

# 高温超伝導体の交流損失

—超伝導線から超伝導送電ケーブルまで—

雨宮 尚之\*

## AC Losses in High $T_c$ Superconductors

– AC Loss Characteristics of Tapes and Power Transmission Cables –

Naoyuki AMEMIYA\*

**Synopsis:** The AC loss characteristics of high  $T_c$  superconductors are reviewed. AC losses are organized according to their generating mechanism and the magnetic field components generating them. Useful analytical formulae of hysteresis losses are presented for the superconductor slab exposed to a parallel magnetic field, for the thin strip exposed to a transverse magnetic field, and for the strip and ellipse carrying transport currents. Experimental and numerical methods for evaluating AC loss are reviewed, and these methods are applied to quantify AC losses in some practical superconductors. The AC loss characteristics of single-coated conductors are shown together with the reduction of their AC losses through striation. The AC loss characteristics of mono-layer as well as multi-layer superconducting power transmission cables are explained, and reduction of their AC losses by means of using narrower coated conductors is discussed.

**Key words:** AC loss, superconductor, coated conductor, power transmission cable, striation

### 1. はじめに

ビスマス系多芯線が工業的に量産され市販されるようになり、また、イットリウム系線材についても 500 m から 1 km を超える長さのものが製作されるようになり、高温超伝導体も発見から 20 余年を経て、物理学・化学・材料科学の研究対象から電気工学分野における研究と応用開発の対象となってきた。

高温超伝導は、冷却に要する電力が小さいことから、低温超伝導ではハードルが高かった超伝導電力機器の実用化につながるものとして期待されている。しかるに、多くの電力機器が交流で用いられることを考えると、超伝導を交流で用いたときに発生する交流損失の低減が重要である。

本稿では、交流損失の発生メカニズムとその分類について簡単に解説し、実験的アプローチならびに数値解析的アプローチによる交流損失の定量化法、高温超伝導線の中でも近年研究開発の活発なイットリウム系超伝導線材の交流損失特性、さらに、高温超伝導を応用した電力機器の一例として、世界でもっとも活発に研究開発が行われている超

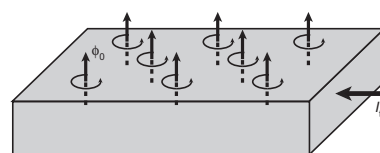
伝導電力機器である超伝導送電ケーブルの交流損失特性について概説する。

### 2. 交流損失の発生メカニズムと分類

#### 2.1 交流損失の発生メカニズムと発生メカニズムによる交流損失の分類

##### 2.1.1 ヒステリシス損失

実用的な超伝導体は第二種超伝導体であり、実用的な磁界の強さでは完全反磁性（マイスナー状態）は示さず、**Fig. 1** に示すように磁束が磁束線（fluxoid）として量子化して侵入している。静的な状態（直流電流を輸送している場合など）では、磁束線にかかるローレンツ力と磁束線を格子欠陥等のピン止め中心に留めているピン止め力が釣り合い磁束線は静止している。しかるに、外部磁界もしくは超伝導体自身を流れる輸送電流（あるいはそれが発生する自己磁界）が変化すると超伝導体内部の磁束分布は変化し、その際にはローレンツ力がピン止め力に抗して磁束線を動かすことになる。ピン止め力という抗力に抗して磁束線を動かすわけであるから、そこで仕事をしなければなら



**Fig. 1** Fluxoids in the type-II superconductor.

Received August 2, 2010

\* 京都大学大学院工学研究科電気工学専攻電磁工学講座  
超伝導工学分野  
〒615-8510 京都府京都市西京区京都大学桂  
Department of Electrical Engineering, Graduate School of  
Engineering, Kyoto University  
Kyoto-Daigaku-Katsura, Nishikyo-ku, Kyoto 615-8510, Japan  
E-mail : amemiya@kuee.kyoto-u.ac.jp

ずそのエネルギーが損失として散逸される。これが交流損失の中でもっとも基本的なもので、ヒステリシス損失と呼ばれる。ピン止め力に抗して磁束線を動かすのはローレンツ力であるから、その源である電源（外部磁界を発生するための電源もしくは輸送電流を流すための電源）が仕事をしていることになる。

ローレンツ力が同じならば、磁束線の移動距離が短いほど仕事は小さくなるはずである。例えば、超伝導体の両側の外部から磁界をかけた場合で考えると、磁束線の最大の移動距離は超伝導体の表面から中央までの長さであるから、非常に大雑把な言い方をすれば、超伝導体が薄いほど（あるいは細いほど）ヒステリシス損失は小さくなる。

Fig. 2 に示すような無限に広い厚さ  $t$ 、臨界電流密度  $J_c$  の超伝導平板（スラブ）の両側から、平板に平行な振幅  $H_e$  の外部磁界が印加されている場合を考える。超伝導特性を Bean の臨界状態モデルで表現すると単位体積あたり磁界変化 1 周期あたりのヒステリシス損失は次のように与えられる（スラブモデル）<sup>1)</sup>。

$$Q_{h,slab} = \frac{4\mu_0}{3} \frac{H_e^3}{J_c t}, \quad H_e < \frac{J_c t}{2} \quad (1)$$

$$Q_{h,slab} = \mu_0 J_c \left( H_e - \frac{J_c t}{3} \right), \quad H_e > \frac{J_c t}{2} \quad (2)$$

式(1)は磁界の振幅が小さく超伝導平板の中央まで磁束が到達しない場合の損失、式(2)は磁界の振幅が大きく超伝導平板の中央まで磁束が到達する場合の損失を与える式で、実用的に興味があるのは多くの場合、磁界の振幅が大きく式(2)でヒステリシス損失が与えられる領域である。式(2)において、磁界が中心到達磁界（ちょうど超伝導平板の中央まで磁束が到達する磁界振幅）より十分大きい場合、右辺のかっこ内第 2 項の寄与は第 1 項の寄与に比べ小さく、磁界変化 1 周期あたりのヒステリシス損失は超伝導体の厚さ  $t$  に比例して小さくなるのがわかる。

Fig. 3 に示すような無限に薄い幅  $w$ 、臨界電流  $I_c$  の超伝導ストリップに垂直に振幅  $H_e$  の外部磁界が印加されている場合を考える。再び、超伝導特性を Bean の臨界状態モデル

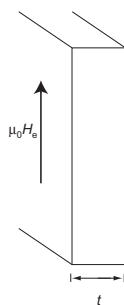


Fig. 2 Superconductor slab exposed to a parallel magnetic field.

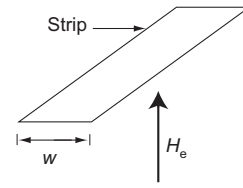


Fig. 3 Superconductor strip exposed to a perpendicular magnetic field.

