では超伝導コイルと磁気センサを組み合わせ、遮蔽電流を計測することを検討した。

図1に示すような測定システムを作製した。検出部には、環境ノイズを取り除くため超伝導微分コイルを用いるとともに、検出方向がサンプル表面と直行するようにコイルを縦に配置した。超伝導コイルには Bi 系の高温超伝導体の線材を用い、巻き数は6回巻きとした。遮蔽電流を測定する方法として、液体窒素温度でも良好な磁気応答特性が得られるトンネル型磁気抵抗素子(TMR)⁽²⁾を用いた。2つのTMRセンサを超伝導微分コイルの上下の内側側面に張り付け、印加磁場の方向と直行する方向の遮蔽磁場を測定することで間接的に検出し、それぞれの応答特性を比較した。超伝導微分コイルとTMRセンサは液体窒素デューワの中に配置して動作させた。

測定サンプルとして、同じ大きさ(500 mm×500 mm)の2枚の鉄板を隙間なく並べ、人工スリット傷とした。図1に示すように、作製した検出部をサンプル上に配置し、人工スリット傷の前後160 mmを20 mm間隔で測定しながらラインスキャンを行った。液体窒素デューワに巻かれた印加コイルでサンプルに100 Hzの磁場を印加し、渦電流により発生した二次的な磁場を測定した。

また、サンプルから超伝導微分コイルまでの距離をリフトオフとし、リフトオフ20 mm, 45 mm, 75 mmにおいて、ラインスキャンの測定を行った。

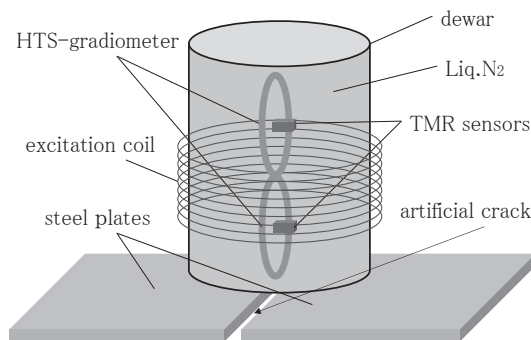


図1:測定システムの構成図

3. 結果

図2に各リフトオフにおいて人工スリット傷をラインスキャンしたときの微分コイルの上部に取り付けたセンサでの測定結果を示す。いずれのリフトオフにおいても、スリット傷のある0 mm付近を中心に出力波形に変化が見られ、超伝導コイルの上部まで遮蔽電流が伝達され、スリット傷を検出できているといえる。また、リフトオフが大きくなるほど遮蔽磁場が弱くなり、出力電圧の変化量も小さくなっている。変化量は他に比べて小さいが、アスファルトなどを想定した、リフトオフ75 mmの場合もスリット傷が検出できることが確認できた。

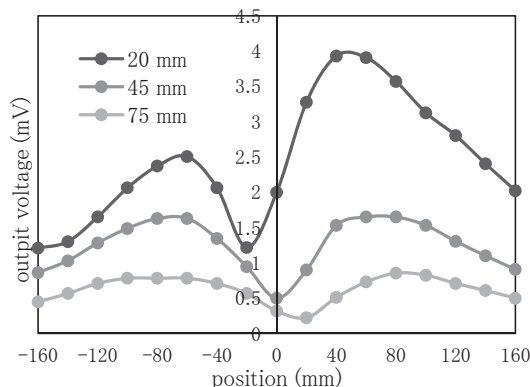


図2:リフトオフによる信号変化(上部センサ)

参考文献

1. Y. Matsunaga, R. Isshiki, Y. Nakamura, K. Sakai, T. Kiwa, and K. Tsukada, "Application of a HTS Coil With a Magnetic Sensor to Nondestructive Testing Using a Low-Frequency Magnetic Field", IEEE Trans. Appl. Supercond, vol. 27, no. 4, 1800304, 2017.
2. K. Tsukada, T. Yasugi, Y. Majima, K. Sakai, and T. Kiwa "Absolute-magnetic field measurement using nanogranular in-gap magnetic sensor with second-harmonic and liquid-nitrogen-temperature operation," AIP Advances, vol. 7, 056670, 2017.

