

〔研究〕

カロリメトリック方式による酸化物超電導体の交流損失測定 AC Loss Measurement of Oxide Superconductor by Calorimetric Method

岡野 眞 玉田 紀治 淵野 修一郎 石井 格
M. OKANO N. TAMADA S. FUCHINO I. ISHII

Superconducting power transmission cable is the most attractive application for the oxide superconductor, because of low magnetic field operation and less cooling power requirement. However if the oxide superconducting materials show large AC loss, these merits will be completely spoiled. For this reason, AC loss reduction in oxide superconductor is very important subject to realize a practical power cable. Usually magnetic susceptibility method has been used to evaluate AC loss in superconducting materials, because it can give us profitable information to analyze physical characteristics. And calorimetric method gives us overall information about AC loss, that is, hysteresis loss, eddy current loss and coupling loss, and also critical current density. Calorimetric technique has been known as the best evaluation method for practical conductors, however, data is easily affected by the environment and requires long observation time.

To improve these problems, we proposed new calorimetric method. The proposed system consists of a ring type test superconductor sample, vacuum chamber, refrigerator, solenoid coil and thermal balance heater. In this method, AC loss in the sample is evaluated as the electric power reduction of the thermal balance heater to keep the superconductor sample temperature constant. We have tested our system to evaluate AC loss of $\text{Bi}(\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x)$ coated tape wire (poly-crystal 200 micron thickness, 4 mm width). As a result, though the measured value did not always agree to AC loss estimated by Been Model analysis, it can evaluate AC loss in superconductor in this approach.

§1 まえがき

酸化物超電導体の低磁場応用として送電ケーブルが着目されている。送電ケーブルでの問題は、主にケーブルでの交流損失である。酸化物超電導体の交流損失は、実用線材がまだ確立されていないこともあり、従来の金属系線材に比べかなり大きい。一般に超電導線材の交流損失を測定する方法としては、通電法や磁化法があり、酸化物超電導体の交流損失測定に盛んに用いられている¹⁻⁶⁾。通電法は、試料に交流電流を通電して発生する抵抗性電圧を測定することにより損失値を求めるものである。磁化法は、試料に交流磁界を印加し、ピックアップコイルを用いて磁化曲線の面積を測定して損失値を求めるもの

である。また、従来、低温超電導ケーブルの損失測定に液体ヘリウム中に浸した試料に交流電流を流したときの発熱で生じた蒸発ガスの量と時間および蒸発ガス量を静電容量の変化量で検出して損失値を知るカロリメトリック方式がある⁷⁻⁹⁾。カロリメトリック方式は、損失の原因が何であれ、発生した損失全てを比較的簡易な装置で測定できる利点があるが、周囲環境の変化に簡単に左右されること、測定に長時間を要するなどの欠点がある。そこで、これらの欠点を解消するため測定試料の温度を一定に保つバランスヒーターの入力電力の減少から交流損失を求めるといった新しいカロリメトリック手法を提案し¹⁰⁾、実験検討を行った。手始めに、将来線材として最も有力視されると思われるBi系酸化物超電導体について交

KEY WORDS : 酸化物超電導体, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$, ピン止め力, ヒステリシス損失, 磁束フロー, 磁束クリーブ

