

コールド・クルーシブルのスリット設計が 磁場分布, 発熱速度に及ぼす効果

岩井 一彦*・佐々 健介*²・浅井 滋生*²

Effect of Slit Design of a Cold Crucible on Magnetic Field Distribution and Heat Generation Rate
Kazuhiko IWAI, Kensuke SASSA and Shigeo ASAI

Synopsis : In order to clarify the effects of the design parameters of a cold crucible such as the width and the number of slits on the process variables, experiments and theoretical analyses were conducted. Magnetic field was measured and an aluminium charge was melted in cold crucibles with different slit widths. The two variables of electrical resistance and inductance were introduced into an equivalent circuit model of a cold crucible and their variations caused by the change of the slit width were calculated by use of the data obtained by measuring the input power and the coil voltage. Furthermore, the three dimensional magnetic field around a cold crucible system was calculated by using of the boundary element method. To confirm the accuracy of the circuit model and the numerical analysis, the variations of the electrical resistance computed by both theoretical ways were compared with each other. By use of the three dimensional computer code, the effects of width and number of slits on the heat generation rates in the crucible, the coil and the charge were evaluated.

Key words : electromagnetic processing of materials ; electromagnetic metallurgy ; induction heating process ; cold crucible ; non-contact melting.

1. 緒言

導体を取りまくコイルに交流電流を印加すると導体には誘導電流が生じ、ジュール損により加熱されると同時に、導体自身を圧縮する向きに電磁気力が働く。この電磁気力の及ぶ範囲は周波数の増大に伴って導体の表面近傍に限定されるようになる。したがって、高周波磁場中に置かれた導体は見かけ上、圧縮方向に磁気圧と呼ばれる圧力を受けることとなる。コールド・クルーシブル¹⁾はこの磁気圧を利用して被融解物（チャージ）ををつぼ（クルーシブル）と非接触に保ちつつ、誘導加熱融解を行う装置である。非接触融解のためクルーシブルとの反応や汚染がなく、活性金属や半導体材料の融解方法²⁾³⁾として注目されている。また、昇温機能に優れているため高融点材料の融解技術としても着目されている。さらに非接触融解保持の利点を生かした2次汚染防止の観点から、放射性廃棄物の処理プロセスとしての研究も開始されている⁴⁾。コールド・クルーシブルにはこのようにさまざまな期待が寄せられているが、クルーシブルやコイルの設計、およびその配置により、昇温速度、エネルギー効率、浮揚能力、溶湯形状が変化する。そのため、目的にあったクルーシブルとコイルの設計、およびプロセスの最適制御はコールド・クルーシブル技術発展の主

要な課題となっている。

本研究では、コールド・クルーシブルの設計問題、特にスリットの幅および数に着目し、それらが磁場分布や溶湯形状、発熱速度に及ぼす影響を把握することを目的とする。そのため、スリット幅の異なるクルーシブルを製作し、その磁場分布測定と融解実験を実施した。また、コールド・クルーシブルの集中定数系モデルの回路定数の推算および境界要素法による3次元磁場解析を行った。

2. 磁場測定

2・1 測定系

実験装置の概略図をFig. 1に示す。図の左半分は磁場測定系、右半分は後述の融解実験系である。磁場測定および融解実験で使用したクルーシブルは銅製で内径66mm、外径76mm、高さ150mmの連続鑄造タイプである。深さ100mmのスリットをクルーシブル上面から入れることにより、クルーシブルの上部2/3を8セグメントに分割した。そして、スリット幅を1, 3, 5, 7 mmの4通りに変えたクルーシブルを作製した。通常、クルーシブルには過熱を防ぐ目的で水冷機構を設けるのであるが、今回はスリット幅の効果をみるためのみに使用を限定しこれを省略した。また、模

平成4年11月9日受付 平成5年4月9日受理 (Received on Nov. 9, 1992; Accepted on Apr. 9, 1993)

* 名古屋大学大学院生 (Graduate Student, Nagoya University, Furo-cho Chikusa-ku Nagoya 464-01)

* 2 名古屋大学工学部 (Faculty of Engineering, Nagoya University)

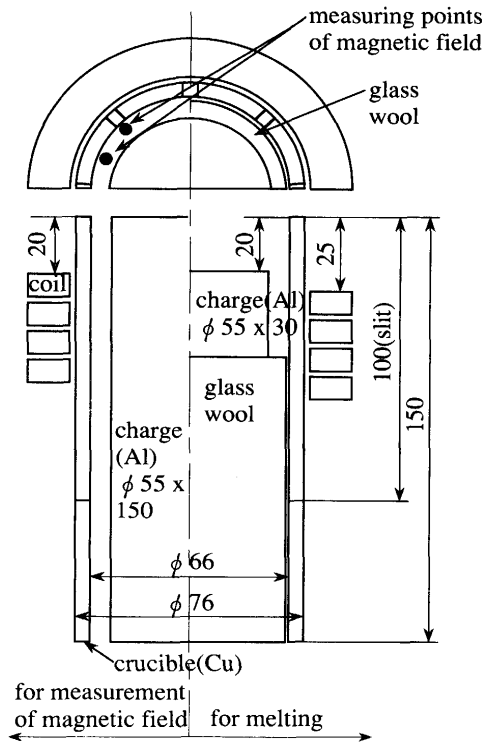


Fig. 1. Experimental apparatus for measurement of magnetic field and for melting.

