

ジョセフソン π 接合を用いた超伝導位相シフタとその回路応用

Superconducting Phase Shifters with a Josephson π -Junction and Their Applications to Superconducting Circuits

赤池 宏之*

Hiroyuki Akaike

Summary

Superconducting phase shifters have a potential for an enhancement in performances of superconducting single-flux-quantum (SFQ) circuits. In this work, we examined the phase difference in the ground state for two kinds of phase shifters (PSs) with a Josephson π -junction using an analog circuit simulator. The effects of an insertion of PSs to an SFQ circuit on its performance were also evaluated.

キーワード：超伝導電子デバイス・回路、超伝導位相シフタ

Keywords：Superconducting electronic devices & circuits, Superconducting phase shifter

1. はじめに

超伝導単一磁束量子(SFQ)回路は、超伝導現象の特徴の一つである超伝導ループ内の量子化された磁束1つ分を論理演算の情報として利用した回路技術であり、低消費電力かつ高速動作を特徴とする¹⁾。最近は、スーパーコンピュータの高性能化やデータセンターの大規模化による消費エネルギーの増大化が大きな問題となっており、省エネルギー化を実現する回路技術として、従来の SFQ 回路をさらに低消費電力化した高エネルギー効率 SFQ 回路の開発が精力的に進められている²⁻⁶⁾。

一方、最近のもう一つの技術動向として、磁性材料の持つ磁化やスピンを積極的に超伝導デバイスに取り込み、従来にない機能や性能を実現しようという試みがなされている⁷⁻⁸⁾。中でも、ジョセフソン接合の障壁層に磁性層を用いた磁性ジョセフソン接合は、その磁性層の特性により従来のジョセフソン接合(0-接合)とは異なる特性を持つ接合(π -接合)を実現できるため⁹⁻¹²⁾、接合単体の研究¹³⁻¹⁵⁾からその応用まで幅広く研究がなされている¹⁶⁻¹⁸⁾。一般に、ジョセフソン接合を含む超伝導ループを用いた超伝導デバイス・回路は、そのループが量子化条件(超伝導巨視的波動関数の位相をループ

に沿って一周積分したときに 2π の整数倍になること)を満たす必要があること、さらに、入力電流や磁場を加えることによりその位相を変化させてデバイス・回路動作を実現する。そこで、磁化による磁場や π -接合を利用してこの位相の変化を制御することができれば、回路動作を変化させることが可能となる。

本研究では、0-接合と π -接合の中間に位置づけられる $\pi/2$ 程度の巨視的波動関数の位相差をもつ位相シフタを実現するため、磁性ジョセフソン π -接合を用いた2種類の超伝導量子干渉素子(SQUID)の位相差特性を数値計算により調べた。さらに、SFQ 回路への応用として、量子化磁束パラメトロン(QFP)に着目し、検討を行った。数値計算に際しては、回路シミュレータである WinS¹⁹⁾を用いた。

2. ジョセフソン π -接合を用いた位相シフタ

2.1 ジョセフソン 0-接合と π -接合

ジョセフソン接合は、通常、接合障壁層を2つの超伝導電極で挟み込んだ構造をとり、障壁層には、絶縁体や非磁性金属、あるいはそれらの積層膜を用いる。この場合、両超伝導電極の巨視的波動関数の間の位相差を θ と

* 大同大学工学部電気電子工学科

すると、接合特性として、 $I=I_c \sin \theta$ の関係が成立する。ここで、 I は接合に流れる電流、 I_c はジョセフソン臨界電流である。接合の基底状態は、 $I=0$ の時で、 $\theta=0 \text{ rad}$ となる。そのため、0-接合と呼ばれる。一方、障壁層に強磁性体を用いると、障壁層内で超伝導電極から染み出した巨視的波動関数が障壁層の膜厚方向に対して振動するため、接合特性が障壁層の膜厚により 0-接合と π -接合に交互に変化する。ここで、 π -接合とは、 $I = -I_c \sin \theta = I_c \sin (\theta + \pi)$ を満たす接合のことで、その基底状態において、0-接合に対して位相差が $\pi \text{ rad}$ 異なるという特性を持つ^{9,10)}。従って、0-接合の代わりに π -接合を使用することにより、接合を含むループにおいて位相差 $\pi \text{ rad}$ を余分に発生させることができ、0-接合では成しえなかった効果が期待される^{20,21)}。

