



Title	高温超伝導体dc-SQUIDの磁束変調特性
Author(s)	鈴木, 大介; 栗城, 眞也; 松田, 瑞史
Citation	電子科学研究, 2, 102-104
Issue Date	1995-01
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/24320
Type	departmental bulletin paper
File Information	2_P102-104.pdf



高温超伝導体 dc-SQUID の磁束変調特性

量子計測研究分野・室蘭工業大学* 鈴木 大 介, 栗 城 眞 也, 松 田 瑞 史*

単一基板にインダクタンスの異なる YBCO 粒界接合型 dc-SQUID を作製し, その磁束変調電圧 ΔV の特性の検討を行った。High T_c SQUID の特徴として, $I_c R_n$ 値に比べ ΔV が小さいという特徴がある。この原因として, 弱結合の熱雑音ラウンディングによる ΔV の減少を考えた。実験値との比較の結果, ΔV の減少の原因はパラメータ $\gamma (= I_c \Phi_0 / (\pi k_B T)) < 20$ では熱雑音ラウンディングの影響が支配的であることが分かった。 $\gamma > 20$ の条件では, SQUID の熱雑音電流が SQUID のインダクタンス L_s に結合することによる効果が大きいと考えられる。また粒界接合型 SQUID の弱結合部のノーマル抵抗 R_n と ΔV の関係について検討を行った。

1. はじめに

現在, 高温超伝導体を用いた SQUID の研究が実用的デバイスの開発を目指して盛んに行われている^[1-3]。いくつかの研究グループは検出コイルを含めた高感度の SQUID 磁束計を発表している^[4-6]。しかし, 人間の脳磁界を測定するまでには至っていない。現在の問題点の一つとして, 磁界検出コイルと SQUID との結合が上げられる。SQUID 自体はインダクタンス L_s を小さくすることにより磁束分解能が向上することが知られているが, L_s を小さくし過ぎると検出コイルと結合できなくなる。

我々は外部磁界との結合にダイレクトカップリングを用いる SQUID を検討しているが, そのためには大きな L_s を持つ SQUID を設計しなくてはならない。 L_s が大きくなると磁束分解能が低下するが, これは SQUID の磁束変調電圧 ΔV が減少するためである。この減少は理論的にインダクタンスパラメータ β_L で表され, ΔV は β_L と $I_c R_n$ により $\Delta V \sim I_c R_n / (1 + \beta_L)$ で与えられる。ところが, 高温超伝導体 SQUID においてはこの ΔV の減少がさらに顕著である傾向がみられる。

本研究ではこの ΔV が SQUID のインダクタンスに対してどのような影響があるかを調べる目的で実験を行った。

2. 実験結果と考察

$V-\Phi$ 特性より測定した変調電圧 ΔV と L_s との関係を示したのが Fig.1 である。ここで D. Koelle^[7] らの結果 (□印) も同時に示している。図中縦軸の ΔV は $I_c R_n$ で規格化している。さらに, β_L の影響を除くため $(1 + \beta_L)$ で補正している。本来, ΔV は補正しているので L_s に依存せず 1 となるはずであるが, インダク

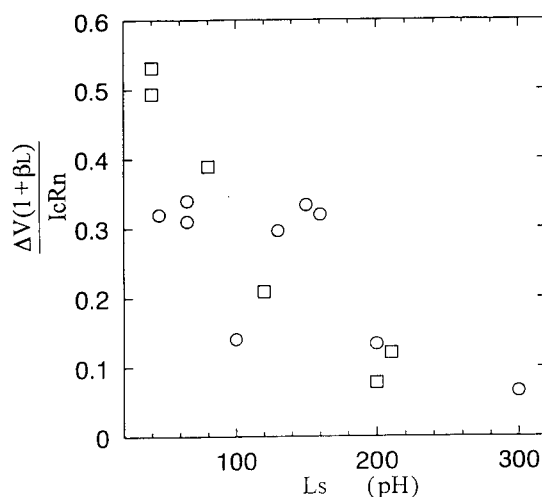


Fig.1 Dependence of normalized modulation voltage $(\Delta V/I_c R_n)(1 + \beta_L)$ on the SQUID inductance L_s .

