磁束ポンプの超電導マグネット励磁特性

正員 築地 浩 (佐賀大)

正員 星野 勉 (佐賀大)

正員 牟田 一 弥 (佐賀大)

Characteristics of Exciting Superconducting Magnet by Magnetic Flux Pump
Hiroshi Tsukiji, Member, Tsutomu Hoshino, Member, Ituya Muta, Member(Saga University)

For exciting superconducting magnets has been used conventional power supply and power leads. This way has some problems: heat leak into the cryogenic part, occurrence of Joule loss in the power leads, etc. To overcome such problems, the use of superconducting magnetic flux pump has been studied. The magnetic flux pump can serve a permanent current mode switch and power leads to supply large current in superconducting magnets. However, the design method of the flux pump has not been known well. Therefore, we have developed a small size magnetic flux pump for analysis purposes to investigate its characteristics and actual performance when exciting a superconducting magnet. Furthermore, we have theoretically and experimentally examined the method to improve performances of the flux pump. As a result, we derived some important design parameters. This paper also gives a comparison between theoretical simulation and experimental results for the case of single and series-connected flux pump devices, respectively. Further it is clarified that the series- and parallel- connection of the flux pump can improve performances.

キーワード: 超電導マグネット、磁束ポンプ、超電導マグネット励磁電源、パワーリード

1. まえがき

現在開発中の超電導発電機、MRI また分析機器等の超電導マグネットの励磁には従来の電流源とパワーリード、時には永久電流モードへの切り替えスイッチを用いた方式がとられている。しかし、この方法だと極低温中に置かれた超電導マグネットへの熱侵入やパワーリードにおけるジュール損、永久電流スイッチの設置またその損失発生が問題となるなど、課題が残されている。

以上の諸問題への対応策の一つとして、磁束ポンプ^{(1)~(4)}による励磁と永久電流モード化が挙げられる。磁束ポンプはそれ自体が超電導現象を応用した大電流発生源である。従って、超電導マグネットと常時超電導閉ループを形成でき、永久電流モードへの切り替えスイッチを不要とし、また、外部より直接大電流を供給する必要もないので熱侵入・ジュール損の発生はない。

筆者らは、これらに着目し、移動磁界形磁束ポンプ(以下、磁束ポンプと称する)を用いた励磁系の構築と、未だ明確にされていない設計法の確立を目指し、磁束ポンプの応用あるいは定量的特性把握のための実験を行い、その実現

性を追求してきた。

例えば、20kVA 級全超電導発電機を試作し、その界磁励磁系に適用し、ブラシレス化を図り、発電試験に成功した⁽⁵⁾。また一方では、別途製作した磁束ポンプによる小形超電導マグネット励磁実験および従来の電流特性式⁽¹⁾によるシミュレーションで、電流発生特性の定量的検討を行った⁽⁶⁾。さらに、改良形として励磁速度向上を図った直列形や電流容量増大を図った並列形装置の基礎実験も行い、磁束ポンプの性能向上についても検討している。特に、特性解析上必要な電流特性式を上述の直列形にも対応できるよう新たに導出した。

本稿では、上記の磁束ポンプによる小形超電導マグネットの励磁特性実験の結果から直並列を施すことで性能向上が図れること、ならびに新しく筆者らが導出した高速励磁対応の複数直列形磁束ポンプの電流電圧特性式について述べ、また実験結果と本式によるシミュレーションとの比較を行いながら、磁束ポンプ式励磁法の特性を検討する。

2. 磁束ポンプの動作原理と特性式

図 1 磁束ポンプの動作原理

Fig. 1. Principle of the magnetic flux pump.