2.2 π -1 接合 SQUID

上記 0-接合あるいは π -接合は、接合に電流が流れていない基底状態において位相差が 0 あるいは $\pi \text{ rad}$ となる素子である。そこで、その中間となる $\pi/2 \text{ rad}$ 程度の位相差をもつ位相シフト素子の実現を目指し、図 1 に示す等価回路を持つ π -1 接合 SQUID の検討を行った。これは、 π -接合(π -JJ1)と 2 つのインダクタンス($Lb1, Lp1$)から構成される。まず、この位相シフト素子において、インダクタンスを変化させたときの位相差特性を評価した。評価の際には、 π -接合の臨界電流 $I_c = 0.4 \text{ mA}$ 、素子印加電流ゼロかつ $Lb1 + Lp1 = 2.0 \text{ pH}$ の条件下で行い、 $Lb1$ を変化させた場合の端子間の位相差 θ を見積もった。結果を図 2 に示す。図 2(a) は位相差 θ の値を、図 2(b) は位相差の値を π で規格化したときの値 (θ/π) である。上記条件において、 $\theta = 0 \sim 2.1 \text{ rad}$ ($\theta/\pi = 0 \sim 0.67$) までの位相差を得られることがわかった。また、図 2 からわかるように、 θ は左右の枝路に含まれるインダクタンスの差が大きいほど、すなわちインダクタンスが非対称であるほど、中心値である $Lb1 = Lp1 = 1.0 \text{ pH}$ のときの $\theta = 1.1 \text{ rad}$ ($\theta/\pi = 0.34$) に対して大きく変化した。その傾向として、左の枝路のインダクタンス $Lb1$ を大