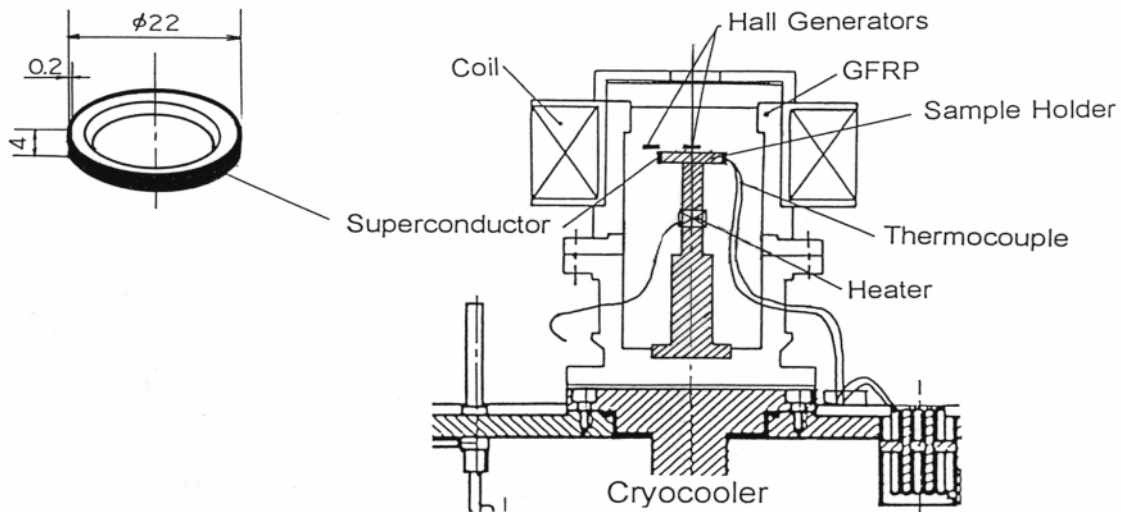


Fig.1 Schematic diagram of AC loss measurement apparatus

流損失の測定を試みた。

§2 測定装置および測定方法

Fig.1にカロリメトリック方式を用いた超電導体の交流損失測定装置の概略を示す。測定に用いた試料は、Bi系2212超電導粉末と溶剤を混合したものをMgO円筒上にスプレーし、電気炉で部分熔融、アニールしたものである。試料の大きさは、同図中に示すように直径22mm、幅4mm、厚さ0.2mmの薄肉円筒状である。超電導体の臨界電流密度は、液体窒素温度77Kにおいて、公称値1000~2000A/cm²である。超電導体は、試料台を通して小型冷凍機から熱伝導により冷却される。試料台は、高熱伝導率を持つHタイプのマシナブルセラミック製（AlN, BNの複合体）である。超電導体に流れる電流は、交流測定装置の外側に設置したコイルに電流を流すことによって電磁誘導にて励起される。試料の温度は、超電導体表面の2カ所に金・鉄熱電対を設置して測定し、磁束密度は、円筒状超電導体の中心とその外側をホール素子にて測定した。また、試料台の周囲は、10⁻⁵Torr以下の高真空とし、周囲の壁の温度と試料台との温度差は、数度以内とした。従って、外部壁からの熱伝導および熱放射による試料台への熱の影響はほとんどなく、熱の流入出は、試料台を通して冷凍機側のみである。また、外部交流磁場により超電導体以外の部分で熱の発生が無いことを確認している。

交流損失は、次のようにして求めた。まず、あらかじめ試料台の途中に設置したヒーターで試料の温度を冷凍機側の温度より数度高めておく。冷凍機側試料台接続部の温度は他の制御器で一定な温度に制御されている。そ

して、外部コイルに交流電流を流すと超電導体に交流電流が誘起され、超電導体内で交流損失すなわち熱を発生する。この熱により試料の温度が上昇しないようにヒーター入力を減少させて試料の温度を一定に保つ。このヒーター入力の減少分が超電導体で発生した交流損失に相当する。この測定装置では、0.1mW程度までの交流損失に対して評価できる。

Fig.2に試料台に円筒状超電導体を設置した写真、Fig.3に交流測定装置を真空層内に設置した写真を示す。真空



Fig.2 Photograph of Bi₂Sr₂CaCu₂O_x sample set at the sample holder of the apparatus

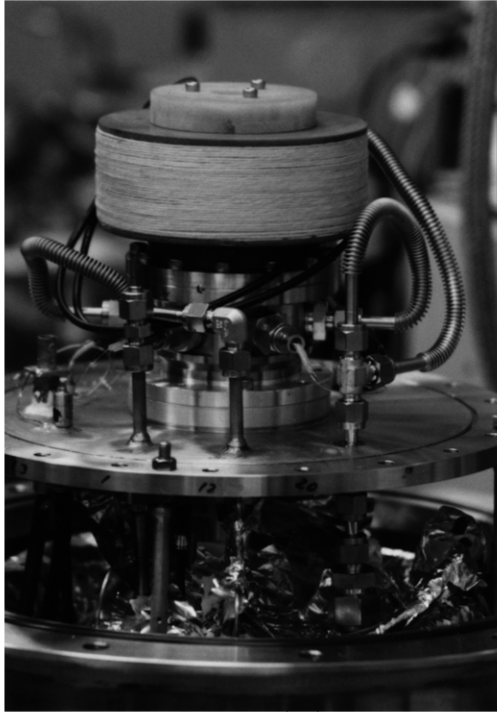


Fig.3 Photograph of the apparatus set in the vacuum vessel

層にはスーパーインシュレーションが施され，層内の真空度は 10^{-6} Torr以下に保たれている。

§ 3 測定結果および検討

実験は，まず，超電導体の実際の臨界電流密度を測定することから行った。臨界電流密度は，円筒状超電導体の軸方向に直流外部磁場をかけて円筒内に磁場を侵入させた後，外部磁場をゼロに戻すことによって円筒状超電導体にトラップされた円筒中心の磁場から計算で求め