図 1 に磁束ポンプの動作原理図を示す。図のような超電導線 (NbTi) と超電導ストリップ (Nb) で超電導閉ループを構成する。Nb ストリップの臨界磁界を越える磁束を電磁石などで与え、Nb ストリップ上に形成した常電導スポットを貫通する磁束を超電導閉ループ内に取り込み、それに相当した永久電流を発生させる。この過程を周期 T で繰り返すことで閉ループ内の超電導コイルに電流を蓄えていく。しかし、磁束の取り込みの際、Nb ストリップ上にインダクタンス l (磁束ポンプの自己インダクタンスという。) を生じるので、サイクル毎にそれに相当する漏れ磁束分の電流を失う。以上の動作で発生増加していく電流 $I(t)$ は以下の式⁽¹⁾で表される。

$$I(t) = \frac{\Phi}{2l} \left(1 - \frac{fl}{R}\right) \left\{1 - \exp\left(-\frac{2fl}{L}t\right)\right\} \dots\dots\dots(1)$$

磁束ポンプの発生電圧 $V(t)$ は、 $V(t) = L \cdot dI/dt$ より、次式になる。

$$V(t) = L \frac{\Phi f}{L} \left(1 - \frac{fl}{R}\right) \exp\left(-\frac{2fl}{L}t\right) \dots\dots\dots(2)$$

以上の式で、各記号は次に示すとうりである。

$$S = W \cdot h \quad l = \mu_0 \frac{S}{d} \quad R = \rho \frac{h}{\delta \cdot W}$$

図 2 磁束ポンプ実験装置の全体図
Fig. 2. Setup of the test facility.

- $I(t)$: t 秒後の電流 [A]
- $V(t)$: t 秒後の電圧 [V]
- f : 磁束取り込み周期 T の逆数 [Hz]
- Φ : 一周期に取り込まれる磁束量 [Wb]
- R : 常電導スポットの抵抗 [Ω]
- l : 磁束ポンプの自己インダクタンス [H]
- L : 負荷コイルの自己インダクタンス [H]
- S : 常電導スポットの面積 [m^2]
- μ_0 : 真空の透磁率 [H/m]
- ρ : 常電導スポットの抵抗率 [$\Omega \cdot \text{m}$]
- δ : Nb ストリップの厚み [m]
- d : Nb ストリップと磁極との空隙間隔 [m]
- W : 常電導スポット幅 (移動方向)[m]
- h : 常電導スポット長 (電流の方向)[m]

特に、磁束ポンプの自己インダクタンス l は常電導スポットの大きさや磁極と Nb ストリップとの空隙長に影響を受ける⁽⁷⁾。また、常電導スポットの電気抵抗 R は電流方向における値であり、その抵抗率 ρ は $1 \times 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$ である⁽⁸⁾。

3. 実験装置

図2は、実験装置の全体図である。装置の主要部分は磁束ポンプと負荷コイルから成っており、ガラス製クライオスタットに納め、図のように配置した。磁束ポンプの動作には装置最上部の駆動用モータを用いて機械的に磁界を回転移動させる。

図3 磁束ポンプの断面図

Fig. 3. Crossection of the magnetic flux pump.

直列接続 並列接続

図4 直並列磁束ポンプの接続法

Fig. 4. The way of series and prallel connection of two Nb strips.

(3.1) 磁束ポンプ 磁束ポンプの断面図を図3に示す。磁束の取り込み周期 T がロータ回転の2分の1周期となる様に、同一形状（ロータ回転方向幅：32mm）のNbストリップを突極ロータとステータのNS両極の間隙（3mm）のほぼ中央に1枚ずつ配置している。ステータ側のNbTi線で巻いた磁束印加用超電導コイルを電流 I_{ex} [A] で励磁して磁束を作り、ロータの回転によるレクタンス変化でNbストリップ上に移動する常電導スポットを形成させる。ポンプの構成は以下のような3タイプを考えた。電流発生の基本特性を検討するために、片側極のNbストリップ1枚のみを負荷コイルと結線した1機形、また、図4に示し

