

テラヘルツ帯極低雑音増幅器の実現に向けた超伝導パラメトリック増幅器の開発

代表研究者

武田 正典

静岡大学 工学部 准教授

1 はじめに

電波と光波の中間領域に位置するテラヘルツ波（周波数 0.3-10 THz）は、①超高周波、②可視域で不透明な物質に対する透過性などの特徴を有しており、その周波数領域には③生体物質や有機物など多くの物質の指紋スペクトルが存在している。このような特徴を活かし、超高速テラヘルツ無線通信、医療診断、セキュリティ応用、分光研究や電波天文観測など多岐にわたりテラヘルツ波利用が検討されている。

これまで技術的未開拓電磁波領域と呼ばれていたテラヘルツ帯は、フェムト秒レーザを用いたテラヘルツパルス波の発生・検出技術の進展により近年急速に発展を遂げている。特に時間領域分光法に代表されるように、高い信号強度のパルス波によって信号対雑音比を向上し、容易にテラヘルツ帯における広帯域分光を行える状況を作り出している[1]。一方、テラヘルツ無線通信やボディスキャナのようなセキュリティ応用、また電波天文観測などの分野では連続波を計測する技術が必須である。特に増幅器は、発振器出力や検出システムの感度を向上させ、計測における信号対雑音比を飛躍的に改善するために重要なキーデバイスである。現在ミリ波帯で用いられているトランジスタ系増幅器の高周波化が進んでいるが、テラヘルツ帯において低雑音かつ高利得性能を有するトランジスタ系増幅器を実現するためにはナノメートルサイズの微細加工を必要とし、作製は極めて困難である[2]。

近年提案された進行波型カイネティックインダクタンス（Kinetic Inductance Traveling wave, KIT）増幅器は、マイクロ波帯において広帯域動作かつ量子限界に迫る極低雑音性能を示している[3, 4]。超伝導体にはカイネティックインダクタンスと呼ばれる超伝導体特有のインダクタンスが存在しており、このインダクタンス L_k は次式のように電流 I に対して非線形的に変化する。

$$L_k(I) = L_{k0} \left[1 + \left(\frac{J}{J^*} \right)^2 \right] \quad (1)$$

ここで、 L_{k0} はゼロ電流時のカイネティックインダクタンス、 J^* は非線形性の強さを表す指標であり、その値は臨界電流密度と同程度の値である。KIT 増幅器は、ポンプ波により超伝導伝送線路に誘起される非線形カイネティックインダクタンスを利用したパラメトリック増幅器である。通常、単位波長あたりのカイネティックインダクタンス非線形性は小さく、KIT 増幅器において高利得を得るためには長距離にわたりポンプ波と信号波の相互作用を必要とする。例えば、マイクロ波帯では利得 15 dB を得るために 2.2 m の長さの窒化ニオブチタン(NbTiN)薄膜超伝導コプレーナ線路(CPW)を用いている。一方、テラヘルツ帯では線路の実効波長は短くなるため KIT 増幅器の線路長は短縮でき、プロセス技術で作製し易い寸法になる。そこで本研究では、極微細加工を必要とせず極低雑音・高利得性能を有するテラヘルツ帯増幅器の実現を目指し、超伝導 NbTiN 薄膜系 KIT 増幅器に関する基礎研究を実施した。

2 NbTiN 薄膜の超伝導特性

2-1 NbTiN 薄膜の作製

動作周波数の高周波化により超伝導薄膜の表面抵抗が増大し、KIT 増幅器の雑音や利得性能を劣化させる恐れがあるため、表面抵抗が小さい単結晶 NbTiN 薄膜の作製を試みた。NbTiN 薄膜は、アルゴン(Ar)及び窒素(N_2)の混合ガスを用いた反応性 DC マグネトロンスパッタにより作製した。作製に用いた 8 インチ NbTi ターゲットの組成比は、質量比において 100:30 (Nb:Ti) である。NbTiN 薄膜の超伝導特性は Ar ガスと N_2 ガスの流量比に依存するため、ここでは超伝導転移温度が最も高くなる流量比に最適化した[5]。Ar ガス及び N_2 ガスの流量比をそれぞれ 100 sccm 及び 36 sccm に設定し、2 mTorr の圧力の下、厚さ 40 nm の NbTiN 薄膜を単結晶 (100)MgO 基板上に成膜した。スパッタ電流は 4 A に設定しており、スパッタ電力密度は 4.6 W/cm² で