で表現すると単位長さあたり磁界変化 1 周期あたりのヒステリシス損失は次のように与えられる（Brandt の式）<sup>2)</sup>。

$$Q_{h,strip} = \mu_0 w I_c H_e \cdot g\left(\frac{H_e}{H_c}\right) \quad (3)$$

ここで、 $H_c = I_c/w\pi$  で、 $g(x)$  は次式で与えられる関数である。

$$g(x) = (2/x) \ln \cosh x - \tanh x \quad (4)$$

薄膜線材を想定し臨界電流密度と超伝導膜厚さの積が同じだとすると臨界電流と幅は比例するので、ヒステリシス損失はストリップ幅  $w$  の 2 乗に比例することになる。

式(2)と式(3)を具体的に計算するとわかるが、イットリウム系超伝導線材のような超伝導層が薄いテープ線材では、垂直磁界下でのヒステリシス損失の方がずっと大きい。また、式(2)と式(3)より、超伝導平板では厚さが薄いほど、超伝導ストリップでは幅が狭いほど、外部磁界に対するヒステリシス損失は小さくなるのがわかる。

次に、超伝導線自身に流れる輸送電流が発生する磁界、すなわち自己磁界によるヒステリシス損失について考える。自己磁界による損失を通電損失、自己磁界損失などと呼ぶ。臨界電流  $I_c$  の楕円断面超伝導線ならびに超伝導ストリップが振幅  $I_t$  の交流電流を輸送している場合の、線材単位長さあたり電流変化 1 周期あたりの通電損失は、超伝導特性を Bean の臨界状態モデルで表現すると、それぞれ次のように与えられる（Norris の楕円の式、Norris のストリップの式）<sup>3)</sup>。

$$Q_{t,N-c} = \frac{I_c^2 \mu_0}{\pi} \cdot \left\{ \left(1 - \frac{I_t}{I_c}\right) \ln \left(1 - \frac{I_t}{I_c}\right) + \left(2 - \frac{I_t}{I_c}\right) \left(\frac{1}{2} \frac{I_t}{I_c}\right) \right\} \quad (5)$$

$$Q_{t,N-s} = \frac{I_c^2 \mu_0}{\pi} \cdot \left\{ \left(1 - \frac{I_t}{I_c}\right) \ln \left(1 - \frac{I_t}{I_c}\right) + \left(1 + \frac{I_t}{I_c}\right) \ln \left(1 + \frac{I_t}{I_c}\right) - \left(\frac{I_t}{I_c}\right)^2 \right\} \quad (6)$$

これらの式より、電流負荷率  $I_t/I_c$  が一定であれば、臨界電流の 2 乗（薄膜線材を想定し臨界電流密度と超伝導膜厚さの積が等しければストリップ幅の 2 乗）に比例して通電損失は増えるのがわかる。

### 2.1.2 超伝導体の分割、多芯化と結合損失<sup>4)</sup>

式(3)、式(6)において単位長さあたりの損失がストリップ幅の 2 乗に比例することから、イットリウム系線材のよう

な超伝導層が薄膜状の線材を  $N$  分割して  $N$  本並列にして用いれば、輸送できる電流の大きさを変えずに、外部垂直磁界、自己磁界に対するヒステリシス損失を  $N$  分の 1 に低減できるようにみえる。しかし、ここで注意しなければならないのは、これが成立するのは  $N$  分割した線材が電磁的に独立に振舞う場合であるということである (Fig. 4)。

外部磁界にさらされた、分割し並列した超伝導体の電磁的な振る舞いについて、Fig. 5 のようなモデルで考えてみる。このモデルでは、分割した超伝導体が常伝導体と交互に並んだモデルである。超伝導体を分割しても、Fig. 5(a) の実線のようなしゃへい電流が常伝導体を介して流れると、磁束分布は Fig. 5(b) のように全体の両側から侵入するようになり、これは超伝導体を分割していない場合とほとんど変わらない。この状態では分割は有効に働かずヒステリシス損失は低減できない。常伝導体を介したしゃへい電流が速やかに減衰し Fig. 5(a) の破線のようなしゃへい電流分布と Fig. 5(b) の 3 のような磁束分布になれば超伝導体の分割が有効になり、ヒステリシス損失が低減できる。常伝導体を介したしゃへい電流を速やかに減衰させるためには、常伝導体の抵抗率を大きくすることとしゃへい電流のループを小さくしインダクタンスを小さくすることが有効で、後者を実現する一つの方法が線全体を撚る (ツイストする) ことである。また、このとき、常伝導体を介して流れるしゃへい電流を結合電流と呼ぶが、結合電流が常伝導

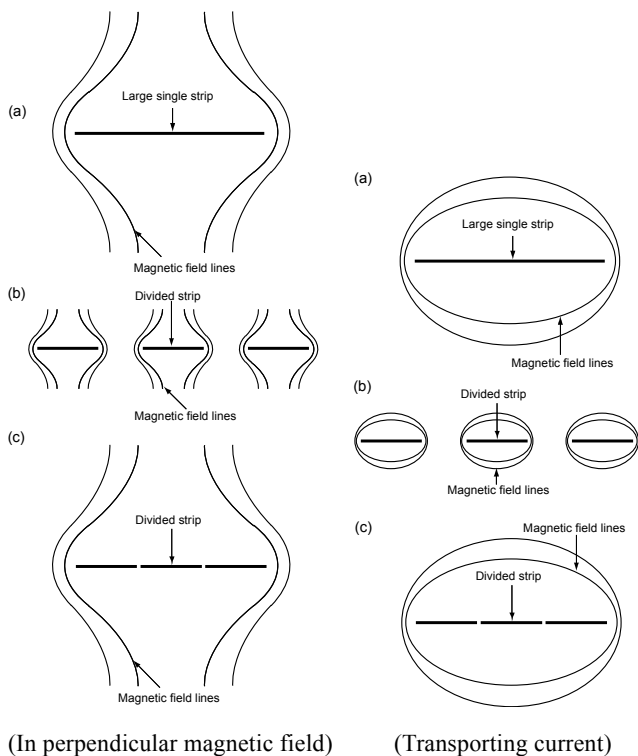


Fig. 4 Divided superconductor strips: (a) original wide strip, (b) divided narrow strips decoupled electromagnetically, and (c) divided narrow strips coupled electromagnetically.

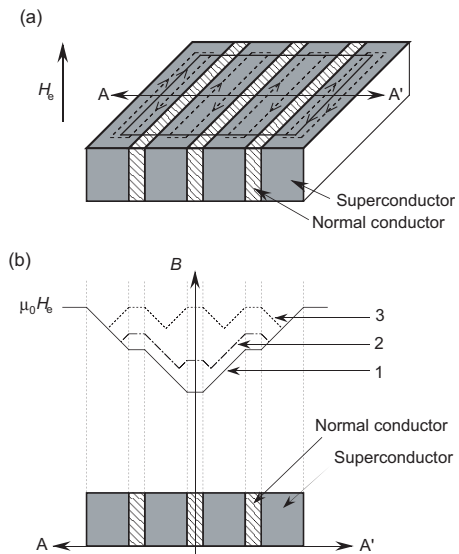


Fig. 5 Electromagnetic behavior of the divided superconductor in an applied magnetic field.