た両極のNbストリップ2枚を直列接続して励磁のスピードアップを図った2機直列形、さらに、両極の2枚を並列接続にして電流量の増大を図った2機並列形である。

(3.2) 負荷コイル 超電導閉ループを構成する負荷コイルには空芯超電導ソレノイドコイルを用いており、その自己インダクタンス L は1.35 mHである。負荷コイルに蓄えられる電流 $I(t)$ の計測には負荷コイルの軸中心に置いた校正済みの磁界センサー（ホール素子）を用い、コイルの磁束密度から電流値を求めた。

なお、表1に装置の主な仕様諸元を示す。

4. 実験結果

実験に用いているクライオスタットはガラス製なので、ロータの高速回転に伴い、攪拌された液体ヘリウムの気化による内部圧力上昇に対して構造的に難点がある。また、装置全体を液体ヘリウムに浸漬した状態で実験を行っているので、ロータの攪拌によるNbストリップ付近の温度上昇も問題となる。従って、最高回転数を800rpmに制限して実験を行った。実験ではロータの回転数 N と磁束印加用励磁電流 I_{ex} をパラメータとして、上述の3タイプの磁束ポンプにおける負荷コイルの励磁特性をみた。

図5 電流増加特性(1機)

Fig. 5. Flux pumping behavior(single).

磁束ポンプが1機のみ、2機直列、2機並列の場合について、電流発生特性の実験結果をそれぞれ図5、6、7に示した。

グラフ上の電流は、発生直後からクエンチに達するまでの経過を示している。このクエンチは負荷コイルで発生する磁界の大きさ（例えば負荷コイル電流100Aのとき、負荷コイル中心軸中央で実験による校正值約0.6T、磁束ポンプ真下で計算値約0.01T）を考慮すると明かにNbストリップ上でのものであり、常電導スポットによる電流の圧縮⁽¹⁰⁾で臨界電流値を越えたことに因ると推測している。したがって本実験のようにクエンチに拘らず連続運転をした場合、クエンチ後の瞬時の電流減衰によりNbストリップ

表 1 磁束ポンプ及び負荷コイルの諸元

Table 1. Major parameters of flux pump and load coil.

磁束ポンプ	励磁コイル	ロータとステータ間隙磁束密度: $0.2\text{T}/I_{ex}(=8\text{A})$
	Nb ストリップ	NbTi 線 : $\phi 0.535\text{ mm}$
	ステータコア	厚さ δ : $20\mu\text{m}$, 幅 (ロータ回転方向) $32\text{ mm} \times$ 高さ 90 mm (ロータ回転軸方向)
	突極形ロータ	積層珪素鋼板の厚さ (ロータ回転軸方向) h : 60 mm
負荷コイル		軟鉄: 幅 $6\text{ mm} \times$ 高さ (回転軸方向) h 60 mm
	空芯ソレノイドコイル	巻数: 279 ターン: 内径 $15\text{ mm} \times$ 高さ 50 mm
	インダクタンス	NbTi 線 : $\phi 0.9\text{ mm}$ 1.352 mH

図 6 電流増加特性 (2 機直列)

Fig. 6. Flux pumping behavior (two in series).

図 7 電流増加特性 (2 機並列)

Fig. 7. Flux pumping behavior (two in parallel).

は超電導復帰し、電流は再度増加をはじめ、ほぼ同じ電流値に到達するとクエンチを起こす現象が全ての場合でみられた (図では一部クエンチの様子を除いた)。また図 5 において、 $N = 200\text{rpm}$, $I_{ex} = 8\text{A}$ のときに、磁束ポンプの動作を途中で止めればその時の電流を保持できることが確認された。一般に I_{ex} または N が大きいほど負荷コイルへの励磁速度が速いが、これは I_{ex} が大きいほど、1 回当たりの取り込み磁束量が多いことや、 N が大きいほど単位時間当たりの取り込み回数が多いためである。しかし、 I_{ex} が大きいほど、超電導状態の Nb ストリップ上に形成する常電導スポットの占有面積が大きくなることや、 N が大きいほど単位時間当たりの電流変化 (励磁速度) や Nb ストリップ上の渦電流損の発生が大きくなり、更にロータの攪拌による液体ヘリウム中での熱発生が大きくなることが想像され、比較的早い時期にクエンチに至ってしまう。また、各タイプにおける $N = 200\text{ rpm}$, $I_{ex} = 8\text{ A}$ でのクエンチまでの発生電流を比較してみると、最大発生電流値は並列形が最も大きく、 177 A となり、1 機の場合の 2 倍以上程度に到達している。これは、並列化することで、Nb ストリップ上の単位時間当たりの電流変化が低下するものの、電流