た。すなわち，コイル1ターンに流れる電流によるコイル中心からコイル中心軸上のある距離 b の点における磁場は，コイルの半径を a とすると次式で与えられる。

$$H = dH = a^2 i / \{2(a^2 + b^2)^{3/2}\} \quad (1)$$

コイル中心 ($b=0$) における磁場は， $H = i/2a$ で与えられ，これよりコイル電流 i が求まり，臨界電流密度 J_c が計算できる。

Fig.4は，温度41Kにおいて，試料の臨界電流 I_c を求めるために測定した超電導体中心の磁束密度 B_{in} と超電導体周囲の磁束密度 B_{out} を示したものである。図中 N_s は，超電導体を非超電導状態にするために温度上昇を開始した点である。外部磁場が超電導体を横切ることにより超電導体に永久電流が誘起され，外部磁場がゼロになっても永久電流による磁場が発生する。図からみられるように外部コイルの電流を増加していくとトラップされた磁場は増加していくが，4A以上になるとその増加は停止し，ほぼ一定な値になる。この磁場を発生する電流値がその試料の臨界電流 I_c である。以後，41K以上の温度において，外部コイルの電流を4.6Aに固定しトラップ磁場を測定した。

Fig.5に動作温度をパラメータとして測定したトラップ磁場を示す。動作温度が低いほどトラップされた磁束密度は大きい。また，トラップされた磁束は，時間の経過とともに減少している。これは，使用した超電導体の磁束クリープで生じる臨界電流密度の低下によるものと思われる。この試料の磁束クリープは大きいようである。

Fig.6に測定したこの試料の温度 T に対する臨界電流密度 J_c を示す。温度の低下とともに臨界電流密度は上昇する。液体窒素温度77K付近における J_c は，測定器に侵入するノイズが大きく，感度の問題から今回この方法では評価できなかった。

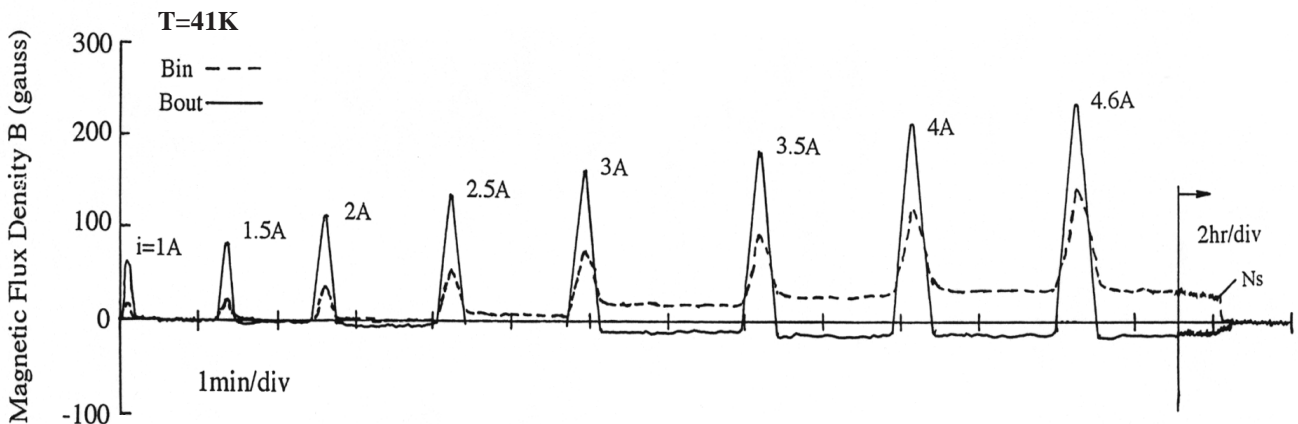


Fig.4 Magnetic field trapped in the superconducting ring by external magnetic field