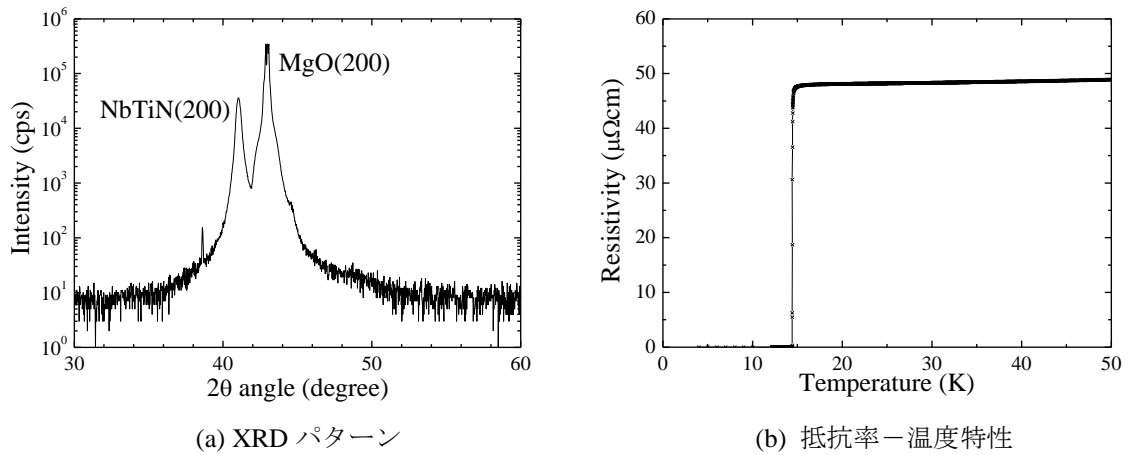


図1 MgO 基板上に作製した NbTiN 薄膜の超伝導特性

ある。

作製した薄膜の結晶性を調べるため X 線回折 (XRD) 測定を行った。その XRD パターンを図 1 (a) に示す。MgO 基板と NbTiN 薄膜の明確な (200) XRD ピークが観測されており、MgO 基板上に NbTiN 薄膜が単結晶成長していることが分かる。また XRD 測定から作製した NbTiN 薄膜の格子定数は 0.438 nm と見積もっており、MgO 基板との格子不整合度は約 4% であった。作製した NbTiN 薄膜の抵抗率-温度特性を図 1 (b) に示す。超伝導転移温度 T_c 及び 20 K における抵抗率 ρ_{20K} はそれぞれ 14.4 K 及び 51.2 $\mu\Omega\text{cm}$ であり、良好な超伝導特性が得られた。

2-2 NbTiN 薄膜の超伝導ギャップ周波数

KIT 増幅器の動作上限周波数は超伝導ギャップ周波数によって決まり、その周波数より十分低い周波数で低雑音・高利得動作が可能である。そこで作製した NbTiN 薄膜の超伝導ギャップ周波数を評価するため、テラヘルツ時間領域分光法 (THz-TDS) により薄膜の分光測定を行った。

波長 780 nm のファイバーレーザー及び光殿堂アンテナから構成された THz-TDS 装置を用いて、0.1-4.5 THz の周波数領域にわたり周波数分解能 48.8 GHz で作製した NbTiN 薄膜の透過測定を行った。NbTiN 薄膜はヘリウムガスによって 5 K まで冷却可能であり、温度を可変しテラヘルツパルス波形を測定した。一例として、20 K の常伝導状態及び 5 K 冷却時のテラヘルツパルス波形を図 2 (a) に示す。また図 2 (b) にテラヘルツパルス波形をフーリエ変換して求めた透過スペクトルを示す。なお、透過スペクトルの算出において 20 K の常伝導状態をリファレンスとして用いた。一方、Mattis-Bardeen 理論による複素導電率を用いて透過スペクトルを計算することができる [6]。図 2 (a) には、超伝導ギャップ周波数をフィッティングパラメータとして THz-TDS による測定値にフィッティングした計算結果も示している。図 3 に作製した NbTiN 薄膜のギャップ