容量は増大できることを表している。

電流増加率については、直列形が最も大きく、1 機または 2 機並列の場合の約 2 倍の値となっている。従って、電流容量向上のためには並列接続を行い、励磁の高速化には直列接続⁽⁹⁾を行えばよいことが実験的に確認された。

得られた諸特性データの一例を表 2 に比較してまとめた。なお、最大電流増加率および最大出力電圧は作動開始直後の値である。一方、最大電流値発生までの時間も掲示した。

5. 磁束ポンプの特性シミュレーション

上述した磁束ポンプの電流・電圧の特性式は過去の研究より導出されたもの⁽¹⁾だが、これは 1 機の場合であり、数機を直列した場合には使用できない。筆者らは多機直列形にも対応できる特性式を導出し、これを用いて、2 機直列の場合についてシミュレーションを行い、上述した実験結果と比較した。

(5.1) 直列形磁束ポンプの電流・電圧特性式 図 8 は多機 (n 機) 直列形磁束ポンプの概念図である。導出した特性式を以下に示す。

表 2 発生電流電圧の比較 (8A,200rpm 時)

Table 2. Comparison of pumping behavior(in case of 8A,200rpm).			
	磁束ポンプ 1 機	2 機直列	2 機並列
最大電流増加率 (A/sec)	0.510	0.999	0.530
最大電流発生値 (A)	71(240 秒後)	92(170 秒後)	177(900 秒後)
最大出力電圧 (mV)	0.692	1.351	0.716

図 8 n 機直列形磁束ポンプの概念図

Fig. 8. Concept of many flux pumps in series connection.

$$I_n(t) = \frac{n\Phi}{(n+1)l} \left(1 - \frac{fl}{R}\right) \left\{1 - \exp\left(-\frac{(n+1)fl}{L+nl}t\right)\right\} \quad (3)$$

$$V_n(t) = L \frac{n\Phi f}{L+nl} \left(1 - \frac{fl}{R}\right) \exp\left(-\frac{(n+1)fl}{L+nl}t\right) \quad \dots (4)$$

n は磁束ポンプの機数であって、その他のパラメータは前述のものと同じである。ちなみに、 $n=1, L \gg l$ とすれば、従来の (1), (2) 式になる。

電圧特性式より、多機直列磁束ポンプの出力し得る最大電圧 $V_{n\max}$ を求めると $n \rightarrow \infty$ として次の様になる。

$$\begin{aligned} V_{n\max}(t) &= V_{n=\infty}(t) \\ &= \lim_{n \rightarrow \infty} L \frac{n\Phi f}{L+nl} \left(1 - \frac{fl}{R}\right) \exp\left(-\frac{(n+1)fl}{L+nl}t\right) \\ &= L \frac{\Phi f}{l} \left(1 - \frac{fl}{R}\right) \exp(-ft) \end{aligned} \quad \dots (5)$$

最大出力電圧は、 $t=0$ のときであるから、

$$V_{n=\infty}(0) = L \frac{\Phi f}{l} \left(1 - \frac{fl}{R}\right) \quad \dots (6)$$