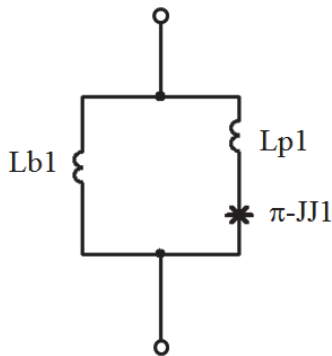


図 1. π -1 接合 SQUID 位相シフタ

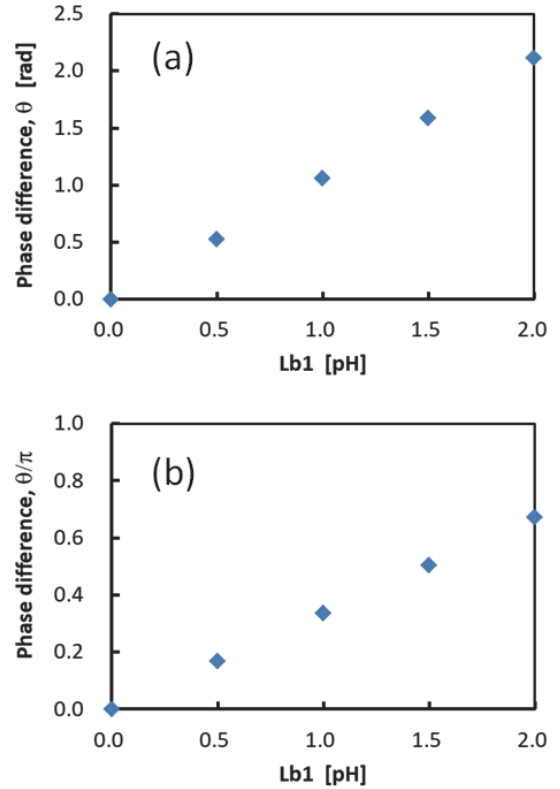


図 2. π -1 接合 SQUID 位相差とインダクタンス

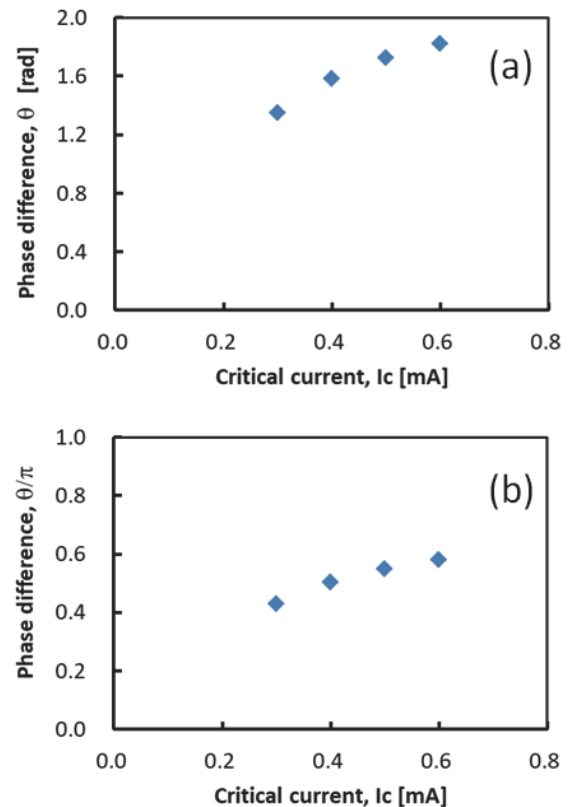


図 3. π -1 接合 SQUID 位相差と π -接合臨界電流

きくし、 π -接合が含まれる右の枝路のインダクタンス L_{p1} を小さくするほど、位相差 θ が大きくなった。この結果は、超伝導ループ内に π -接合が 1 つある状態で量子化条件を満たすため、周回電流が発生した効果を反映したものである。

次に、比較的大きな θ を実現した $L_{b1}=1.5$ pH、 $L_{p1}=0.5$ pH の条件に着目し、 π -接合の I_c を変化させたときの効果について調べた。その結果を図 3 に示す。図 3(a) 及び 3(b) の違いは、図 2 と同じである。 I_c に関して、 $0.3 \sim 0.6$ mA の範囲で、 $\theta=1.3 \sim 1.8$ rad ($\theta/\pi=0.43 \sim 0.58$) となり、0-接合と π -接合の中間の位相差を持つ素子が実現できることがわかった。また、 I_c を大きくするに従い θ が増加した。これは I_c の増加に伴い、周回電流の大きさが増した影響である。

2.3 0- π -2 接合 SQUID

図 4 に 0- π -2 接合 SQUID の回路を示す。これは、ジョセフソン 0-接合(JJ1)とインダクタンス L_{b1} からなる枝路と、 π -接合(π -JJ1)とインダクタンス L_{p1} の枝路の並列接続回路となる。先ほどと同様に、本素子において、インダクタンスを変化させたときの位相差特性を評価した。評価の際には、素子印加電流ゼロかつ $L_{b1} + L_{p1} = 2.0$ pH の条件下で行い、 L_{b1} を変化させた場合の端子間の位相差 θ を見積もった。この時、両接合の I_c は等しいものとし、 $I_c=0.2$ 及び 0.3 mA の場合に対して評価した。結果を図 5(a)、(b) に示す。上記条件において、 L_{b1} の増加に従い θ も増加した。この傾向は、 π -1 接合 SQUID と同じである。 $I_c=0.2$ mA のとき $\theta=1.0 \sim 2.1$ rad ($\theta/\pi=0.33 \sim 0.67$)、 $I_c=0.3$ mA のとき $\theta=0.9 \sim 2.3$ rad ($\theta/\pi=0.28 \sim 0.72$) となり、また、 I_c が大きいほうがわずかに θ の変化量が大きくなった。これは、 I_c が大きいほど、 π -接合による周回電流が大きくなることによる。

次に、 $L_{b1}=1.5$ pH、 $L_{p1}=0.5$ pH 及び 0-接合の $I_c=I_{c0}=0.3$ mA の条件において、 π -接合の $I_c=I_{c\pi}$ を変化させたときの効果について調べた。その結果を図 6(a)、(b) に示す。 $I_{c\pi}$ が I_{c0} 程度以上になると θ の $I_{c\pi}$ 依存性は小

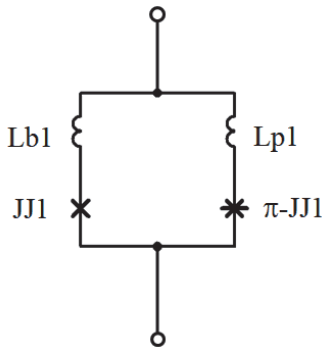


図 4. 0- π -2 接合 SQUID 位相シフタ

さくなるが、 I_{c0} 程度以下の領域では θ は $I_{c\pi}$ の減少に対して急激に減少し、 $I_{c\pi}=0.1$ mA で $\theta=0$ rad となった。