ンスが増加するにしたがって減少しているのが分かる。この理由として SQUID の熱雑音電流が L_s に結合することによる V - Φ 特性のゆらぎが検討されている^[8]。しかし、その影響の他に I - V 特性のラウンディングが ΔV を減少させていることが考えられる。その様子を模式的に示したのが Fig.2 である。そこで、この熱雑音ラウンディングの効果を考慮に入れるため、ラウンディングの無いときの ΔV からの減少分を

$$\Delta V_{\text{loss}} = I_c R_n \times F(\gamma) \quad (1)$$

として定義し、実験値との比較検討を行った。ここで、 γ は熱雑音ラウンディングパラメータ $\gamma = I_c \Phi_0 / \pi k_B T$ でジョセフソン接合の超伝導結合エネルギーと熱エネルギーとの比である。

予想される ΔV は

$$\begin{aligned} \Delta V &= \frac{I_c R_n}{1 + \beta_L} - \Delta V_{\text{loss}} \\ &= I_c R_n \left\{ \frac{1}{1 + \beta_L} - F(\gamma) \right\} \end{aligned} \quad (2)$$

で表される。これより ΔV の実測値を用いて実験値である $F_{\text{obs}}(\gamma) = 1/(1 + \beta_L) - \Delta V_{\text{obs}}/I_c R_n$ を求めることができる。V. Ambegaokar^[9] らによる理論計算から得られる $F(\gamma)$ の結果と $F_{\text{obs}}(\gamma)$ を比較したものを Fig.3 に示す。図中、実線で示すのが理論値、三角形で示される結果は測定温度を変化させたときの $F(\gamma)$ の実験値である。この結果より $\gamma < 20$ のとき、 $F_{\text{obs}}(\gamma)$ は $F(\gamma)$ とよく一致しており、特に同一素子で測定温度を変えて γ を変化させても $F(\gamma)$ に沿って $F_{\text{obs}}(\gamma)$ は変

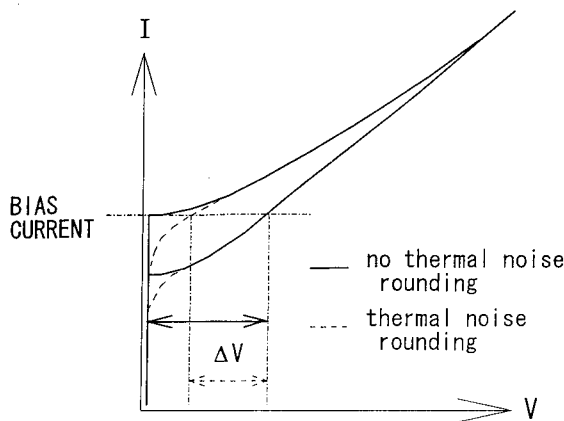


Fig.2 Schematic figure of the degradation of the ΔV due to thermal noise rounding.

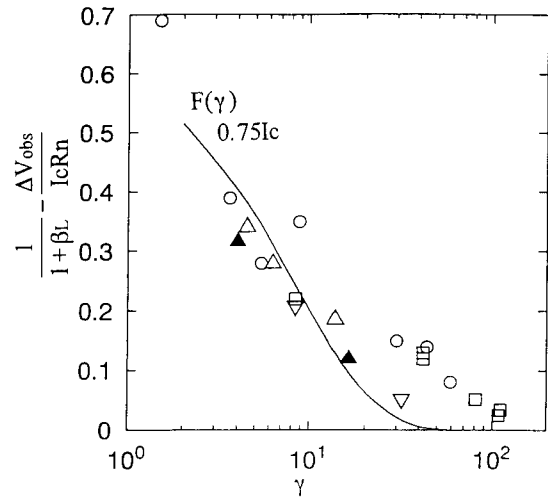


Fig.3 Dependence of $F(\gamma)$ on the thermal noise parameter γ . A solid line indicates the theoretical result by the AH model^[9].