表面障壁の制御による超伝導三端子素子の可能性

A possibility of the superconducting three terminal devices by control of the surface barrier

佐野 京佑, 鈴木 雅斗, 丸山 晃平, 近藤 真生, 田中 雅光, 山下 太郎 (名大); 井上 真澄 (名城大); 藤巻 朗 (名大)
 SANO Kyosuke, SUZUKI Masato, MARUYAMA Kohei, KONDO Naoki, TANAKA Masamitsu, YAMASHITA Taro
 (Nagoya Univ.);

INOUE Masumi (Meijo Univ.); FUJIMAKI Akira (Nagoya Univ.)

E-mail: k_sano@super.nuee.nagoya-u.ac.jp

1. はじめに

近年, MIT によりナノクライオトロン (nTron) と呼ばれる新たな超伝導素子が提案・実証され, 論理素子や超伝導素子-CMOS 素子間のインターフェイスとして期待されている[1, 2]. nTron は超伝導超薄膜にナノ加工を施して作製され, ドレイン, ソース, ゲートの三端子を有し, 局所的な熱の効果を利用してランジスタのように動作する. $10 \mu\text{A}$ 程度の微小な電流に対し, 数キロオームの高出力抵抗及びサブボルトの高出力電圧など従来の超伝導素子では望めない特長に大きな注目が集まっている. nTron の動作原理は次のようになる.

十数 nm 程度の最も細く加工されたチョークヘゲートからチョークの臨界電流値以上の電流を入力することでチョークの超伝導状態は破壊される. この時生じたホットスポット[3]がドレイン-ソース間(チャンネル)に広がり大きな抵抗領域が形成される. このような熱の効果を利用した元来の nTron の場合, チョークの常伝導転移後にチャンネル部が常伝導転移するため, その分単純に立ち上がり時間が長くなってしまふ.

今回, nTron 構造を持つ超伝導三端子素子の特性評価を通して, ボルテックスの超伝導体への侵入に対する表面障壁の制御を用いた動作による上記課題の解決可能性が示唆された.

2. 超伝導三端子素子の作製と特性評価

DC マグネトロンスパッタ法により NbTiN 薄膜を Si 基板上に堆積させ, 光リソグラフィ及び電子線リソグラフィを用いてパターンを形成し, 反応性イオンエッチングにて加工を行った. 電子線露光の条件は, 加速電圧 50 kV , ドーズ時間 $0.2 \mu\text{s}/\text{cm}^2$, ビーム電流 $2.0 \times 10^{-11} \text{ A}$ とした. デザインの一例を図 1 に, その評価結果を図 2 に示す.

図 1 に示すような超伝導三端子素子を作製し, 液体ヘリウム及び冷凍機を用いて 4.2 K にて, ドレイン電流 I_D とドレイン-ソース間電圧 V_{DS} の関係のゲート電流 I_G 依存性を評価した. 作製した素子の冷凍機中での観測されたチョーク及びチャンネルの各々の臨界電流値はともに $14.4 \mu\text{A}$ であり, 元来の nTron の動作であれば, チョークの臨界電流値を超えるように約 $15 \mu\text{A}$ 以上のゲート電流が必要となる. 一方で, 本実験を通して, 図 2 に示されるようにチョークの臨界電流値以下のゲート電流の入力によっても $2 \text{ k}\Omega$ 以上の高い出力抵抗が得られることが確認された.

3. 考察

超伝導超薄膜の形状により電流密度の制御, ひいては, 表面障壁の制御が可能であり, これによりボルテックスの侵入箇所が制限されることが, 非対称ナノブリッジの研究を通して明らかとなっている[4]. 本研究において得られた結果も同様の効果によるものと考えられ, 下記に示すような原理によりチョークの臨界電流値以下のゲート電流により大きな抵抗領域が形成されたものと考察される.