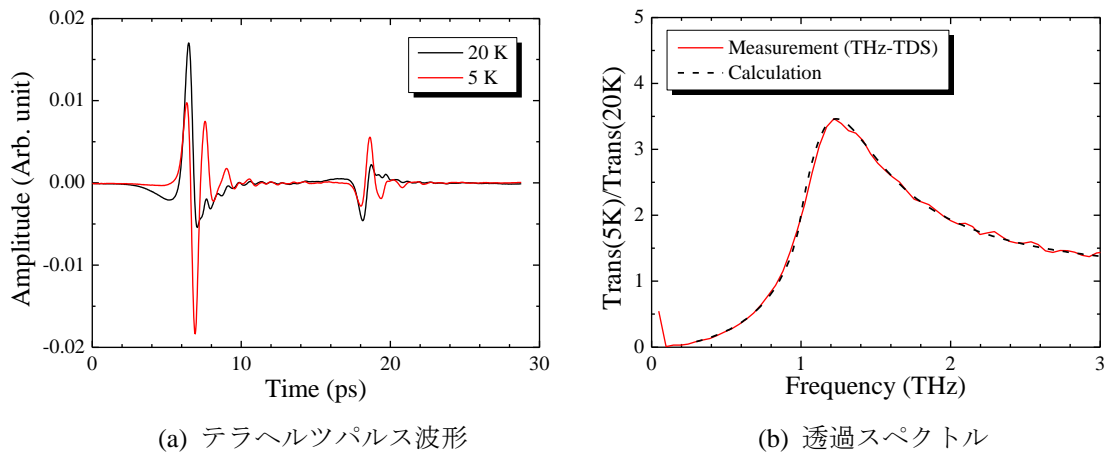


図2 NbTiN 薄膜のテラヘルツ時間領域分光測定

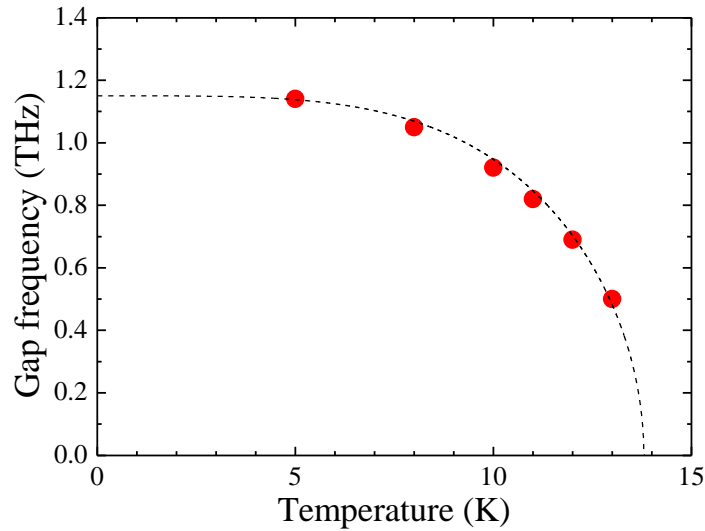
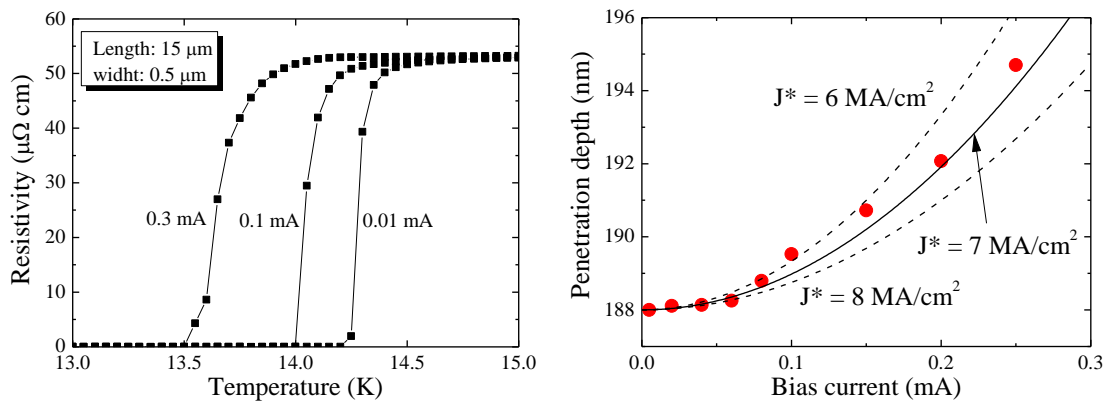


図3 NbTiN 薄膜の超伝導ギャップ周波数

周波数の温度依存性を示す。BCS 理論に基づいたフィッティングから、作製した NbTiN 薄膜の 4 K 冷却時の超伝導ギャップ周波数は 1.14 THz と見積もっている。