即ち、直列接続磁束ポンプの発生し得る限界電圧は負荷コイルのインダクタンス L と自己インダクタンス l の比に

依存し、その電圧を負荷コイル L で除して得られる最大励磁スピードは L の成分が消えるので負荷コイルの大きさに無関係となる。

もし、 $l/L \simeq 1$ ならば、1 機のとときに

$$V_{n=1}(0) = \frac{1}{2} \Phi f \left(1 - \frac{fl}{R}\right) \quad \dots (7)$$

となり、 $n = \infty$ とすれば、

$$V_{n=\infty}(0) = \Phi f \left(1 - \frac{fl}{R}\right) \quad \dots (8)$$

となる。

(8) 式は、 $l/L \simeq 0$ のときの 1 機の場合 (2) 式に相当する。従って、負荷コイル L と自己インダクタンス l が $L \gg l$ の場合ほど、直列接続が有効になり、理論的に、 $l/L \simeq 0$ の時、直列機数に比例して増加する。これらの様相を機数 n と最大電圧比 $V_{n\max}/V_{1\max}$ ($V_{1\max}$: 1 機の場合) に関して図 9 に示した。

図 9 直列機数と最大出力電圧

Fig. 9. The relation between the number of connected fluxpumps in series and maximum output voltage.

(5・2) 磁束ポンプの自己インダクタンスの算出 先に、自己インダクタンスが常電導スポットの大きさに影響されることを述べたが、この値が磁束ポンプ特性を決定する重要なファクターの一つである。しかし、超電導状態の Nb ストリップ上の常電導スポットは混合状態にあるため、その大きさを正確に把握することは難しい。

一般的に、電磁界解析等^(10,11)により求めるのが正攻法であるが、筆者らは以下の方法により、まず印加磁束量を求めることで Nb ストリップ上の常電導スポットの移動方

図 10 Nb ストリップの磁気シールド効果
Fig. 10. Magnetic shield on Nb strip.

図 12 電流増加特性の比較 (2 機直列)
Fig. 12. Comparison of experiment with simulation (two in series).

図 11 電流増加特性の比較 (1 機のみ)
Fig. 11. Comparison of experiment with simulation (single).

向の大きさ W を決定し、上述の式により、自己インダクタンス l を近似的に算出した。

始動直後の出力電圧 $V(0)$ は (4) 式より、

$$V(0) = L \frac{n\Phi f}{L + nl} \left(1 - \frac{fl}{R}\right) \dots \dots \dots (9)$$

ここで、 $fl/R \ll 1$ と仮定すれば、一般的に $l \ll L^{(1)}$ なので、

$$V = n \cdot \Phi \cdot f \dots \dots \dots (10)$$

となり、 V, f は実験より求められるので、 Φ を知ることができる。さらに、

$$\Phi = B \cdot S = B \cdot W \cdot h \dots \dots \dots (11)$$

ここで図 10 は、図 3 において Nb ストリップがある場合とない場合の I_{ex} に対する空隙磁束密度 B [T] をステ

タコアと Nb ストリップの間に設置した校正済みホール素子にて測定した結果を示したものである。Nb ストリップがある場合には I_{ex} の増加・減少時にフラックスジャンプとヒステリシスが見られ、 I_{ex} の手動調整のため印加磁束の増減速度が不均一で磁束変化が大きいと透過磁束分も増加する傾向がみられた。また磁束透過分がなくても約 0.04T ($I_{ex} = 1.6A$ 分の量) が実験中観測され、 $I_{ex} = 0$ 時点で Nb 材による残留トラップ磁束の可能性もある。さらに本装置の I_{ex} 方向設定は可逆的で、図示した I_{ex} 方向は本実験直前に行った磁束ポンプの特性試験のときのものと逆のため、残留磁束が減少することにより、 $I_{ex} = 0$ 時点での磁束密度に不一致がみられる。この図から、 $I_{ex} = 8A$ の時 B は 0.19T であり、常電導スポット長 h 方向の磁束密度分布を一定とすれば $h = 60mm$ とおけるので、常電導スポットの移動方向への幅 W を求めることができる。