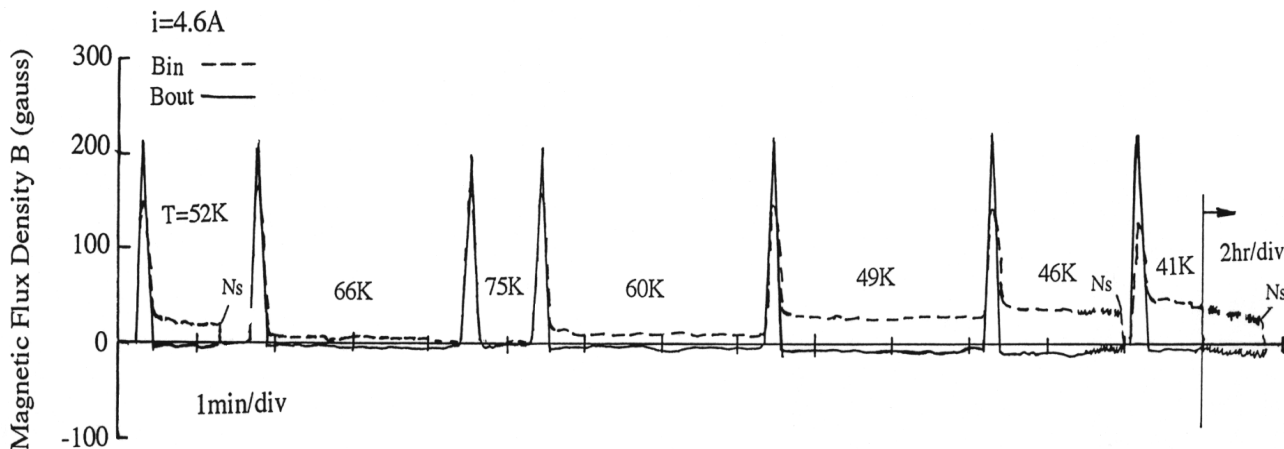


Fig.5 Trapped magnetic field under various temperature.

Fig.7に温度77Kおよび41Kにおける周波数をパラメータとしたときの外部磁場に対する交流損失を示す。温度77Kにおいて、周波数50Hzでは外部磁場の低いところでは外部磁場の3乗 ($B \text{ m}^3$) にほぼ比例して交流損失は増加し、それ以上の磁場では損失の増加はかなり緩やかになる。温度41Kでは、磁場の低いところで $B \text{ m}^3$ にほぼ比例し、そして、磁場の増加にしたがって $B \text{ m}^3$ 以上の勾配で損失が増加する領域がある。この領域での急激な交流損失の増加については検討中であるが、臨界電流近傍での大きな磁束クリープが影響しているものと思われる。それ以上では、損失の増加する割合は減少する。また、外部磁場が高いところでは、温度41Kと臨界電流密度が大きい状態よりも温度77Kでの交流損失は低くなる。これらの結果は、超電導体のピン止め力に伴うヒス