ゲートから電流入力時に, チョーク-チャンネルの結合部における形状効果により局所的に電流が集中し, 表面障壁が低減される. これにより, ボルテックスの侵入が容易となり, チャンネルに侵入したボルテックスに伴う周回電流とチャンネルへの供給電流の和が臨界電流値を超える. これがチャンネルの超伝導

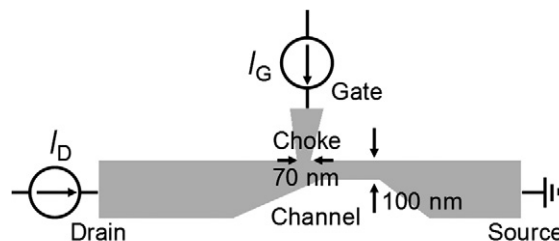


Fig.1 A design of superconducting three terminal device

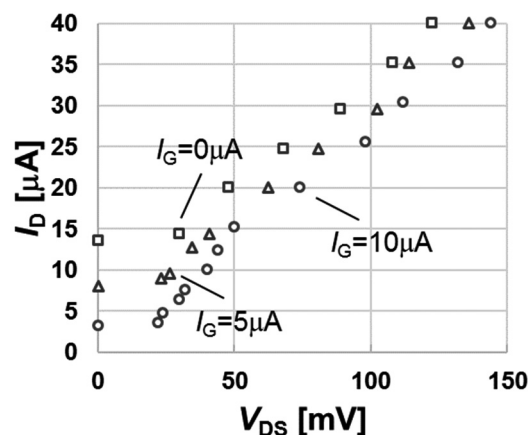


Fig.2 Current-voltage characteristic of fabricated three terminal superconducting device obtained at 4.2 K

-常伝導転移のトリガとなる. この時, チャンネル上のボルテックスの横断により生じるジュール熱が素子の冷却速度を上回ることで熱的な正帰還がかかり, チャンネルが常伝導転移し大きな出力抵抗が生じる.

以上のような原理を用いて動作させた場合, 最初にチャンネル部が常伝導転移するため, 元来の nTron の動作と比較し, その立ち上がり時間は低減される. また, チョーク部の超伝導-常伝導転移及び熱を生じさせる設計を必要としないことから, ゲート電流に対する高感度化や設計の単純化も期待される.

本研究を通して, 表面障壁の制御による超伝導三端子素子の可能性が示唆された.

参考文献

1. A. N. McCaughan and K. K. Berggren: Nano Lett., Vol. 14 (2014) p. 5748
2. Q. Y. Zhao, *et al.*, Supercond. Sci. Technol., Vol. 30 (2017) p.044002
3. G. N. Gol'tsman, *et al.*, Appl. Phys. Lett., Vol. 79 (2001) pp.750-707
4. K. Kajino, *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 51 (2012) p.053101

謝辞

本研究の一部は科研費 (26220904, 16H02340, 16H02796) の助成を受けて実施したものである. 超伝導素子の測定結果の一部は TOBB 大学の Ali Bozbey 氏により提供された測定環境にて得られたものである.

Goldschmidt アルゴリズムを用いた単一磁束量子論理に基づく 浮動小数点型除算器の設計と評価

Design and Evaluation of Floating-Point Divider Using the Goldschmidt's Algorithm Based on Single Flux Quantum Logic

真田 燿嘉 (横浜国大); 山梨 裕希 (横浜国大); 吉川 信行 (横浜国大)
 SANADA Akiyoshi (Yokohama Nat'l Univ.); YAMANASHI Yuki (Yokohama Nat'l Univ.);
 YOSHIKAWA Nobuyuki (Yokohama Nat'l Univ.)
 E-mail: sanada-akiyoshi-sk@ynu.jp

1. はじめに

単一磁束量子 (SFQ) 論理回路[1]は、半導体集積回路と比較し 1/1000 程度の消費電力、数十 GHz の高速動作といった特徴を持っており、半導体集積回路に代わる次世代の High Performance Computing (HPC) 分野における有力な候補と考えられている。

HPC 分野において Graphics Processing Unit (GPU) を積極的に用いる General-Purpose computing on GPU (GPGPU) は、その計算能力及び低消費電力性から一般的な手法となってきた[2]。高い演算能力が求められる GPU において、浮動小数点演算は重要な役割を担っている。浮動小数点演算において、四則演算のうち、除算は最も複雑かつ長い演算時間を要する演算である。

本研究では、将来の超伝導 GPGPU に向けた、効率的に除算を実行するための除算専用のハードウェアについて調査し、浮動小数点 SFQ 除算回路の設計と評価を行った。