化しているのが分かる。

Fig.3 において、 $\gamma > 20$ の範囲では $F_{\text{obs}}(\gamma)$ は理論値と合っていない。これは、 γ が十分に大きいと熱雑音ラウンディングはそれほど発生しないが、熱雑音磁束ゆらぎは γ に関係なく依然として残っているためと考えられる。

以上の結果から 77 K で熱雑音ラウンディングの無視できる条件で SQUID を動作させるためには $\gamma > 20$ 、つまり、 $2 I_c > 70 \mu A$ でなければならない。磁気結合性を考慮すると、インダクタンス $L_s \geq 100 \text{ pH}$ なので $\beta_L = 2 L_s I_c / \Phi_0 > 1$ となる。すなわち、High- T_c SQUID は Low- T_c SQUID のように $\beta_L \approx 1$ の最適条件を守れない。 $\beta_L > 1$ を仮定すると

$$\Delta V \propto \frac{I_c R_n}{1 + \beta_L} \propto \frac{R_n}{L_s} \quad (3)$$

となる。 L_s が一定のとき、 $\Delta V \propto R_n$ 、すなわち ΔV はノーマル抵抗が大きいくほど増加することが期待される。そこで、粒界接合型 SQUID の弱結合部のノーマル抵抗 R_n が ΔV にどの様に影響を与えるかを調べる目的で、1つの SQUID を 3段階に分け、 $20 \mu m$ 、 $8 \mu m$ 、 $2.7 \mu m$ とブリッジ幅を細くし R_n を上げる実験を行った。実験の際、加工による SQUID の T_c の劣化は見られなかった。Table 1 に $R_n/2$ と ΔV との関係を示す。この結果、 R_n を大きくすることにより ΔV は向上していることが分かる。

Table.1 Parameters of fabricated two SQUIDs.

No	W (μm)	Rn/2 (Ω)	ΔV (μV)
#4_2	20.5	0.05	0.56
	8.0	0.17	0.9
	2.7	0.81	6.5
#4_3	10.9	0.26	0.4
	4.4	1.2	1.5

【参考文献】

- [1] R. Gross, P. Chaudhari, M. Kawasaki, M. B. Ketchen and A. Gupta, Appl. Phys. Lett., 57, p.727, 1990.
- [2] K. Char, M. S. Colclough, S. M. Garrison, N. Newman and G. Zaharchuk, Appl. Phys. Lett., 59, p.733, 1991.
- [3] G. Friedl, M. Vildic, B. Roas, D. Uhl, F. Bommel, M. Romheld, B. Hillenbrand, B. Stritzker and G. Daalmans, Appl. Phys. Lett., 60, p.3048, 1992.
- [4] R. Kromann, J. J. Kingston, A. H. Miklich, L. T. Sagdahl and John Clarke, Appl. Phys. Lett., 63, p.559, 1993.
- [5] D. Grundler, B. David, R. Eckart and O. ossel, Appl. Phys. Lett., 63, p.2700, 1993.
- [6] S. Tanaka, H. Itozaki and T. Nagaishi, Jpn. J. Appl. Phys. 32, p.662, 1993.
- [7] D. Koelle, A. H. Miklich, F. Ludwig, E. Dantsker, D. T. Nemeth and John Clarke, Appl. Phys. Lett. 63, p2271, 1993.
- [8] K. Enpuku, Y. Shimomura and T. Kisu, J. Appl. Phys. 73, p.7929, 1993.
- [9] V. Ambegaokar and B. I. Halperin, Phys. Rev. Lett. 22, p1364, 1969.