以上の結果より、位相差が $\pi/2$ rad 程度以上の素子をも

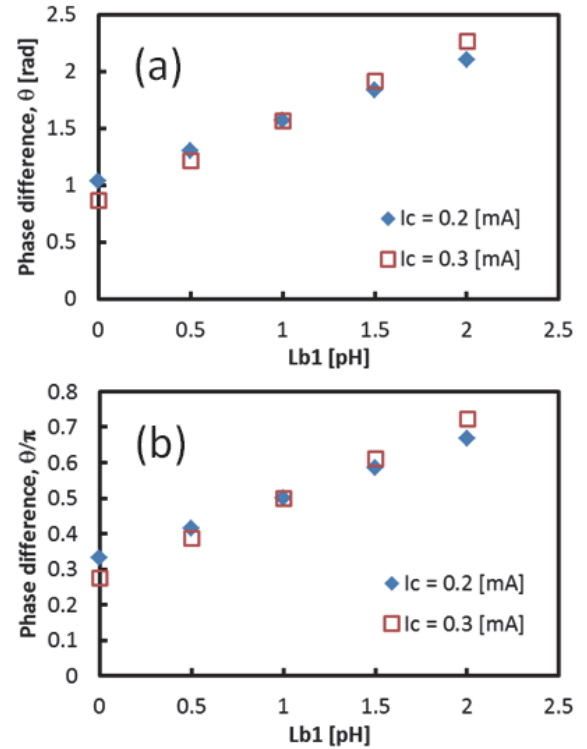


図 5. 0- π -2 接合 SQUID 位相差とインダクタンス

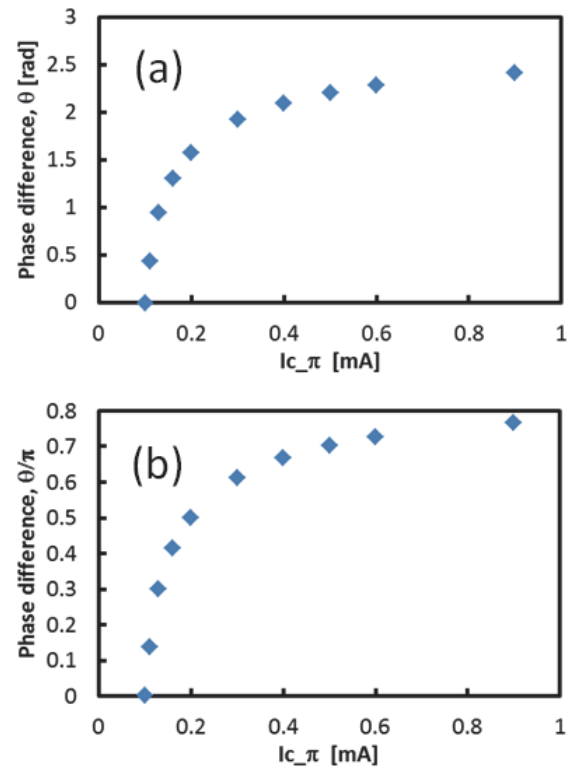


図 6. 0- π -2 接合 SQUID 位相差と π -接合臨界電流

実現するには、 $Lb1 \geq Lp1$ かつ $I_{c\pi} \geq I_{c0}$ が必要があることが分かった。さらに、図 3 と図 6 との比較により、 $0-\pi-2$ 接合 SQUID の方が $\pi-1$ 接合 SQUID に比べ、位相差の大きな素子を実現しやすいことが分かった。