2-3 NbTiN 薄膜磁場侵入長の電流依存性の評価

NbTiN 薄膜の磁場侵入長の電流依存性を評価するため、4 端子抵抗率測定パターンを作製し、NbTiN 薄膜の直流抵抗率を測定した。作製した測定パターンの寸法は、長さ 15 μm 、幅 0.5 μm 及び膜厚 32 nm であった。抵抗率測定はバイアス電流を 5 μA から 300 μA まで、また温度を 20 K から 4 K まで変化させて行った。図 5 (a) に抵抗率-温度特性を示す。バイアス電流を変えることで、超伝導転移温度の明瞭な変化が観察された。20 K における常伝導抵抗率はバイアス電流にかかわらず 54 $\mu\Omega\text{cm}$ であった。測定した超伝導転移温度及び 20 K 常伝導抵抗率から算出した磁場侵入長の電流依存性を図 5 (b) に示す。磁場侵入長は電流値とともに増大しており、本薄膜を用いて作製する CPW においてカイネティックインダクタンスが印加電流によって非線形的に変化することが期待できる。また図 5 (b) における磁場侵入長の結果をギンツブルグーランダウ理論による計算結果でフィッティングすることにより、式(1)における J^* は 7 MA/cm^2 と見積もっている。



(a) 超伝導転移温度のバイアス電流依存性

(b) 磁場侵入長の電流依存性

図4 超伝導 NbTiN 薄膜の磁場侵入長の電流依存性

3 超伝導 CPW のカイネティックインダクタンス

式(1)から超伝導伝送線路においてカイネティックインダクタンスの非線形性が顕著になるためには、ゼロ電流時のカイネティックインダクタンス自体を大きくすること、すなわち全インダクタンスに対してカイネティックインダクタンスが支配的にならないといけない。そのため線路形状に対するカイネティックインダクタンスを検討した。超伝導 CPW の単位長さあたりのインダクタンス L_T は次式で与えられる。

$$L_T = L_m + L_k \quad (2)$$

ここで、 L_m 及び L_k はそれぞれ磁気インダクタンス及びカイネティックインダクタンスであり、膜厚が磁場侵入長より薄い場合には TEM モード近似による等角写像法を用いて次式で表される [7]。

$$L_m = \frac{\mu_0 K(k')}{4 K(k)} \quad (3)$$

$$L_k = \mu_0 \frac{\lambda_L^2}{dw} g(s, w, d) \quad (4)$$

ここで、 w は CPW の中心導体の幅、 s は中心導体とグラウンド間のギャップ長、 d は導体の膜厚である。また、 μ_0 は真空の透磁率、 K は第 1 種完全楕円積分であり、楕円積分の母数 k 及び k' は、

$$k = \frac{w}{w+2s} \quad (5)$$

$$k' = \sqrt{1-k^2}$$

である。 $g(s, w, d)$ は CPW の幾何学的な形状因子であり、

$$g(s, w, d) = \frac{1}{2k^2 K(k)^2} \left\{ -\ln \frac{d}{4w} - \frac{w}{w+2s} \ln \frac{d}{4(w+2s)} + \frac{2(w+s)}{w+2s} \ln \frac{s}{w+s} \right\} \quad (6)$$

である。上式から、カイネティックインダクタンスは線路形状及び磁場侵入長の両方に強く依存していることが分かる。そのため、線路形状に対するカイネティックインダクタンスの変化について計算を行った。図 6 に単結晶 NbTiN 薄膜超伝導 CPW におけるカイネティックインダクタンスの (a) 膜厚依存性及び (b) 線路寸法依存性を示す。カイネティックインダクタンスは全インダクタンスで正規化している。図 6(a) 及び (b) より、電極の膜厚を薄く、かつ線路寸法（特にストリップ幅 w ）を小さくすることで、カイネティックインダクタンスが支配的になることが分かる。

超伝導伝送線路に電流が印加されると、式(1)にしたがいカイネティックインダクタンスが変調される。ここでは、電流印加時のカイネティックインダクタンス非線形性について調べる。図 7 は単結晶 NbTiN 薄膜超伝導 CPW のストリップ幅 w を変化した場合の印加電流に対するカイネティックインダクタンス変化量 $L_k(I)$