体を流れることによりジュール損失が発生する。これを結合損失と呼ぶ。

### 2.1.3 交流損失としゃへい電流の種類、うず電流損失

ヒステリシス損失は超伝導体内部で閉じて流れるしゃへい電流の分布 (磁束の分布) のヒステリシスに起因する損失である。超伝導体と常伝導体の両方を流れるしゃへい電流 (結合電流) が常伝導体部分を通るときに生じる損失が結合損失である。さらに、しゃへい電流としては、超伝導線材に安定化等のために付加する常伝導金属の中で閉じて流れるものも存在し得るが、これによるジュール損失をうず電流損失と呼ぶ。ヒステリシス損失、結合損失、うず電流損失という分類は、交流損失の発生メカニズムによる交流損失の分類である。

## 2.2 交流損失の元となる磁界による交流損失の分類

交流損失の別の分類法として、交流損失のもととなる磁界で分類する方法がある。

交流外部磁界によって発生する損失のことを磁化損失という。超伝導線自身に流れる交流輸送電流が発生する磁界、すなわち自己磁界による損失を通電損失あるいは自己磁界損失という。さらに、交流外部磁界下で交流電流を輸送する超伝導体で発生する損失を全損失あるいは同時掃引時の損失という。

## 3. 交流損失の定量化法

### 3.1 交流損失の実測

#### 3.1.1 色々な交流損失測定法

交流損失の値自体は非常に小さいので、その測定には高度な技術を要する。交流損失の測定法には色々あるが、大きく分けて、電気的な方法と熱的な方法がある。

交流損失の電気的な方法による測定においては、交流損失のもととなる磁界により異なった方法が取られる。磁化損失の電気的測定は、基本的にはピックアップコイルによる磁化測定である。通電損失の電気的測定は、基本的には4端子法による電圧測定である。いずれの測定も、ポインティングベクトルの測定として解釈することができる。全損失の電気的測定はピックアップコイルによる磁化測定と4端子法による電圧測定を組み合わせで行われるほか、小さなピックアップコイルと電圧タップを組み合わせポインティングベクトルを直接測定するというも行われている。

交流損失の熱的な方法による測定では、電気的な方法と異なり、交流損失の元となる磁界が何であるかは意識する必要がない。これは、熱的な方法のメリットである。熱的な方法の一つは、冷媒の蒸発量（液相の冷媒の減少量、冷媒が気化した気体の量）から交流損失を求める方法である。この方法は総発熱量が大きいコイル等の交流損失測定に用いられる方法であるが、クライオスタットへの熱侵入等の分別、絶対値を求めるための正確な校正の必要など、難しい点もある。超伝導送電ケーブルにおいては、これと類似の方法として、ケーブル全長に渡って流す液体窒素の入口温度と出口温度と流量から交流損失を求めるという方法も採られる。また、超伝導線の短尺試料の交流損失測定に適用される方法として熱電対を用いる方法もある。これは、試料の短い区間を断熱材で断熱した上で熱電対を設置し、その部分の交流損失による微小な温度上昇から交流損失を求めるというものである。臨界電流等にほとんど影響を与えない程度の微小な温度上昇を測定するために測定には長時間かかる場合が多いほか、校正にも十分注意を払う必要がある。

### 3.1.2 試料鎖交型ピックアップコイルによる磁化損失測定<sup>5)</sup>

先述したように、電気的な方法による磁化損失測定は基本的にはピックアップコイルによる磁化測定であるが、ここでは試料鎖交型ピックアップコイルというピックアップコイルを用いる方法について紹介する。Fig. 6 に交流損失測定装置の一例を示す。磁界発生用マグネットのボア内に試料鎖交型ピックアップコイルを設置し、これと鎖交する形

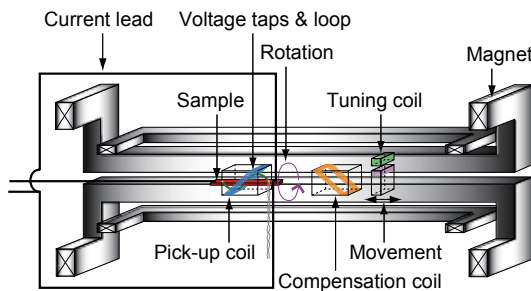


Fig. 6 Experimental set-up for measuring AC loss.

で試料線材を置く。装置全体は液体窒素中に漬けられている。試料鎖交型ピックアップコイルと試料の拡大図を Fig. 7(a)に示す。Fig. 7(b)のように、試料を回転させることにより線材面に対する磁界の角度を変えることができる。試料鎖交型ピックアップコイルによる磁化損失測定は、Fig. 8に示したようなピックアップコイルの1ターン分で囲まれるような直方体表面から中に入るポインティングベクトルを測定し、直方体内部に含まれる長さ  $2a$  の試料線材の区間で散逸される磁化損失を測定するものと解釈できる。試料単位体積あたりの磁化損失は次式で求められる。

$$\begin{aligned}
 Q_m &= -\frac{1}{v_s} \int_T \int_{S_0} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{n} dS dt \\
 &= -C \frac{1}{v_s} \int_T \int_{S_E+S_F} E_x H_c dS dt \\
 &= C \frac{2hH_{e,rms} V_{in,rms}}{Nf v_s}
 \end{aligned} \tag{7}$$

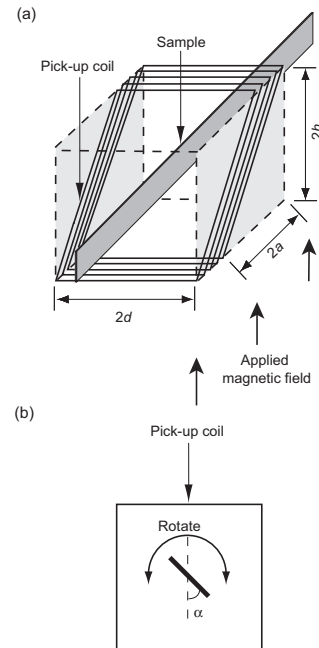


Fig. 7 Linked pick-up coil.

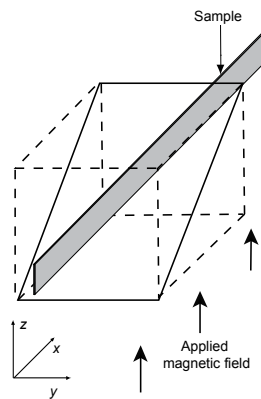


Fig. 8 Pointing vector measurement using a linked pick-up coil.