擬のチャージとしてアルミニウム円柱(直径55mm, 高さ150 mm)をクルーシブル内に挿入した。コイルは矩形断面の中空銅パイプを内径80mm, 外径110mmで4 ターンに巻いて作製し, 水冷して用いた。なお, クルーシブル, チャージ, コイルの位置関係は, クルーシブルとチャージの上面を揃えコイル上面より20mm上方とした。

2・2 測定結果

0.1mm径の銅線で作製したコイル(10ターン, 直径1 mm, 長さ1.5mm) をガウスメータで校正しサーチコイルとし, チャージとクルーシブルとの間隙のうちスリットに対応する位置 (以下スリット部と略称する) とセグメントに対応する位置 (以下セグメント部と略称する) において, 軸方向に沿って磁場の軸方向成分(z方向成分)を測定した (Fig. 1 参照)。

クルーシブル内にチャージを挿入しない状態で測定した, クルーシブル内側面スリット部の軸方向の磁場分布をFig. 2 に示す。横軸は軸方向距離を表しており, コイル上面が $z = 0$ mm, クルーシブル上面が $z = 20$ mmの位置となっている。縦軸は軸方向単位長さあたりのコイル電流のアンペア・ターン数で無次元化した磁束密度である。コイルに対応する位置における磁場はスリット幅が広いほど強くなるが, スリット幅が5 mmのものと7 mmのものではさほど大きな差はなく飽和傾向がみられる。コイルより上方では逆にスリット幅が狭くなるにつれて磁場は強くなる傾向を示している。このことから, 磁束線はスリット幅が広いときにはコイルを中心とした小さな円弧を描くが, スリット幅が狭い

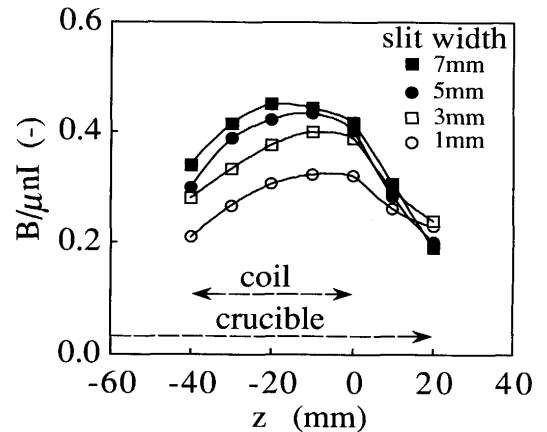


Fig. 2. Distributions of magnetic flux density along the slit without a charge.

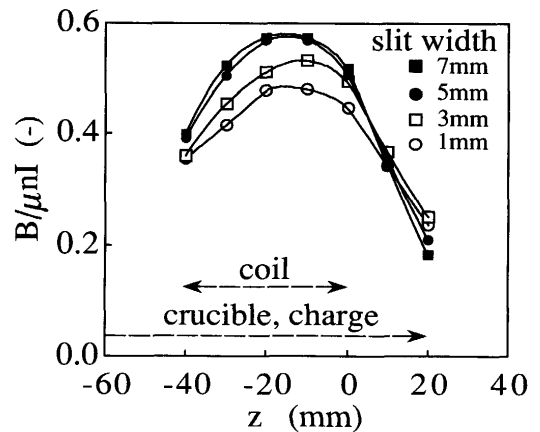


Fig. 3. Distributions of magnetic flux density along the slit with the charge.

ときには, 磁束線はクルーシブルのスリット部分から出入りし難くなり, 軸方向に大きく伸びた円弧を描くようになることが推察できる。すなわち, スリット幅が狭いと磁場は軸方向に平滑化される。

クルーシブル内にチャージを挿入した場合のスリット部における磁場分布をFig. 3 に示す。Fig. 2 との比較から磁場強度はスリット幅によらずチャージの挿入によって増大することがわかる。また, チャージを挿入しないときと同じく, コイルに対応する位置における磁場はスリット幅が広くなるほど強くなるが, 飽和傾向がみられる。また, コイルより上方ではスリット幅が狭くなるにつれて磁場は強くなる。すなわち, スリット幅が広いとコイル近傍で磁場の集中化が生ずるため, チャージの局所加熱が求められる場合には広いスリット幅のクルーシブルが適していることとなる。