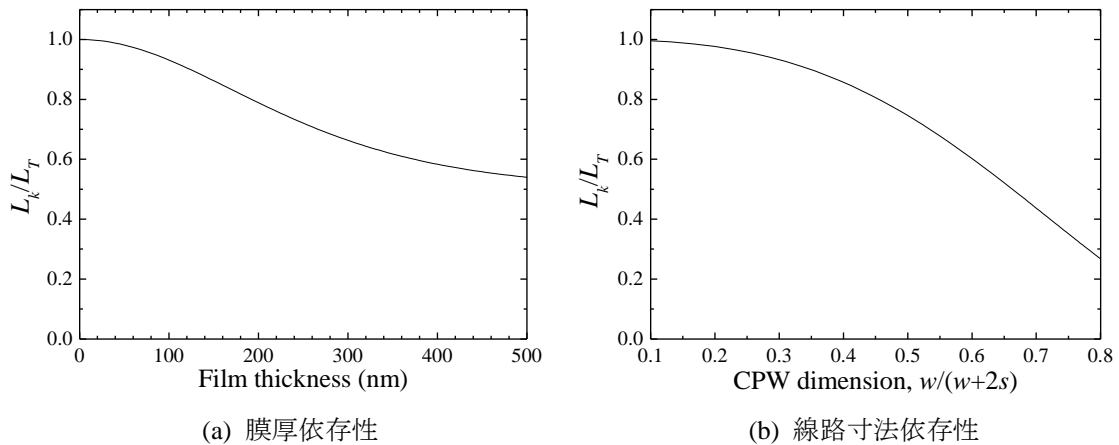


図 5 超伝導 NbTiN 薄膜 CPW のカイネティックインダクタンス

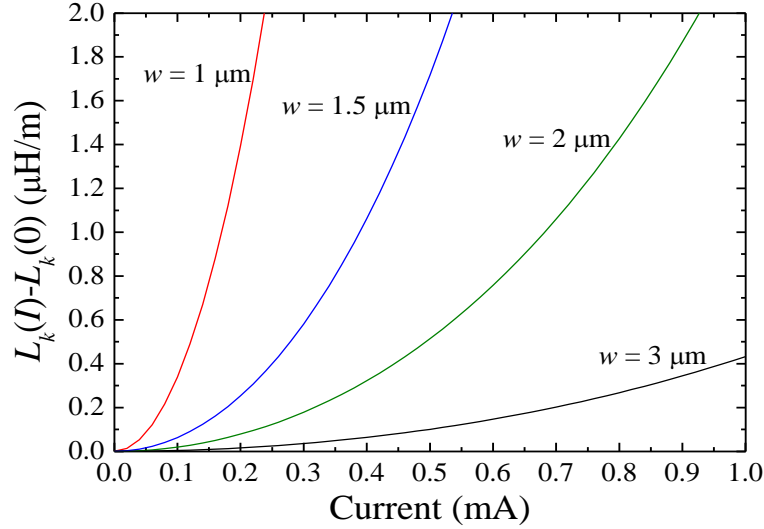


図6 NbTiN 薄膜 CPW のカイネティックインダクタンス非線形性 (計算結果)

$-L_k(0)$ の計算結果である. ギャップ s は $1 \mu\text{m}$, 膜厚 d は 40 nm に設定した. 同じ印加電流値に対し, ストリップ幅 w を小さくすることで大きいカイネティックインダクタンス変化が得られることが分かる. またストリップ幅 w の小さい線路でカイネティックインダクタンス変化量の傾きも大きく, 強い非線形性が得られる. すなわち KIT 増幅器として動作させるためには, L_k/L_T が 1 に近づく微小断面の線路を作製する必要がある, そのような線路において高利得が期待できる.

4 カイネティックインダクタンス非線形性の測定

印加電流に対する NbTiN 薄膜のカイネティックインダクタンス変化を調べるため, NbTiN 薄膜超伝導 CPW を MgO 基板上に作製した. 線路の寸法は CPW ギャップ 2 mm , 電極厚さ 40 nm 及び線路長 0.2 m で, 中心導体幅 $4 \mu\text{m}$ と $2 \mu\text{m}$ のものを作製した. 中心導体に電流が印加されカイネティックインダクタンスが変化すると, それに伴い線路の電気長は次式で表わされる $\Delta\theta$ だけ変化する.

$$\begin{aligned} \Delta\theta &= \{\beta(I) - \beta(0)\} \\ &= \omega \left\{ \sqrt{L_T(I)C} - \sqrt{L_T(0)C} \right\} l \propto \Delta L_k \end{aligned} \quad (7)$$

ここで, l は線路長である. 電気長の変化 $\Delta\theta$ はカイネティックインダクタンスの変化量 ΔL_k に比例するため, 作製した超伝導 CPW の透過係数 S_{21} の位相 (電気長) をベクトルネットワークアナライザにより周波数 $1\text{--}10 \text{ GHz}$ の領域で測定した. 測定系を図 7 に示す. 作製した超伝導 CPW は筐体の実装し, 冷凍機により 4 K に冷却している. 電流はバイアスティを通じて中心導体に供給した. また, 図 7 の測定系において, 電流を印加していない場合の値が基準になるようベクトルネットワークアナライザを校正した.