$v_s$ は直方体の中の試料の体積、 $H_e$ は外部印加磁界、 $2h$ はコイルの高さ、 $V_{in,rms}$ はロックインアンプで測定した外部磁界と同相なピックアップコイル電圧の成分、 $N$ はピックアップコイルのターン数、 $f$ は磁界の周波数である。外部印加磁界  $H_e$ は  $z$ 成分のみを持っていると仮定し、マグネット励磁電流から求める。この仮定のために、式(7)の右辺には較正係数  $C$ がかかっているが、これは、理論解析やうず電流損失が解析的に求められる銅テープの損失の実測により決定できる。

### 3.1.3 スパイラルリードループ法による通電損失測定<sup>6)</sup>

通電損失は基本的には4端子法で測定する。しかし、テープ線材の場合、輸送電流により発生する電磁界が周方向で一様でなくなるため、電圧タップのリード線を線材に沿わせて測定すると正確な測定が行えないことが知られている。それを避ける一つの方法が、Fig. 9に概念図を示したようなスパイラルリードループ法である。試料単位長さあたりの通電損失は次式で求められる。

$$Q_t = (I_{t,rms} V_{in,rms} / d) / f \quad (7)$$

$I_{t,rms}$ は輸送電流の実効値、 $V_{in,rms}$ はロックインアンプで測定した輸送電流と同相なタップ電圧、 $d$ はタップ間距離、 $f$ は電流の周波数である。

### 3.1.4 全損失の測定<sup>5)</sup>

全損失も、交流外部磁界下で交流輸送電流を試料に流した状態で、磁化損失と通電損失を測定することにより求めることができる。Fig. 6の装置はこれに対応した装置である。

## 3.2 電磁現象シミュレーション

超伝導体内部の電磁界分布の時間変化を数値電磁界解析により求め(電磁現象シミュレーション)、これから交流損失を計算することができる<sup>7)</sup>。数値電磁界解析の手法としては、有限要素法の適用例が多いがその他の手法も用いられている。

超伝導線は非常に非線形性の強い導電特性を有しており、その反復計算には多大な計算時間を要する。このため、3次元解析はあまり一般的ではなく、問題に応じた適当な解析領域を設定した上での2次元解析を行うことが多

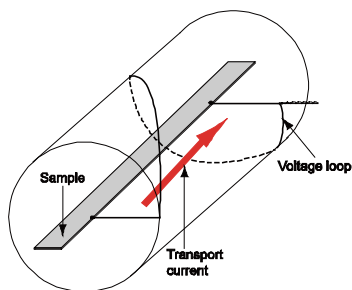


Fig. 9 Spiral voltage lead loop.

い。もっとも一般的なモデルは、直線状の線材あるいは集合導体の線材軸、導体軸に垂直な断面を対象とする2次元解析である(Fig. 10)。この場合、電流は解析領域に垂直な方向成分のみを持ち、磁束密度は解析領域面に平行な成分のみを持つ。イットリウム系超伝導線材については線材面に垂直な磁界成分が交流損失を支配するという実験事実を根拠に、線材面に平行な磁界成分を無視した薄板近似に基づいた線材面上の2次元領域を解析領域とした解析も行われている(Fig. 11)<sup>8-10)</sup>。さらに、無限に長いイットリウム系超伝導線材については、これを一歩進めて線材幅に対応する1次元領域を解析領域とした解析も行われ<sup>11)</sup>、交流損失計算値と実験値がよく一致することが示されている<sup>12)</sup>。

超伝導体の電磁現象シミュレーションを行う際に、超伝導特性をどのように取り込むかが一つのポイントとなる。よく行われる方法は、臨界電流密度と  $n$  値を用いたべき乗則に従った電界-電流密度特性を仮定するという方法である。

$$E = E_0 \left( \frac{J}{J_c} \right)^n \quad (8)$$

具体的には、これより求めた非線形抵抗率を用いたオームの法則を構成方程式としてマックスウェル方程式から導出された支配方程式を解くというものである。このほか、電流密度が臨界電流密度に一致するように反復計算を行って臨界状態モデルを取り組むという方法も行われている。

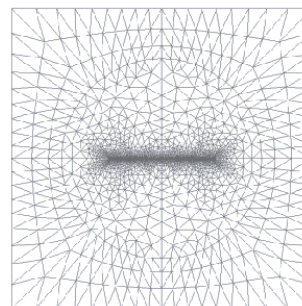


Fig. 10 Cross-sectional finite element model for electromagnetic field analysis of the coated conductor.

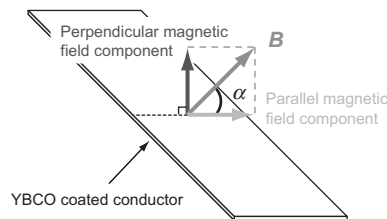


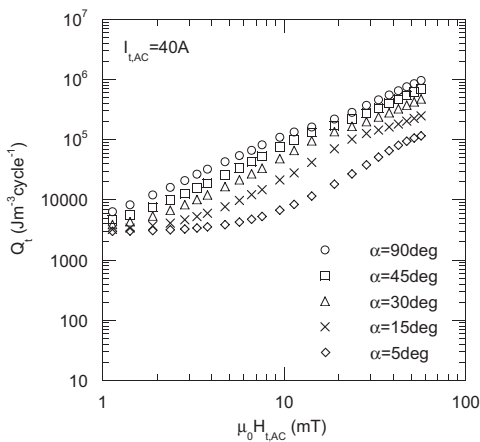
Fig. 11 Thin-strip approximation of the coated conductors for the electromagnetic field analysis.

## 4. 交流損失特性の実際

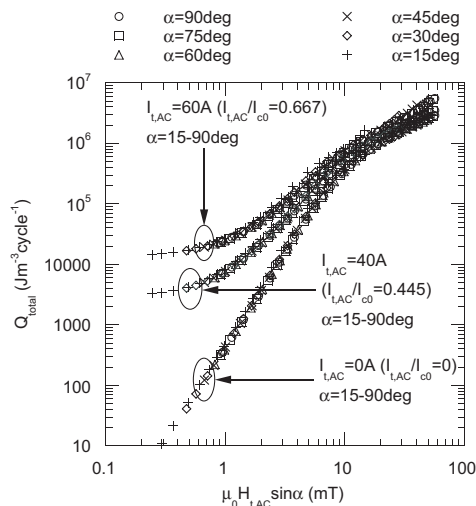
### 4.1 イットリウム系超伝導線材の交流損失特性

#### 4.1.1 交流損失の磁界角度依存性

イットリウム系超伝導線材に、線材面に対して様々な角度（磁界角度）の交流外部磁界をかけた状態で交流輸送電流を通電し交流損失を測定し、その損失を外部磁界振幅およびその線材面に垂直な成分（垂直磁界成分）に対してプロットした図を **Fig. 12** に示す。異なる磁界角度における交流損失測定値が、垂直磁界成分に対してプロットすると一致していることが特徴的である。磁界振幅・平行磁界成分が異なるプロットが一致していることは、輸送電流と垂



(a) AC losses vs. magnetic field amplitude.



(b) AC losses vs. perpendicular magnetic field component.

**Fig. 12** Measured AC losses of the coated conductors carrying an AC transport current in an AC transverse magnetic field of various orientations.  $\alpha$  is the angle of the applied magnetic field measured from the normal vector of the tape face,  $I_{LAC}$  is the amplitude of the AC transport current,  $I_{c0}$  is the critical current at self field,  $H_{LAC}$  is the amplitude of the AC transverse magnetic field, respectively<sup>14)</sup>.