セグメント部の磁場に対するスリット部の磁場強度の比をFig. 4, Fig. 5 に示す。それぞれチャージを挿入しなかった場合, した場合は測定結果である。チャージを挿入しなかった場合, スリット幅1 mmのときを除いてコイルに対

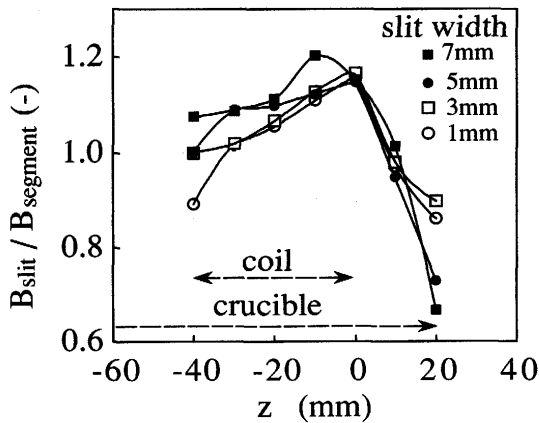


Fig. 4. Ratio of magnetic flux density along the slit to that along the segment without a charge.

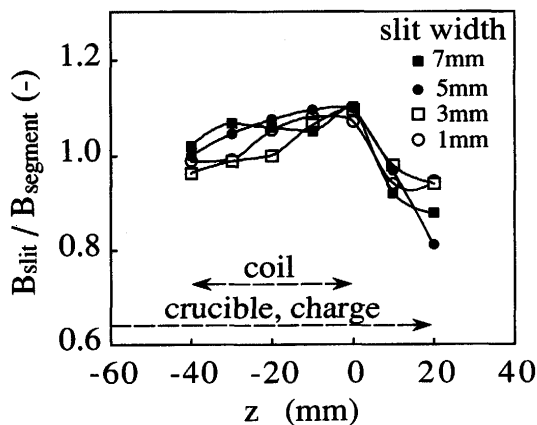


Fig. 5. Ratio of magnetic flux density along the slit to that along the segment with the charge.

応する位置におけるスリット部の磁場はセグメント部の磁場に比べて強く、その比は1~1.2である。しかしながら、コイルより上方においてはスリット部の磁場はセグメント部の磁場より弱くなる。この傾向はスリット幅が広いほど顕著である。チャージを挿入することによって、スリット部の磁場とセグメント部の磁場の違いは小さくなり、クルーシブル内で方位角方向に磁場の軸方向成分が平滑化されるようになる。

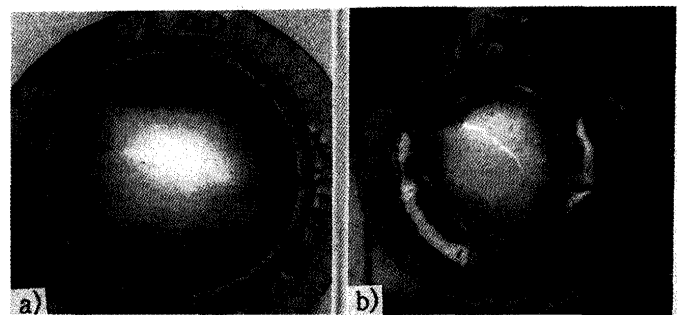
Fig. 5ではスリット幅にかかわらずコイル上端近傍におけるスリット部とセグメント部での磁場強度の比は約1.1となっている。磁気圧は磁場強度の2乗に比例するので、スリット部での磁気圧はセグメント部でのそれに比べて約1.2倍大きいことになる。よって、この条件下で融解を行えば、溶湯はスリット部で凹型をなしコイル上端近傍で花びら状を呈する可能性がある。この磁場強度の比はクルーシブル下部に向かうと小さくなり、スリット幅1mm, 3mmの場合はコイル下端では1以下となる。ゆえに、スリット幅が狭いときにはコイル下部で湯差しが起こることも予想される。

3. 融解実験

融解を行った実験装置の概略図をFig. 1の右半分に示す。クルーシブル、コイルは磁場測定で使用したものと同一である。チャージは直径55mm, 高さ30mm, 質量0.2kgの円筒形のアルミニウムを用いた。クルーシブル底部にガラスウールを詰め、融解されたチャージがクルーシブル下部から流れ落ちないようにした。周波数は約40kHzでコイル電流、スリット幅を変えて実験を行った。