除算を実行するアルゴリズムはいくつか知られているが、本研究では単純な乗算を繰り返し実行することで除算を実行する Goldschmidt アルゴリズム[3]と呼ばれるアルゴリズムを採用した。独立した乗算を繰り返し実行するこのアルゴリズムはパイプライン化に適しており、ラッチ機能を有する SFQ 論理回路に適していると考えられる。

2. 除算回路の構成

Goldschmidt アルゴリズムに基づき構成した SFQ 除算回路の構成図を Fig.1 に示す。ルックアップテーブル、乗算器、レジスタ及び2の補数変換回路により構成される。まず初めに除算器に除数 d 及び被除数 z が入力される。除数 d はルックアップテーブルに入力され、そこから得られた値及び d, z が順に乗算器に入力され乗算結果 d_1, z_1 が得られ、順にレジスタに保持される。次にレジスタにクロックを入力しデータを読み出し、乗算器へ d_1, z_1 の入力を行い、乗算結果 d_2, z_2 を得る。これを繰り返していくと z_i は求める精度の除算結果となる。乗算器、レジスタの詳細な構成、データの制御については当日発表する。

3. 除算器の設計と評価

Fig.1 の構成に基づき入力 4 ビット、出力 15 ビットの除算回路の設計を行った。目標動作周波数 50 GHz において正常動作を確認し、80-125%の幅広いバイアスマージンを得ることができた。接合数は 8091 で乗数、被乗数を入力してから、除算結果を得るまでのレイテンシは 3.9 ns であり、256 MIPS であった。Fig.2、Fig.3 は入力ビット数に対する本構成による除算器のレイテンシと接合数の見積もりを示している。 n ビットの入力に対して、レイテンシは $O(n \log n)$ 、接合数は $O(n)$ で増加する。

参考文献

1. K. K. Likharev, et al.: IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol. 1 (1991) pp. 1-28
2. <https://developer.nvidia.com/cuda-zone>
3. R. Goldschmidt, Master thesis, MIT, 1964.

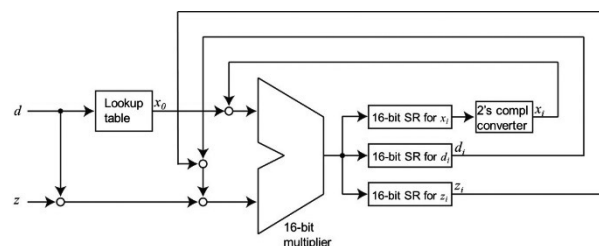


Fig.1 Configuration of Goldschmidt's SFQ divider

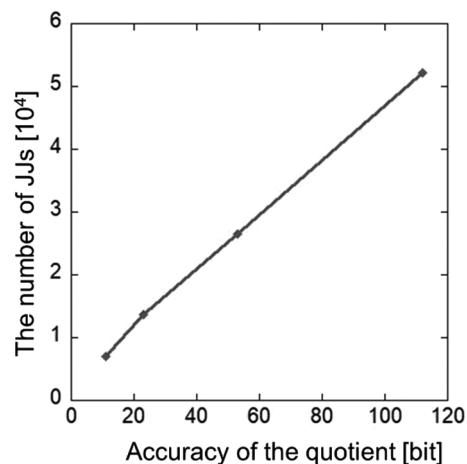


Fig.2 Dependence of the number of Josephson Junctions on accuracy of the quotient

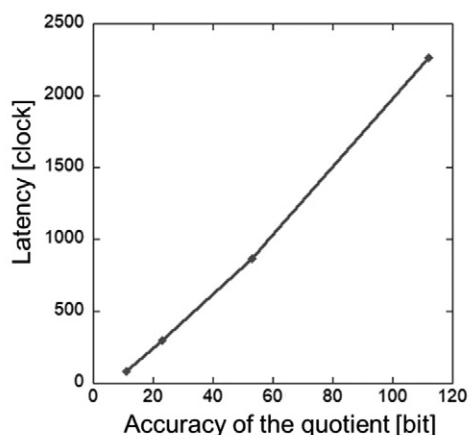


Fig.3 Dependence of latency on accuracy of the quotient