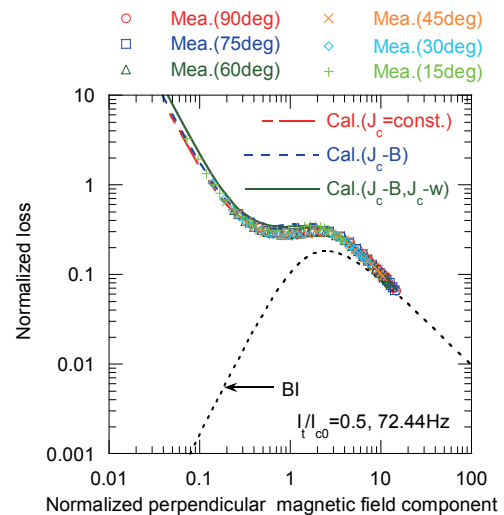
直磁界成分のみで損失が決まり、交流損失に対して、平行磁界成分はほとんど影響しないことを意味している<sup>13,14)</sup>。

**Fig. 13** に、交流磁界下で交流を輸送する線材の交流損失（ただし、横軸、縦軸とも規格化）の実験値と理論値（電磁現象シミュレーションにより計算）の比較を示した。実験値と理論値がよく一致していることがわかる<sup>12)</sup>。

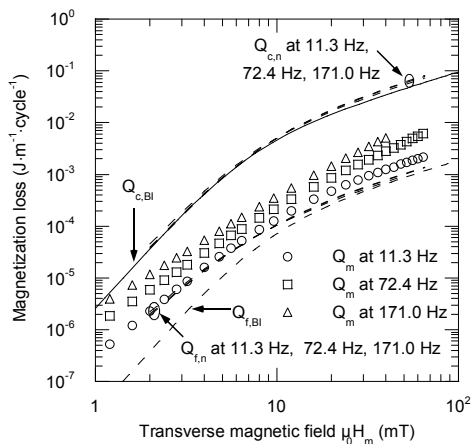
#### 4.1.2 超伝導層分割による交流損失低減

幅 10 mm のイットリウム系超伝導線材の超伝導層をレーザによって 40 分割し磁化損失を様々な周波数で測定した結果を **Fig. 14** に示す。試料は、長さ 100 mm の短尺試料であるが、これは結合電流の流れ方に関しては、ツイストピッチ 200 mm の線材を模擬していると考えられる。超伝導層分割によって磁化損失を 95%低減できている。また、磁化損失測定値には周波数依存性が見られるが、電磁現象シミュレーションとの比較により、結合損失が周波数依存性の原因であることが示されている<sup>9,15)</sup>。

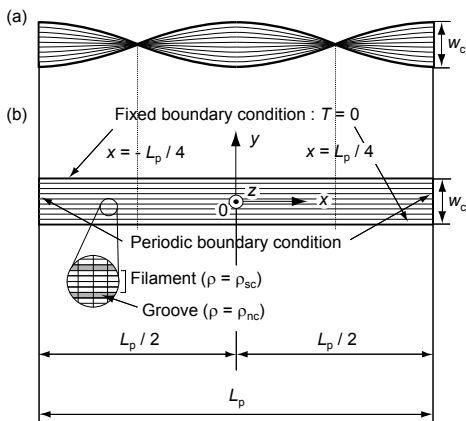
次に、超伝導層を分割し、さらに線材をツイストした場合の磁化損失特性について調べるための電磁現象シミュレーションについて説明する<sup>10)</sup>。 **Fig. 15** に示したような薄板近似に基づいたモデルにより解析を行った。10 分割線材において、周波数を変化させて電流の流線を比較したものが **Fig. 16** である。周波数が高いときには結合電流が減衰せずフィラメント 10 本全体に大きなループで磁化電流が流れているのに対し (**Fig. 16(c)**)、周波数が低いとき (**Fig. 16(a)**) には結合電流が減衰し、各フィラメント内に閉じる



**Fig. 13** Normalized total AC losses plotted against normalized perpendicular magnetic field component  $H/H_c$ . Symbols represent measured AC losses in various field angles. Lines denoted with Cal. ( $J_c = \text{const.}$ ), Cal. ( $J_c - B$ ), and Cal. ( $J_c - B, J_c - w$ ) represent the calculated AC loss assuming constant  $J_c$ , that considering the magnetic field dependence of  $J_c$ , and that considering the magnetic field dependence of  $J_c$  as well as its lateral profile. BI represents the analytical value of magnetization loss of superconductor strip in a perpendicular magnetic field given by Brandt and Indenbom<sup>12)</sup>.

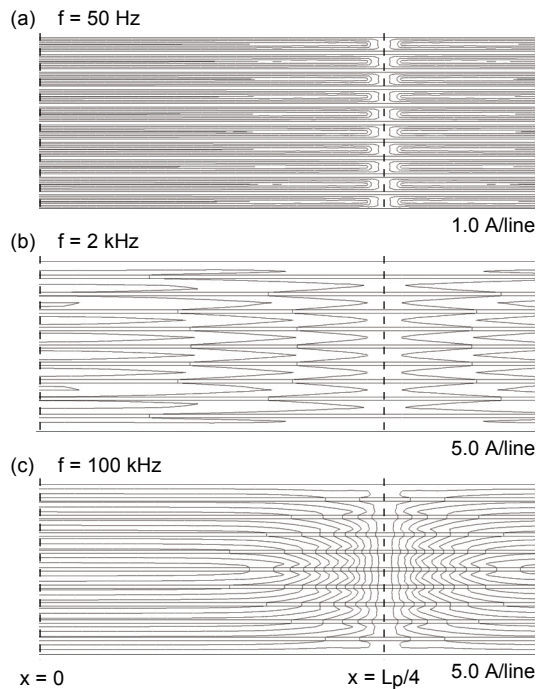


**Fig. 14** Magnetization loss of striated coated conductor versus magnetic field amplitude  $\mu_0 H_m$ ; measured magnetization loss  $Q_m$ , analytical loss for conductor with completely coupled filaments  $Q_{c,BI}$ , analytical loss for conductor with completely decoupled filaments  $Q_{f,BI}$ , calculated loss by 1D FEM model for conductor with completely coupled filaments  $Q_{c,n}$ , and calculated loss by 1D FEM model for conductor with completely decoupled filaments  $Q_{f,n}$ .

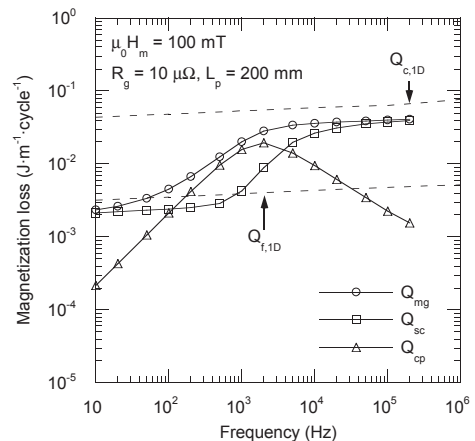


**Fig. 15** Model of striated and twisted coated conductors based on the thin-strip approximation for electromagnetic field analysis.  $L_p$  is the twist pitch,  $\rho_{sc}$  is the equivalent resistivity of superconductor, and  $\rho_{nc}$  is the equivalent interfilament resistivity, respectively<sup>10)</sup>.