3. 量子化磁束パラメトロン(QFP)回路への応用

QFP 回路、特に断熱型 QFP 回路⁶⁾は、その超低消費電力性から横浜国立大学で精力的に開発が進められており、近年注目を浴びている回路方式である。

断熱型 QFP ゲートの回路図及び動作波形を図 7(a)及び図 8(a)に示す。このゲートは、インダクタンス Lq を共通にした 2 つの 1 接合 SQUID ($Lq, L1, JJ1$ 及び $Lq, L2, JJ2$) と、それぞれの SQUID ループに磁気結合をしたインダクタンス $Lx1, Lx2$ からなる励起電流線からなる。図 8(a)に示したように、その回路動作は、入力電流 I_{in} を加えた後に直流オフセットが加わった交流である励起電流 I_x を流すことにより行う。 I_x を流すと、 I_{in} の方向に応じて 2 つの SQUID に含まれるどちらかの接合がスイッチし、その接合を含む SQUID ループに 1 磁束量子 Φ_0 が入りこむ。この Φ_0 に伴う周回電流が出力電流 I_{out} となり、その I_{out} の方向を論理の“0”、“1”に対応させる。 I_x を 0 に戻すと、ループに入り込んだ Φ_0 が抜け、始状態に戻る。図 8(a)の波形は、 $I_{cJJ1} = I_{cJJ2} = 50 \mu A$ 、 $L1 = L2 = Lx1 = Lx2 = 2.4 \text{ pH}$ 、 $Lq = 10.5 \text{ pH}$ 、 $k1 = k2 = 0.3$ としたときのもので、これらの値は文献 6)を参照した。

図 8(a)において、 I_x に着目すると Peak-to-peak 値で 1 mA のパルス波形となっている。 $I_x = 0.9 \text{ mA}$ にすると正常動作しないので、上記回路パラメータの場合、DC オフセット 0.45 mA、振幅 0.45 mA 以上の波形を用いる必要がある。それに対して、この DC オフセット及び振幅を減らして、高周波電力の低減を目指した試みがなされている^{22,23)}。これらは、磁化からの磁束を SQUID ループに加えることによる位相シフト効果を利用したものであるが、磁化の制御性や近接の回路への磁場の影響など課題もある。その他に、QFP ゲート内の 0-接合を π -接合に置き換えて位相シフトを実現することが考えられるが、位相シフト量 π が大きすぎるため一工夫が必要である²⁴⁾。従って、本研究で検討した位相シフタが有効となると思われる。

そこで、本研究では、図 7(b)に示すように、それぞれのループに位相シフタ(PS1、PS2)を挿入し、回路動作を評価した。その結果、位相シフト量が 1.8 rad 程度 のとき、良好な結果が得られた。一例として、1.8 rad の時の入出力波形を図 8(b)に示す。 I_x が Peak-to-peak 値で 0.2 mA のパルス波形で、正常動作が得られた。また、 I_x が