図 8 (a) は中心導体幅 $w = 4 \mu\text{m}$ の NbTiN 薄膜 CPW に電流を印加した場合の電気長の変化量及び S_{21} の振幅の測定結果である. 測定周波数は 5 GHz である. 電気長の変化量 $\Delta\theta$ は, 電流を印加していない場合の電気長 θ で正規化している. また各点は 5 回の測定の平均値である. 図 8 (a) から, 線路に電流を印加した場合, 伝送損失を伴わず電気長が変化していることを確認した. 印加電流値に対する電気長変化の周波数特性を図 8 (b) に示す. 縦軸は図 8 (a) と同様に各周波数の電気長で正規化している. 測定周波数領域において印加電流値に対し一定割合の位相変化が生じていることを確認した.

電気長の測定結果から算出したカイネティックインダクタンスの電流依存性を図 9 に示す. 縦軸はゼロ電流時のカイネティックインダクタンスで規格化している. 図 6 の計算結果に示したように, CPW の中心導体の線幅 w を小さくすることでカイネティックインダクタンスの電流非線形性が強くなっている. また, 電流印加時のカイネティックインダクタンス変化量を 2 章で求めた β の値を用いて計算した結果も図 9 に示す. 測定結果と計算結果は良い一致を示した.

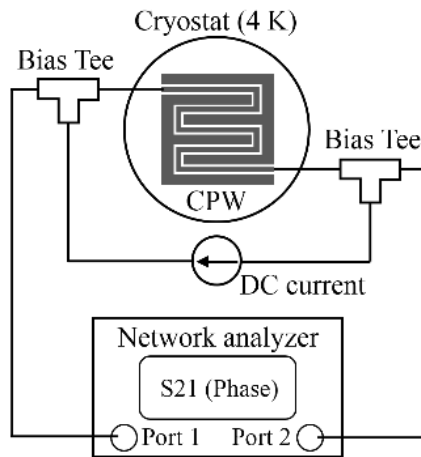
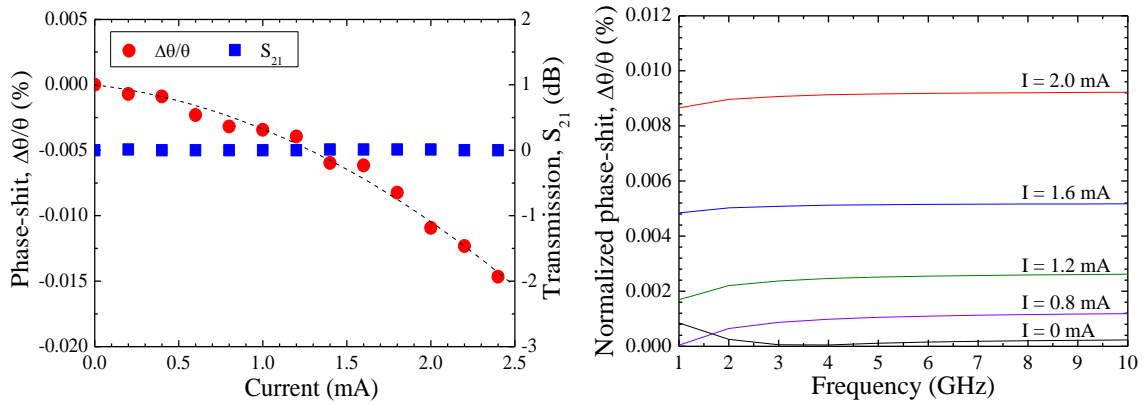


図7 カイネティックインダクタンス非線形性評価の測定系



(a) 位相シフト量及び伝送損失 (5 GHz)