形で磁化電流が流れていることがわかる。このような計算からもとめられた磁化損失を周波数に対してプロットした図が **Fig. 17** である。ヒステリシス損失  $Q_{sc}$  はフィラメントが電磁的に結合している周波数が高い領域で大きく、電磁的結合が解ける周波数が低い領域で小さくなっていることがわかる。また、結合損失  $Q_{cp}$  はある周波数の付近で極大を持っているが、これは結合損失特性の一般的特徴に従うものである。



**Fig. 16** Current lines in the striated and twisted coated conductors in a transverse magnetic field<sup>10)</sup>.

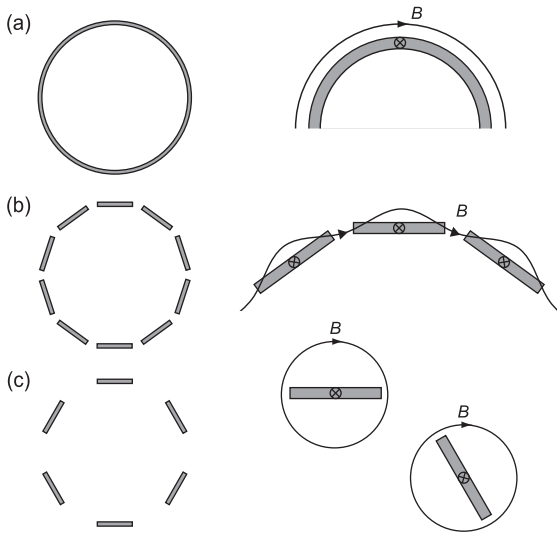


**Fig. 17** Overall magnetization losses and loss components of striated coated conductor vs. frequency of external magnetic field, where  $R_g = 10 \mu\Omega$ ,  $L_p = 200 \text{ mm}$ , and  $\mu_0 H_m = 100 \text{ mT}$ :  $Q_{sc}$  is hysteretic loss component,  $Q_{cp}$  is coupling loss component, and  $Q_{mg}$  is overall magnetization loss of conductor ( $Q_{sc} + Q_{cp}$ );  $Q_{f,1D}$  and  $Q_{c,1D}$  are magnetization losses at completely decoupled state and completely coupled state, respectively, calculated using one-dimensional model for flat conductor<sup>10)</sup>.

## 4.2 イットリウム系超伝導線材を用いた超伝導送電ケーブルの交流損失特性

### 4.2.1 単層導体の交流損失<sup>16)</sup>

まず、理解の容易な単層導体の交流損失特性についてみていく。イットリウム系超伝導線から構成される単層導体は、線材幅と線材間のギャップが小さければ、線材の超伝導層と同じ厚さの超伝導円筒 (**Fig. 18(a)**) で近似できる。



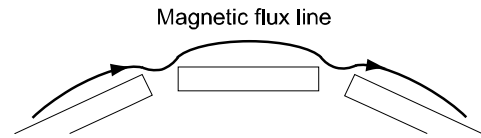
**Fig. 18** (a) Cross-sections of the superconductor cylinder, (b) polygonal assemblies of the superconductor strips, and (c) a group of isolated superconductor strips.

超伝導円筒のヒステリシス損失は、次式で与えられる (モノブロックモデル) <sup>17)</sup>。

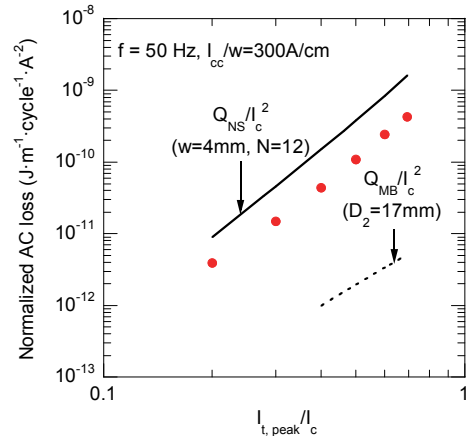
$$Q_{MB} = \frac{I_c^2 \mu_0}{2\pi h^2} \left\{ \left( 2 - \frac{I_t}{I_c} h \right) \frac{I_t}{I_c} h + 2 \left( 1 - \frac{I_t}{I_c} h \right) \ln \left( 1 - \frac{I_t}{I_c} h \right) \right\}, \quad (9)$$

$$h = \frac{D_1^2 - D_2^2}{D_1^2}, \quad (10)$$

ここで、 $D_1$ 、 $D_2$  は円筒の外径 (直径) と内径 (直径) である。この場合、円筒面から円筒の厚み方向への磁束侵入で損失の大きさは決まっており、イットリウム系線材によるケーブルを近似した場合のように超伝導層が  $1\sim 2 \mu\text{m}$  と薄い場合、モノブロックモデルで与えられる交流損失は極めて小さい。また、線材間ギャップを無限に大きくすれば、線材相互の電磁的な干渉はなくなり (Fig. 18(c))、ヒステリシス損失は各線材に対する Norris のストリップの式で与えられる損失の線材本数倍で与えられる。この場合、ストリップ端からの磁束侵入で損失の大きさは決まっている。これら二つの極限の間 (Fig. 18(b)) が実際の単層導体であり、多角形状に起因して発生する線材面に対する垂直磁界成分 (磁界が完全に周方向を向いていても、線材面が多角形ではなく多角形であると線材面に対して垂直な磁界成分が発生することは明らか) と線材間ギャップで磁力線



**Fig. 19** Distortion of magnetic flux lines at gaps between the coated conductors in the mono-layer cable, generating magnetic field components normal to the tape.



**Fig. 20** Calculated AC losses in the mono-layer cable (closed circles), compared with analytical values derived using Norris's strip model ( $Q_{NS}$ ) and the mono-block model ( $Q_{MB}$ ).