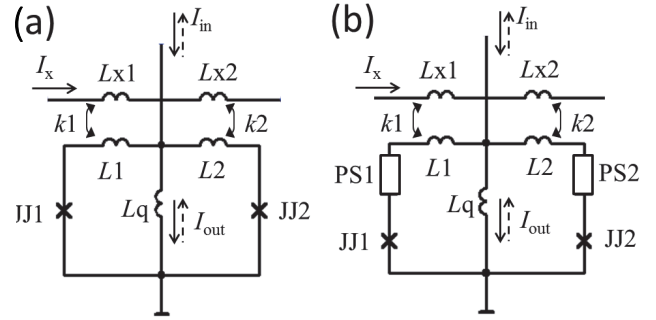


図 7. 断熱型 QFP ゲート。

(a)標準型ゲート、(b)位相シフタ挿入型ゲート

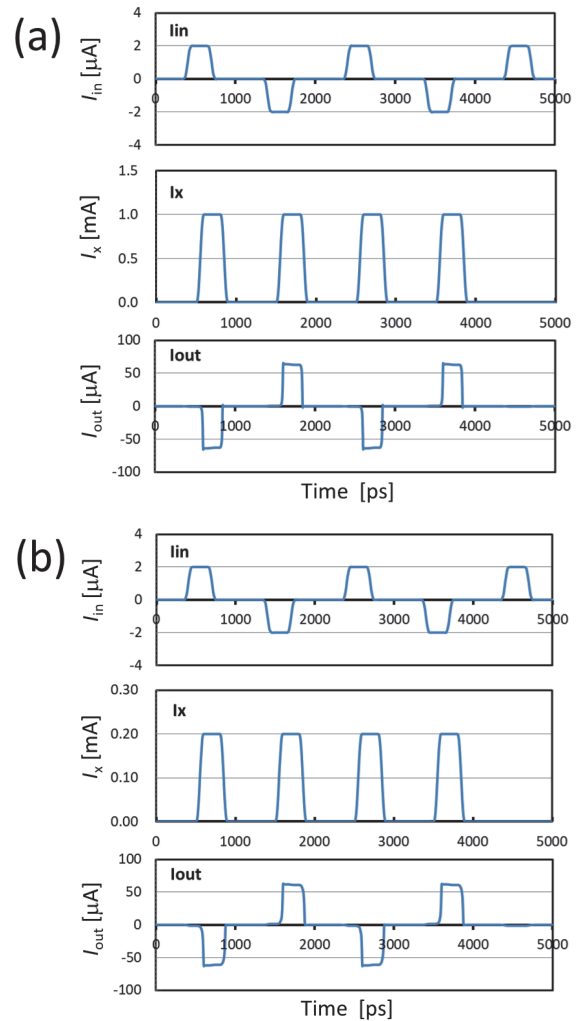


図 8. 断熱型 QFP ゲートの回路シミュレーション動作波形。(a) 標準型ゲート、(b)位相シフタ挿入型ゲート。

0.16 mA まで正常動作することを確認した。この I_x の低減量は、磁化を用いた場合²³⁾に比べ若干少ないものの、位相シフタを用いることにより大きく低減されることが確認された。

4. まとめ

本研究では、ジョセフソン π -接合を用いた超伝導位相シフタについて、回路シミュレーションにより検討を行った。位相シフタの回路としては、1 接合 SQUID 及び 2 接合 SQUID を取り上げ、それぞれの位相差特性について評価した。また、断熱型 QFP 回路に位相シフタを応用したときの動作特性について述べた。今後は、回路への位相シフタ適用可能性及びその導入効果について、さらに詳細な検討を進める予定である。