(b) 位相シフト量の周波数特性

図8 電流印加された NbTiN 薄膜 CPW ($w = 4$ mm) の電気長変化

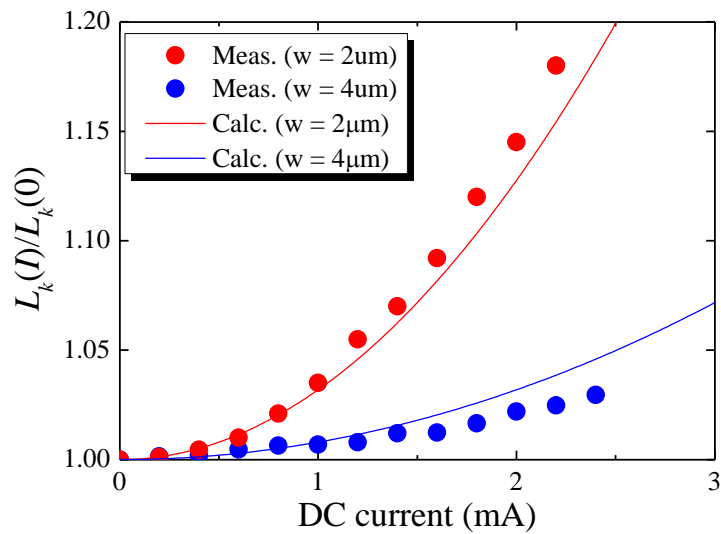


図9 NbTiN 薄膜 CPW のカイネティックインダクタンス非線形性 (測定結果)

5 テラヘルツ帯 KIT 増幅器の設計

マイクロ波帯における超伝導 CPW のカイネティックインダクタンスの電流非線形性の結果を基に、0.3 THz 帯 KIT 増幅器の設計を行った。KIT 増幅器の利得計算は縮退 4 波混合理論を用いて行った [8]。膜厚 40 nm、線路長の 5 cm の NbTiN 薄膜超伝導 CPW を有する KIT 増幅器利得を図 10 に示す。ストリップ幅 4 μm のものでは、利得 10 dB を達成するために 1 mW 程度のポンプ波電力を必要とする。図 9 からストリップ幅の細線化により、同じポンプ波電流でも強いカイネティックインダクタンス非線形性が見込まれるため、中心導体幅 2 μm の CPW を用いることにした。この場合、ポンプ波電力 0.2 mW 程度で利得 10 dB 以上が期待でき、既存のテラヘルツ光源で十分駆動可能である。

現在、上記の設計に基づき KIT 増幅器の試作を行っている。しかし、デバイス作製において歩留まりが悪く増幅器利得の評価には至っていない。その主な原因は、基板全面にわたる非常に長いスパイラル状かつ細線の線路のため、成膜時における膜中への不純物混入、レジスト塗布時の不純物、またオーバーエッチングによるストリップの窪みや断線であった (図 11)。今後、作製プロセスを改善するとともに歩留まりを向上し、KIT 増幅器の利得評価を行なう。