が乱れ波うつことにより発生する垂直磁界成分 (Fig. 19) が、交流損失を支配している。

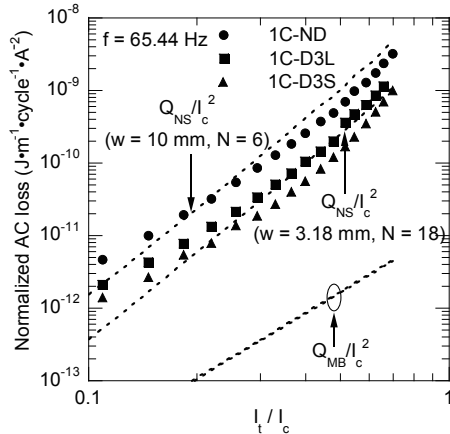
Fig. 20 に幅 4 mm の線材 12 本からなる単層導体の交流損失計算値とモノブロックモデルによる交流損失理論値、各線材に対する Norris のストリップの式で与えられる交流損失の 12 倍で与えられる交流損失理論値を比較した。単層導体の交流損失計算値は二つの解析式による損失の間の値をとっていることがわかる。

イットリウム系超伝導線材を多角形状に並べたケーブル用導体では、線材面に対する垂直磁界低減の観点から、線材幅を小さく線材枚数を多くし導体断面を真円に近づけること、線材間ギャップを小さくし周方向磁界の波うちを抑えることが損失低減に有効である。そこで、線材幅と線材間ギャップの縮小による交流損失低減を実験的に検証するために、Table 1 に諸元を示すような単層導体を製作しその通電損失を測定した。いずれの導体を構成する線材も元は同じものである。すなわち、まず、6 本の幅 10 mm の線材で導体 1C-ND を構成し交流損失を測定した。次にそれを分解して線材をレーザーで 3 分割し、分割した線材を組み合わ

**Table 1** Specifications of mono-layer cables

Name of conductor	1C-ND	1C-D3S	1C-D3L
Former diameter	20 mm	19.2 mm	20 mm
Number of coated conductor	6	18	18
Width of coated conductor	10 mm	3.18 mm	3.18 mm
Gap between coated conductors	0.47 mm	0.17 mm	0.31 mm
Critical current	885.7 A	861.1 A	819.5 A





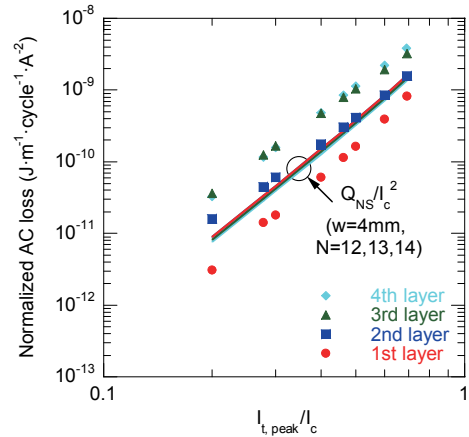
**Fig. 21** Measured AC losses in 1C-ND ( $w = 10$  mm,  $N = 6$ ), 1C-D3L ( $w = 3.18$  mm,  $N = 18$ , larger space between coated conductors), and 1C-D3S ( $w = 3.18$  mm,  $N = 18$ , smaller space between coated conductors) versus normalized transport current, together with analytical values:  $Q_{MB}/I_c^2$  (mono-block model), and  $Q_{NS}/I_c^2$  (Norris strip model)<sup>16)</sup>.

せて導体 1C-D3L を構成し交流損失を測定した。導体 1C-ND と 1C-D3L のフォーマ径は共に 20 mm で等しい。さらに、導体 1C-D3L のフォーマを 19.2 mm の細いものにして線材間ギャップを小さくした導体 1C-D3S の交流損失も測定した。交流損失の測定値を Fig. 21 に示す。10 mm 幅線材 6 本で構成した導体 1C-ND の交流損失より、各線材を 3 分割した導体 1C-D3L の交流損失の方が小さくなっている。さらに、フォーマ径を小さくして線材間ギャップを小さくした導体 1C-D3S の交流損失の方が小さくなっている。導体 1C-ND と導体 1C-D3S の交流損失測定値は低磁界領域を除いて Norris のストリップの式による理論値に線材本数を乗じたものより小さくなっている。また、いずれの導体の交流損失測定値もモノブロックモデルの理論値よりはずっと大きい。

上記の実験結果が示すように、単層導体においても、線材幅と線材間ギャップの縮小は交流損失低減に有効であるが、線材間ギャップは無限に小さくできないことを考えると、ケーブルの超伝導体断面積を一定に保つての（線材幅の和を一定に保つての）細線化はギャップ数の増加につながることに注意する必要がある。すなわち、単層導体において細線化を行った場合、円断面漸近による交流損失低減とギャップ数増加による交流損失増加のトレードオフにより交流損失特性は決まり、過度の細線化を行っても交流損失は低減できない。

#### 4.2.2 多層導体の交流損失<sup>16,18)</sup>

実際の超伝導ケーブルでは電流容量を大きくするために多層導体を用いられる。多層導体においては、例えば最内層の線材は、最内層に流れる電流による磁界にしか晒されないのに対し、外層の線材は、当該層に流れる電流が発生する磁界に加えて内層の電流が発生する磁界にも晒され

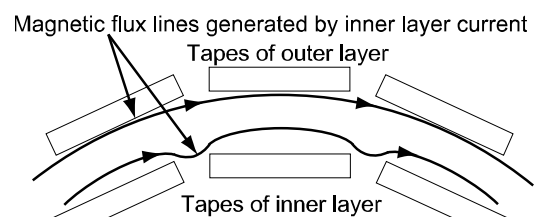


**Fig. 22** Calculated AC loss in each layer of the four-layer cable.  $Q_{NS}$  is the analytical value of Norris's strip model<sup>18)</sup>.

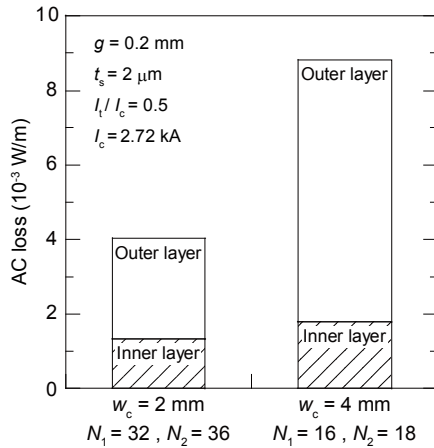
る。従って、Fig. 22 の 4 層導体の交流損失計算値が示すように、内層より外層の方が大きな交流損失を発生する。このケーブルの場合、最内層の損失は Norris のストリップの式の値の線材本数倍より小さいが、2 層目、3 層目、4 層目の損失はそれよりも大きくなっている。

以上のことからわかるように、多層導体の交流損失低減のためには外層の交流損失を低減することが重要である。このような観点から、細線化が外層の交流損失に与える影響について見てみる。2 層導体における磁束線の様子の概念図を Fig. 23 に示す。外層の線材間ギャップにおいては、外層自身の電流が作る磁界は波うつが、内層の電流が作る磁界は特に波うつことはない。すなわち、外層の交流損失を支配している内層の電流が作る磁界に対しては、線材間ギャップは特に交流損失を増大させることはないと考えられる。従って、外層においては細線化のメリットがギャップ数の増加によって損なわれることは少ないと考えられる。Fig. 24 に、2 mm 幅線材と 4 mm 幅線材で構成した 2 層導体の交流損失の計算値を示す。4 mm から 2 mm に細線化することにより、特に外層の交流損失が顕著に低減され、結果として 2 mm への細線化により導体全体の交流損失も大きく低減できていることがわかる。

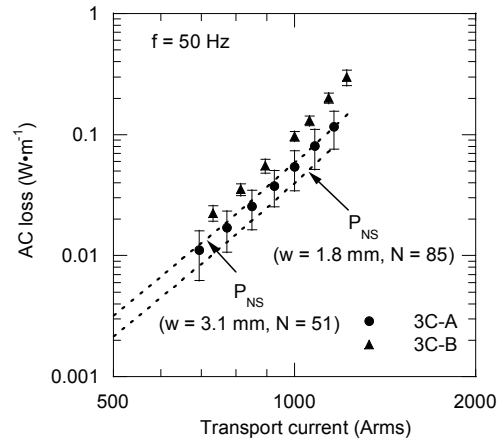
次に、多層導体における細線化による交流損失低減の実証例を示す<sup>16)</sup>。Table 2 に諸元を示すような 1 kArms 導体



**Fig. 23** Schematic of magnetic flux lines in the two-layer cable generated by the inner-layer current.



**Fig. 24** Calculated AC losses in two-layer cables comprising 2 mm-wide and 4 mm-wide coated conductors, where gap between coated conductors is 0.2 mm.