これより、本装置での l, R を決定する。例えば、 $N = 200rpm$ $I_{ex} = 8A$ では、1 機の場合、前節より $V = 0.69mV, f = 1/T = 2 \times N/60 = 6.7 Hz$ (磁束の取り込み周期 T はロータの回転周期の半分) なので、 $W = 8.7 \times 10^{-3}m$ になり、 $l = 4.4 \times 10^{-7}H$ ($d = 1.5 \times 10^{-3}m$), $R = 3.4 \times 10^{-3}\Omega$ となる。

〈5.3〉 実験値との比較 以上の方法により、1 機 ($n = 1$) の場合と 2 機直列 ($n = 2$) の場合において、 $I_{ex} = 8A, N = 100, 200, 400, 600rpm$ について、(3) 式に基づきそれぞれシミュレーションを行い、実験値と比較した。結果を図 11、図 12 に示す。理論値が前述の自己インダクタンス算出上の誤差のため実験値より若干下回っている場合もあるが、クエンチが起きる前までは両者は良く一致している。時間と共に実験の電流値が理論値に比べ、若干低くなる傾向があるが、これは Nb ストリップ上での電流量増加に対する l の増加⁽⁷⁾や、ロータの回転に伴う熱発生による温度上昇の影響によるものと考えている。他のパ

ラメータについても幾つか検討してみたところ、良い一致を得た。従って、先に算出したパラメータ l と R がおよそ真値に等しいと考えてよいであろう。また、前述の仮定 $fl/R \ll 1$ で示したように、電流特性式中の項 $(1 - fl/R)$ はほぼ 1 となり、磁束取り込み時における逆起電力による影響は本実験では殆どみうけられない。

さらに、理論値より最終電流到達値 I_{max} を予想できる。例えば、本装置において 2 機直列 ($n = 2$) の場合は $I_{ex} = 8A, N = 200\text{rpm}$ の時、 $I_{max} = 157A$ と予測される。しかし現実実験段階に於いては、理論値に到達できるか不確実を残しており、今後の研究課題である。具体的な手段としてストリップの厚みを数倍に増したり、常電導スポットの幾何学的な検討⁽¹⁰⁾の必要がある。更に、液体ヘリウム中でのロータ回転における機械的なロス発生の低減を行うことにより温度上昇を抑えクエンチを防げれば、最終電流到達値の実験的検討も可能であろう。

6. むすび

本研究により、実験結果とシミュレーションは良く一致し、導出した理論式の妥当性が裏付けられた。また、磁束ポンプの基本的電流特性と性能向上について以下のことが明らかになった。

(1) 多機直列対応の電流電圧特性式を導出し、具体的な磁束ポンプ設計に対する一定の目安を得た。

(2) 自己インダクタンス l は取り込み磁束による超電導箔板における常電導スポットの大きさや磁極との空隙長により決定される。従って、常電導部分の大きさを正確に把握する必要がある。本稿で行った求値法は簡易的であるが、良い結果を得た。

(3) 励磁速度を上げるには、複数を直列接続することで対応できる。しかし自己インダクタンス l と負荷コイルのインダクタンス L の比 l/L が零でない限り、直列機数に比例せず非線形的な電圧増加となる。

(4) 多機直列接続法には出力電圧の限界があり、その値は負荷コイル L と自己インダクタンス l の比に関与する。従って、 $L \gg l$ であれば、高電圧化は可能である。しかし、自己インダクタンスが比較的大きいあるいは負荷コイルが極端に小さい ($l/L \approx 1$) 場合は多機直列法は効果が少ない。

(5) 電流容量を増大させるには並列接続を行えばよいが、磁束ポンプの本質的な性能改善、即ち、励磁速度の向上には寄与しない。

従って、単機磁束ポンプの性能向上として、常電導スポットにおける磁束を高密度化し、かつ電流容量向上のために超電導箔板の厚みを可能な範囲 (常電導部の抵抗 R の減少から逆起電力による損失が増す。) で厚くする工夫を施すことが望まれる。これらを $l/L \approx 0$ の条件で多機直列にすれば、励磁速度および電流容量ともに大幅な向上が期待される。