謝辞

本研究の一部は、JSPS 科研費 18K04291 の支援を受けたものである。

参考文献

- 1) K. K. Likharev and V. K. Semenov, "RSFQ logic/memory family: A new Josephson-junction digital technology for sub-terahertz-clock-frequency digital systems," IEEE Trans. Appl. Supercond., vol. 1, no. 1, pp. 3–28, Mar. 1991.
- 2) D. S. Holmes, A. L. Ripley, and M. A. Manheimer, "Energy-efficient superconducting computing—Power budgets and requirements," IEEE Trans. Appl. Supercond., vol. 23, no. 3, Jun. 2013, Art. ID. 1701610.
- 3) O. A. Mukhanov, "Energy-efficient single flux quantum technology," IEEE Trans. Appl. Supercond., vol. 21, no. 3, pp. 760–769, Jun. 2011.
- 4) Q. P. Herr, A. Y. Herr, O. T. Oberg, and A. G. Ioannidis, "Ultra-low-power superconductor logic," J. Appl. Phys., vol. 109, no. 10, pp. 103903-1–103903-8, May 2011.
- 5) D. E. Kirichenko, S. Sarwana, and A. F. Kirichenko, "Zero static power dissipation biasing of RSFQ circuits," IEEE Trans. Appl. Supercond., vol. 21, no. 3, pp. 776–779, Jun. 2011.
- 6) N. Takeuchi, D. Ozawa, Y. Yamanashi and N. Yoshikawa. "An adiabatic quantum flux parametron as an ultra-low-power logic device." Supercond. Sci. Technol., vol. 26, 035010(5pp), 2013.
- 7) S. Taniguchi, H. Ito, K. Ishikawa, H. Akaike, and A. Fujimaki, "Cryogenic ferromagnetic patterns with controlled magnetization for superconducting phase-shift elements," Jpn. J. Appl. Phys., vol. 54, 043101 (2015).
- 8) S. Taniguchi, H. Ito, K. Ishikawa, S. Kurokawa, M. Tanaka, Member, H. Akaike, and A. Fujimaki, "Investigation Into the Individual Configuration of Superconducting Phase Shift Elements Made of Ferromagnetic Patterns for Reconfigurable Circuits," IEEE Trans. Appl. Supercond., vol. 27, no. 4, Jun. 2017, Art. ID. 1501204.
- 9) L. N. Bulaevskii, V. V. Kuzii, and A. A. Sobyenin, "Superconducting system with weak coupling to the current in the ground state," JETP Lett. 25, 290 (1977).
- 10) A. I. Buzdin, "Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures," Rev. Mod. Phys., 77, 935 (2005).
- 11) T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur, F. Gene't, B. Stephanidis, and R. Boursier, "Josephson Junction through a Thin Ferromagnetic Layer: Negative Coupling," Phys. Rev. Lett. 89, 137007 (2002).
- 12) M. Weides, M. Kemmler, E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner, H. Kohlstedt and A. Buzdin, "High quality ferromagnetic 0 and π Josephson tunnel junctions," Appl. Phys. Lett. 89, 122511 (2006).
- 13) H. Ito, S. Taniguchi, K. Ishikawa, H. Akaike, and A. Fujimaki, "Fabrication of superconductor–ferromagnet–insulator–superconductor Josephson junctions with critical current uniformity applicable to integrated circuits," Applied Physics Express, vol. 10, 033101 (2017).
- 14) B. M. Niedzielski, S. G. Diesch, E. C. Gingrich, Y. Wang, R. Loloee, W. P. Pratt, Jr., and N. O. Birge, "Use of Pd–Fe and Ni–Fe–Nb as Soft Magnetic Layers in Ferromagnetic Josephson Junctions for Nonvolatile Cryogenic Memory," IEEE Trans. Appl. Supercond., vol. 24, no. 4, Aug. 2014, Art. ID. 1800307.
- 15) J. A. Glick, V. Aguilar, A. B. Gougam, B. M. Niedzielski, E. C. Gingrich, R. Loloee, W. P. Pratt Jr., N. O. Birge1, "Phase control in a spin-triplet SQUID," Sci. Adv. 2018; 4 : eaat9457.
- 16) V. V. Ryazanov, V. V. Bol'ginov, D. S. Sobanin, I. V. Vernik, S. K. Tolpygo, A. M. Kadin, and O. A. Mukhanov, "Magnetic Josephson junction technology for digital and memory Applications," Physics Procedia 36 (2012) 35 – 41.
- 17) M. I. Khabipov, D. V. Balashov, F. Maibaum, A. B. Zorin, V. A. Oboznov, V. V. Bolginov, A. N. Rossolenko and V. V. Ryazanov, Supercond. "A single flux quantum circuit with a ferromagnet-based Josephson π -junction," Sci. Technol. 23, 045032 (2010).
- 18) I. M. Dayton, T. Sage, E. C. Gingrich, M. G. Loving, T. F. Ambrose, N. P. Siwak, S. Keebaugh, C. Kirby, D. L. Miller, A. Y. Herr, Q. P. Herr, and O. Naaman, "Experimental demonstration of a Josephson magnetic memory cell with a programmable π -junction," IEEE Magnetic Letters, vol. 9, no. 2, Feb. 2018, Art. ID. 3301905.

- 19) A. V. Ustinov and V. K. Kaplunenko, “Rapid single-flux quantum logic using π -shifters,” J. Appl. Phys., vol. 94, no. 8, pp. 5405–5407, Oct. 2003.
- 20) Y. Yamanashi, S. Nakaishi, A. Sugiyama, N. Takeuchi and N. Yoshikawa, "Design methodology of single-flux-quantum flip-flops composed of both 0- and π -shifted Josephson junctions." Supercond. Sci. Technol., vol. 31, 105003(7pp), 2018.
- 21) K. Arai, N. Takeuchi, T. Yamashita, and N. Yoshikawa, “Adiabatic quantum-flux-parametron with π Josephson junctions,” J. Appl. Phys., vol. 125, pp. 093901-1–093901-7, Mar. 2019.
- 22) H. Ito, S. Taniguchi, S. Kurokawa, K. Ishikawa, T. Kurihara, M. Tanaka, H. Akaike, A. Fujimaki, “Operation of adiabatic quantum flux parametron logic circuits based on π phase shift elements with ferromagnetic material,” 2016 Appl. Supercond. Conf. (ASC2016) 1EO2B-04.
- 23) 岩下颯斗, 伊藤大, 谷口壮耶, 田中雅光, 藤巻朗, “強磁性体を用いた直流オフセット電流を要しない磁束量子パラメトロンの動作実証,” 信学技報, SCE2017-11.