**Fig. 25** Measured AC losses of the 1 kA-class multi-layer conductor (3C-A and 3C-B).  $P_{NS}$  is the analytical value of Norris's strip model<sup>16)</sup>.

**Table 2** Specifications of 1 kA-class multi-layer superconducting cable models

Name of conductor	3C-A	3C-B
Outer diameter	19.6 mm	19.6 mm
Number of layer	3	3
Number of coated conductor	85	51
Width of coated conductor strip	1.8 mm	3.1 mm
Gap between coated conductors	0.20 mm – 0.21 mm	0.24 mm – 0.25 mm
Critical current	2183 A	2301 A

(10 mm 幅 IBAD/MOCVD 法線材をレーザ加工より 5, 3 分割) の交流損失を測定した。**Fig. 25** に測定結果を示すように、超伝導体幅 1.8 mm の 5 分割線材を用いた導体 3C-A で 0.054 W/m@1 kArms (導体径 19.6 mm) の交流損失が達成されている。

## 5. まとめ

高温超伝導線単体の交流損失特性については相当程度明らかにされ、交流損失研究の中心は、導体・コイル・機器を対象としたものに移りつつある。導体・コイル・機器の交流損失の定量化は、その複雑・多様な幾何学的形状・運転条件ゆえ単純な問題ではなく、今後も、それらの開発ステップの進展に応じて研究を継続していく必要がある。

## 参考文献

- 1) M.N. Wilson: "Superconducting Magnets," Clarendon Press, Oxford (1983) 162-164
- 2) E.H. Brandt and M. Indenbom: "Type-II superconductor strip with current in a perpendicular magnetic field," Phys. Rev. B. **48** (1993) 12893-12906
- 3) W.T. Norris: "Calculation of hysteresis losses in hard superconductors carrying ac: isolated conductors and edges of thin sheets," J. Phys. D: Appl. Phys. **3** (1970) 489-507
- 4) 船木和夫, 住吉文夫: 「多芯線と導体」, 産業図書, 東京 (1995) 27-67
- 5) Z. Jiang and N. Amemiya: "An experimental method for total AC loss measurements of high  $T_c$  superconductors," Supercond. Sci.

- Technol. **17** (2004) 371-379
- 6) S. Fukui, Y. Kitoh, T. Numata, O. Tsukamoto, J. Fujikami and K. Hayashi: "Transport current AC losses of high-  $T_c$  superconducting tapes exposed to AC magnetic field," Adv. Cryogenic Eng. **44** (1998) 723-730
- 7) N. Amemiya, S. Murasawa, N. Banno and K. Miyamoto: "N. Amemiya, S. Murasawa, N. Banno, and K. Miyamoto, "Numerical modelings of superconducting wires for AC loss calculations," Physica C **310** (1998) 16-29
- 8) S. Sugita and H. Ohsaki: "FEM analysis of resistive superconducting fault current limiter using superconducting thin films by current vector potential method," Physica C **378-381** (2002) 1196-1201
- 9) N. Amemiya, K. Yoda, S. Kasai, Z. Jiang, G.A. Levin, P.N. Barnes and C.E. Oberly: "AC loss characteristics of multifilamentary YBCO coated conductors," IEEE Trans. Appl. Supercond. **15** (2005) 1637-1642
- 10) N. Amemiya, S. Sato and T. Ito: "Magnetic flux penetration into twisted multifilamentary coated superconductors subjected to ac transverse magnetic fields," J. Appl. Phys. **100** (2006) 123907
- 11) Y. Ichiki and H. Ohsaki: "Numerical analysis of AC losses in YBCO coated conductor in external magnetic field," Physica C **412-414** (2004) 1015-1020
- 12) T. Nishioka, N. Amemiya, N. Enomoto, Z. Jiang, Y. Yamada, T. Izumi, Y. Shiohara, T. Saitoh, Y. Iijima and K. Kakimoto: "AC loss of YBCO coated conductors fabricated by IBAD/PLD method," IEEE Trans. Appl. Supercond. **15** (2005) 2843-2846
- 13) N. Amemiya, T. Nishioka, Z. Jiang and K. Yasuda: "Influence of film width and magnetic field orientation on AC loss in YBCO thin film," Supercond. Sci. Technol. **17** (2004) 485-492

- 14) N. Amemiya, Z. Jiang, Y. Iijima, K. Kakimoto and T. Saitoh: "Total AC loss of YBCO coated conductor carrying AC transport current in AC transverse magnetic field with various orientations," *Supercond. Sci. Technol.* **17** (2004) 983-988
- 15) N. Amemiya, S. Kasai, K. Yoda, Z. Jiang, G.A. Levin, P.N. Barnes and C.E. Oberly: "AC loss reduction of YBCO coated conductors by multifilamentary structure," *Supercond. Sci. Technol.* **17** (2004) 1464-1471
- 16) N. Amemiya, Z. Jiang, M. Nakahata, M. Yagi, S. Mukoyama, N. Kashima, S. Nagaya and Y. Shiohara: "AC loss reduction of superconducting power transmission cables composed of coated conductors," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **17** (2007) 1712-1717
- 17) G. Vellego and P. Metra: "An analysis of the transport losses measured on HTSC single-phase conductor prototypes," *Supercond. Sci. Technol.* **8** (1995) 476-483
- 18) Z. Jiang, N. Amemiya and M. Nakahata: "Numerical calculation of AC losses in multi-layer superconducting cables composed of coated conductors," *Supercond. Sci. Technol.* **21** (2008) 025013

雨宮尚之



1962年生。1985年3月東京大学工学部電気工学科卒業、1990年3月東京大学大学院工学系研究科博士課程電気工学専攻修了、工学博士。同年4月横浜国立大学助手、1992年4月同講師、1993年10月同助教授、2005年4月同教授。2008年4月京都大学教授、現在に至る。専門は超伝導体の交流損失・安定性などの電磁現象、超伝導ケーブル・加速器用超伝導マグネットなどの高温超伝導応用。低温工学会国際交流委員会委員長、ASC Board Member, *Superconductor Science and Technology* 誌 Executive Editorial Board Member (Asian Editor)。