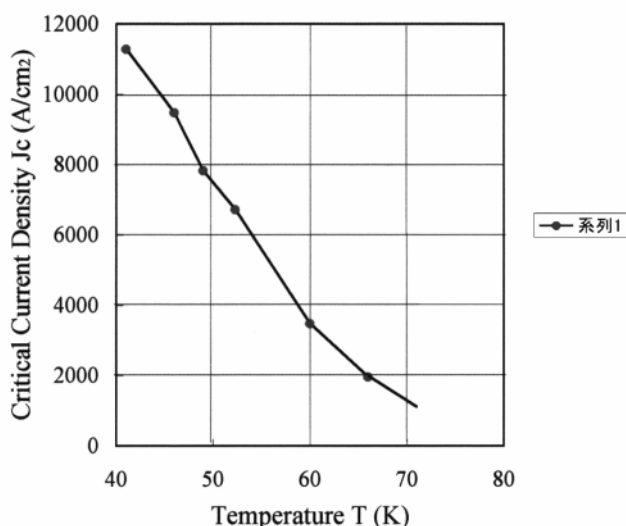


Fig.6 Measured value of critical current density

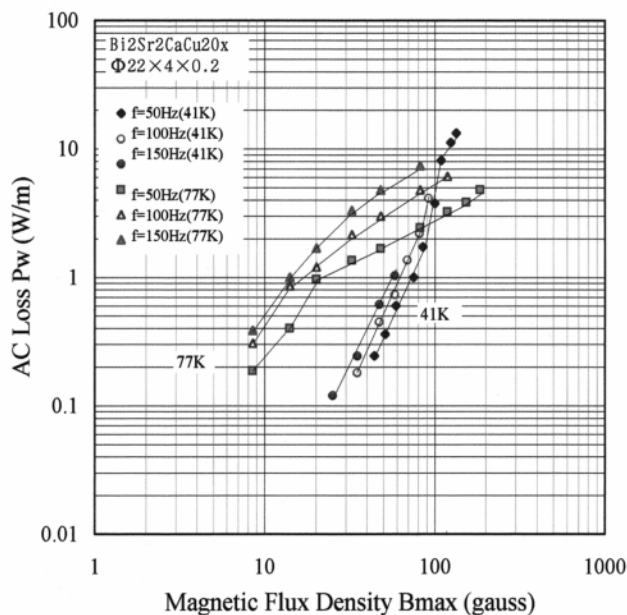


Fig.7 Magnetic field dependence of AC loss at 41K and 77K

テリシス損失から明らかのように磁場の導体への侵入が導体内側までに達しているかないかにより導体内部磁場分布が異なることによるものである。また、付録に示したピンモデルによる計算式で求めた計算値に比して実験値は非常に大きな値となった。例えば、温度41K、周波数50Hz、外部最大磁場50gauss、この試料の臨界電流密度 $J_c 11,370 \text{ A/cm}^2$ とし、付録の(1)式で交流損失を計算すると 0.1 mW/m となり、実測値は1000倍も大きい値を示した。

Fig.8は、外部磁場をパラメータとしたときの周波数に対する交流損失を示したものである。図中に温度77K、外部磁場が50gaussでの交流損失も示した。この条件では磁場は超電導体内側に達している状態でピンモデル

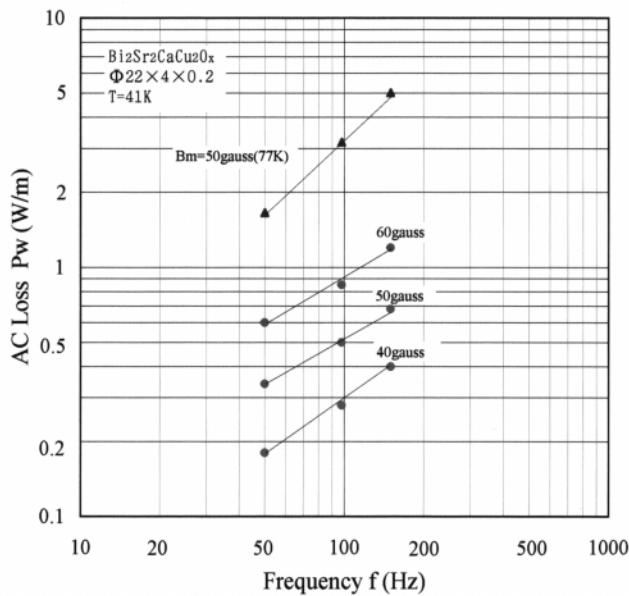


Fig.8 AC loss versus frequency at 41K

による交流損失で知られる周波数に比例した損失を示している。温度41Kでは磁場が超電導体内側まで達していない状態であるが、周波数の増加に伴い交流損失は、直線的に増加する。しかし、周波数の1次に比例した損失ではなく、ビーンモデルによるヒステリシス損失のみでは理解できない結果を示した。これについては、検討中であるが、主な原因は、超電導体の磁束クリープや磁束フローの影響が現われているものと考えられる。また、交流損失の実測値がビーンモデルによる計算値より非常に大きくなった原因としては次のようなことが考えられる。まず、測定系について検討すると、外壁からガスを通して侵入する熱の影響は、試料台周囲を 10^{-5} Torr以下の高真空にしてあるためその影響はほとんどない、熱輻射による熱侵入は、外壁と試料台との温度差が数度以内であるためその影響もほとんどない、試料を取り除いた状態で交流磁場を発生させても試料台の温度変化はなく、周囲材料での渦電流損失による発熱の影響はない、実測値は、ヒーターの電力減少分を測定しているだけであるなどのことから測定系で温度上昇を起こす要因はほとんどないと考えられる。そこで、この原因としては測定に使用した酸化物超電導体が線材として良好な性能を有していないためと考えられる。すなわち、スプレー法で製作したこの超電導体は不均一配向のため金属系の超電導体のようにほとんど全ての領域が同一の臨界電流密度を持ち、超電導結合されているというわけではない。そのため、超電導体であっても臨界電流密度の低い領域や高い領域が入り交じっており、輸送電流がとれる領域が小さく、損失のみが増える結果となっているものと考え