おわりに、本研究の一部は佐賀県「先端重要技術研究開

発事業」とイサハヤ電子工業 (株) の助成を受けて行われたものであり、ここに記して、関係者各位に謝意を表します。また、本研究の実験関連を担当して頂いた本学卒業生 筒井幸雄 (現安川電機)、故伊東敏昭 (元電子総合技術研究所)、石井佐田夫 (現安川電機)、半田信宏 (現三菱重工業) の諸氏に厚くお礼申し上げます。

(平成 7 年 4 月 17 日受付、平成 7 年 7 月 31 日再受付)

文 献

- (1) L.J.M.van de Klundert and H.H.J. ten Kate: "Fully superconducting rectifiers and fluxpumps", Cryogenics 21, 195-206 (1981-4)
- (2) J.volger: "The generation of heavy currents in superconducting circuits", Adv Cryog Eng ed.K.Timmerhaus (Plenum press, NY) 10B, 98 (1965)
- (3) Buchhold, T.: "Superconductive power supply and its application for electrical flux pumping", Cryogenics, 4, 212 (1964)
- (4) V.V.Vasiliev: "Experimental model of a flux pump", Cryogenics 29, Research and technical note, 1015-1017 (1989)
- (5) 例えば、牟田、他: "試作全超電導発電機における励磁系の出力特性への影響", 静止器・回転機合同研究会資料, SA-92-83/RM-92-146 (1992)
- (6) 築地、他: "移動磁界形磁束ポンプによる超電導マグネットの励磁", 静止器研究会資料, SA-91-55 (1991)
- (7) O.K.Mawardi: "Armature reaction in a flux pump", IEEE Transaction on MAG., Vol.MAG-23, No.2, March, 587-590 (1987)
- (8) Van Beelen, et.al.: "Flux pumps and Superconducting Solenoids", Physica 31, 413-443 (1965)
- (9) S.L.Wipf, "A superconducting direct current generator", ADV Cryog Eng, ed.K.Timmerhaus 9, 342 (1964) (Plenum Press, NY)
- (10) O.K.Mawardi: "Current distribution in a moving spot flux pump", IEEE Transaction on MAG., Vol.MAG-23, No.2, March, 584-586 (1987)
- (11) 広島、他: "進行磁界形 Flux Pump の磁界解析", 昭 58 電気学会全国大会, No.857, (1983)

築地 浩 (正員) 1960 年 12 月 1 日生。

1985 年、佐賀大学大学院理工学研究科物理学専攻修士課程中退。同年、佐賀大学理工学部文部技官、現在に至る。主として、超電導の電力機器への応用、低温計測機器の開発などに関する研究・教育の補助に従事。低温工学会会員。

星野 勉 (正員) 1954 年 5 月 21 日生。

1982 年、東京工業大学大学院理工学研究科博士課程修了。同年、通産省工業技術院電子技術総合研究所に入所。1982 年佐賀大学理工学部助教授、現在に至る。工学博士。主として、超電導の電力機器への応用、パワーエレクトロニクスなどに関する研究・教育に

従事。計測自動制御学会、低温工学会会員。

牟田 一 弥 (正員) 1941 年 1 月 15 日生。

1970 年、九州大学大学院工学研究科博士課程修了。同年、4 月佐賀大学理工学部勤務、1986 年同教授、現在に至る。1973 年文部省長期在外研究員 (アメリカ・MIT)、1980 年度文部省短期在外研究員 (イギリス・リーズ大学)。主として、超電導の電力機器への

応用、パワーエレクトロニクス、ファジー理論の工学的応用などに関する研究・教育に従事。工学博士。低温工学会、計測自動制御学会、電子情報通信学会、日本ファジー学会、日本ロボット学会、日本応用磁気学会、日本 AEM 学会会員。