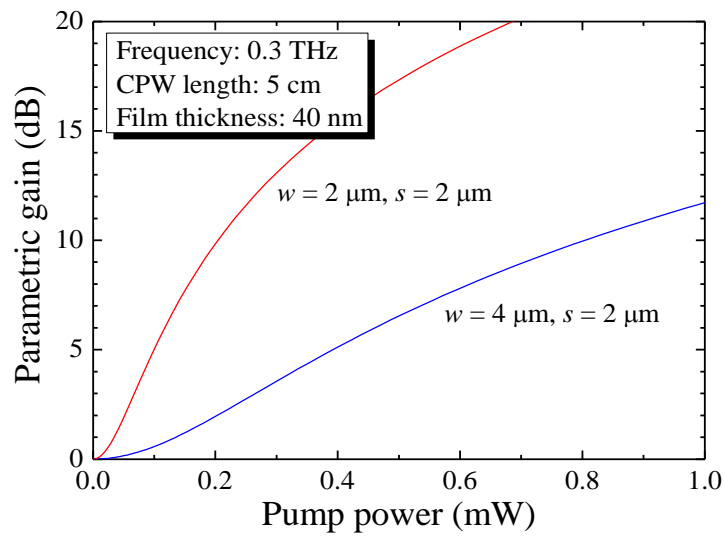


図 10 周波数 0.3 THz における KIT 増幅器の利得の計算結果

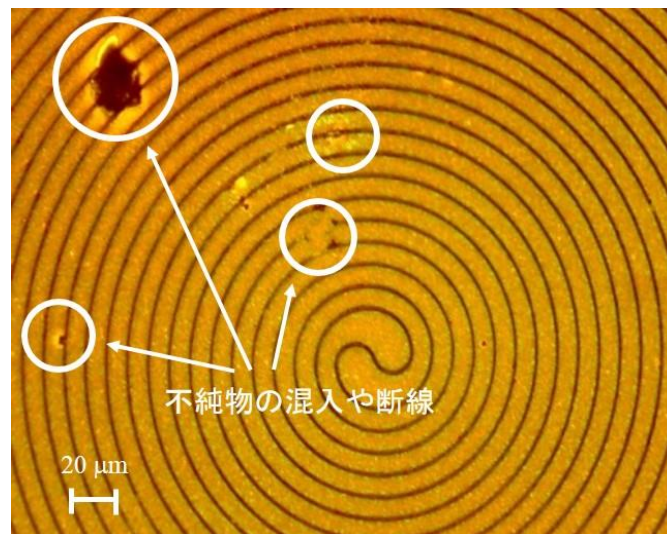


図 11 KIT 増幅器デバイス作製時の欠陥例

6 まとめ

テラヘルツ帯において高利得・極低雑音動作可能な増幅器の実現を目指し、カイネティックインダクタンス非線形性を利用する進行波型超伝導パラメトリック増幅器の基礎研究を実施した。超伝導 NbTiN 薄膜 CPW のカイネティックインダクタンス非線形性を解析し、マイクロ波帯における伝送実験からその非線形性を測定した。線路に電流を印加することで伝送損失を伴わず電気長のみが変化し、印加電流に対してカイネティックインダクタンスが非線形的に増大することを確認した。また、測定したカイネティックインダクタンス変化量は理論解析と良い一致を示した。カイネティックインダクタンス非線形性は線路の細線化及び極薄膜化を行うことで強まる。例えば、中心導体幅 $2\ \mu\text{m}$ 及び膜厚 $40\ \text{nm}$ の CPW を用いた場合、ポンプ波電力 $0.2\ \text{mW}$ 程度で利得 $10\ \text{dB}$ 以上が期待でき、既存の THz 光源で十分駆動可能であることを示した。本研究で得られた結果を基に KIT 増幅器の試作を行い、テラヘルツ動作に向け、まずはマイクロ波帯においてスケールモデル実験を実施する。

【参考文献】

- [1] P.R. Smith, D.H. Auston, and M.C. Nuss, “Subpicosecond photoconductive dipole antennas”, IEEE J. Quant. Elec., Vol. 24, pp. 255–260, 1988.
- [2] M. Urteaga, S. Krishnan, D. Scott, Y. Wei, M. Dahlstrom, S. Lee, M.J.W. Rodwell, “Submicron InP-based HBTs for ultra-high frequency amplifiers”, Int. J. High Speed Electronics and Systems, Vol. 13, No. 2, pp. 457–495, 2003.
- [3] B.H. Eom, P.K. Day, H.G. LeDuc, and J. Zmuidzinas, “A wideband low-noise superconducting amplifier with high dynamic range”, Nature Physics, Vol. 8, pp. 623–627, 2012.
- [4] C. Bockstiegel, J. Gao, M.R. Vissers, M. Sandberg, S. Chaudhuri, A. Sanders, L.R. Vale, K.D. Irwin, and D.P. Pappas, “Development of a broadband NbTiN traveling wave parametric amplifier for MKID readout”, J. Low Temp. Phys., pp. 476–482, 2014.
- [5] M. Takeda, W. Shan, T. Kojima, Y. Uzawa, M. Kroug, J. Li, S. Shi, and Z. Wang, “Mixing properties of NbN-based SIS mixers with NbTiN wirings”, IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol. 19, No. 3, pp. 436–439, 2009.
- [6] D.C. Mattis and J. Bardeen, “Theory of the anomalous skin effect in normal and superconducting metals”, Phys. Rev., Vol. 111, pp. 412–417, 1958.
- [7] K. Watanabe, K. Yoshida, T. Aoki, and S. Kohjiro, “Kinetic inductance of superconducting coplanar waveguide”, Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 33, Part 1, No. 10, pp. 5708–5712, 1994.
- [8] J. Hansryd, P.A. Andrekson, M. Westlund, J. Li, and P-O. Hedekvist, “Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications”, IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron., Vol. 8, No. 3, pp. 506–520, 2002.

〈発表資料〉

題名	掲載誌・学会名等	発表年月
高誘電率基板を用いるカイネティックインダクタンス増幅器の検討	応用物理学会秋季学術講演会	2017年9月6日
YBCO 薄膜コプレーナ線路におけるカイネティックインダクタンス評価	応用物理学会秋季学術講演会	2017年9月6日
超伝導進行波パラメトリック増幅器の位相整合に関するシミュレーション	応用物理学会学術講演会	2017年9月6日