えられる。

このように発熱から導体損失を測定するカロリメトリック法は、交流磁場によって生じる全損失を評価できることが特徴であり、バルク材の損失についても評価できる。

§ 3 結 論

高温超電導線材の交流損失を評価するために新しいカロリメトリック方式を提案し、スプレー法で作製したBi系酸化物超電導体の交流損失測定を行った。その結果、ビーンモデルに基づく磁場 B_m^3 や B_m に比例するヒステリシス損失を確認することができたが、定量的に大きな差を生じたこと、必ずしもビーンモデルで説明できない領域があることなどが分かった。基本的にはこの方法で交流損失を評価することは可能であるので、今後、均一配向された良好な超電導体について評価を行うと伴に測定系についても検討を試み、この方式の確立を目指したい。

参 考 文 献

- 1) J. Orehtsky, et al. : Appl. Phys. Lett. 60 (1992) 252
- 2) H. Ishii, et al. : Adv. in Superconductivity ア, Springer-Verlag, Tokyo, (1995) 733
- 3) 岩熊 成卓, 他 : 低温工学, 29, 4 (1994) 140
- 4) 福永 哲也, 太田 昭男 : 低温工学, 30, 6 (1995) 278
- 5) A.Oota, et al. : Appl. Phys. Lett. 66 (1995) 1551
- 6) 藤上 純, 他 : 低温工学, 33, 1 (1998) 25
- 7) K.Kuroda : Cryogenics 26 (1989) 566
- 8) J.A.Eikelboon : IEEE Trans.Magn. 28 (1992) 817
- 9) 名取 尚武, 他 : 低温工学, 29, 5 (1994) 174
- 10) 岡野 眞, 他 : 1995年度春季低温工学・超電導学会講演概要集 D3-20 (1995) 274

(1998. 7. 8受付)



岡野 眞

Makoto OKANO

エネルギー部 超伝導軸受ラボ

E-mail: okano@etl.go.jp

気体軸受、磁気軸受を用いた低温回転機器および超伝導応用技術に関する研究に従事。



玉田 紀治

Noriharu TAMADA

エネルギー部 超伝導軸受ラボ

E-mail: tamada@etl.go.jp

超伝導送電ケーブル、超伝導発電機等の超伝導電力機器の冷却技術の研究に主として従事。



淵野 修一郎

Shuichiro FUCHINO

エネルギー部 超伝導軸受ラボ

E-mail: fuchino@etl.go.jp

極低温におけるヘリウム冷却特性に関する研究に従事。



石井 格

Itaru ISHII

エネルギー部 超伝導軸受ラボ

E-mail: iishii@etl.go.jp

液体ヘリウム、超臨界ヘリウム等の極低温冷媒の電気絶縁特性の研究、および超伝導発電機の開発研究に従事。

超電導体のピン止め力によるヒステリシス損失の計算式

第二種超電導体において外部磁界が H_{c1} を越えると磁場は磁束線となって導体内に侵入する。磁場は、外部磁場と超電導体に流れる輸送電流による自己磁場とがあり、磁束線が超電導体内を動くときはピン止め力と粘性抵抗に抗して動くために損失を生じる。超電導体表面での交流磁場の大きさを H_s とし、 H_m をその最大値とする。また、侵入磁場が円筒導体の内側に達するときの表面磁場の大きさを H_p 、導体の臨界電流密度を J_c 、その厚さを d とすれば、 $H_p = J_c d$ の関係がある。

交流磁場 H_m が H_p より小さい場合、 f サイクルの間に単位長当たりには生じる損失 P は、導体の幅を b 、 $B_m = \mu_0 H_m$ とすると次式で与えられる。

$$P = 2B_m^3 b f / (3J_c \mu_0^2) \quad (\text{W/m}) \quad (1)$$

H_m が H_p より大きい場合は、 f サイクル、単位長当たり次式で与えられる。

$$P = 2d^2 b f B_m J_c (1 - 2J_c d \mu_0 / (3B_m)) \quad (\text{W/m}) \quad (2)$$

自己磁場による損失は、次式で与えられる。

$$P = 2\mu_0 J_c^2 d^3 b f / 3 \quad (\text{W/m}) \quad (3)$$