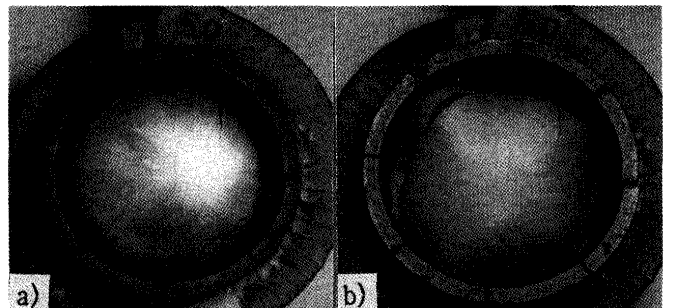
スリット幅が溶湯形状に与える影響をFig. 6に示す。スリット幅が広いときにはスリット部分で溶湯は大きくくぼみ、かつ溶湯とクルーシブルは部分的に接触している。スリット幅が狭いときは、溶湯はあまり変形せず、またクルーシブルへの接触もない。これは、コイル上部位置におけるスリット部の磁場がセグメント部のものより強く、その傾向はスリット幅が広いほど著しいという磁場の測定結果に呼応する。

Fig. 7に、スリット幅1mm, 周波数44kHzのとき、コイル電流が溶湯形状に及ぼす影響を示す。コイル電流が小さければ溶湯形状は上からみて円形であるが、コイル電流が増加すると形状は乱れ、スリットに対応する部分で溶湯はくぼむ。溶湯形状は必ずしも対称な形状をしていないが、



a) slit width : 1mm coil current : 340A b) slit width : 7mm coil current : 375A

Fig. 6. Effect of slit width on molten metal shape.



a) coil current : 250A slit width : 1mm b) coil current : 530A slit width : 1mm

Fig. 7. Effect of coil current on molten metal shape.

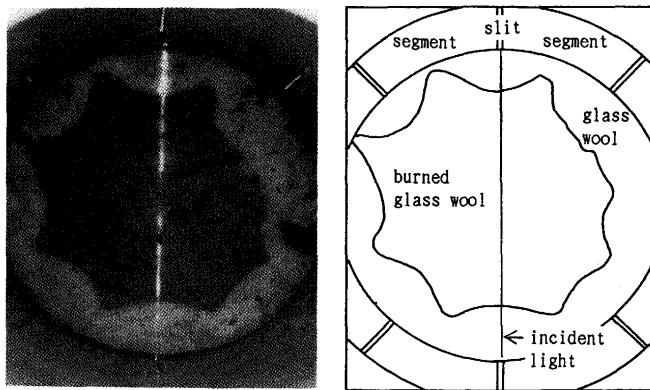


Fig. 8. Inclined top view of the cold crucible from which charge was taken out after melting.

これはコイルがらせん状に巻いてあり、磁場分布が完全な軸対称とはならないためと思われる。なお、溶湯表面に存在するひび割れは酸化膜によるものである。

融解を終えてチャージを取り出した後のクルーシブル内の状況を写真説明図と共に、Fig. 8に示す。スリットの位置を明確にするため、クルーシブルの中心を通るように一つのスリットの外側から光を投射した。中心を通る白線がスリット部から投射された光線である。中央の黒く見える星型は熱で変色したグラスウールであり、その周囲の白い部分は変色しなかった部分である。その周りを同心円状のクルーシブルが取り囲んでいる。グラスウールの変色状況から、溶湯底部においてもスリット部でくぼんでいたことがよくわかる。なお、この実験条件では、スリット幅にかかわらず溶湯のスリットへの湯差しは観察されなかった。

4. 集中定数系モデルによるコールド・クルーシブルの抵抗とインダクタンスの推算

通常、誘導加熱装置において加熱コイルと試料との等価回路はFig. 9で表される⁵⁾。コールド・クルーシブルの場合、1次側がコイル、2次側がチャージとクルーシブルとなる。1次側、2次側のそれぞれについて電流と電圧には以下の関係式が成立する。

$$V_1 = R_1 I_1 + j\omega L_1 I_1 + j\omega M I_2 \quad (1)$$

$$0 = R_2 I_2 + j\omega L_2 I_2 + j\omega M I_1 \quad (2)$$

ここで I_i, V_i, R_i, L_i ($i=1,2$) はそれぞれ1次と2次側の電流、電圧、抵抗、自己インダクタンスであり、 ω は角周波数、 M は相互インダクタンス、 j は虚数単位である。

(1)、(2)式より I_2 を消去すると

$$\begin{aligned} V_1 &= \left(R_1 + \frac{\omega^2 M^2}{R_2^2 + \omega^2 L_2^2} R_2 \right) I_1 + j\omega \left(L_1 - \frac{\omega^2 M^2}{R_2^2 + \omega^2 L_2^2} L_2 \right) I_1 \\ &= (R_1 + \Delta R_1) I_1 + j\omega (L_1 + \Delta L_1) I_1 \quad (3) \end{aligned}$$

ここで、

$$\Delta R_1 = \frac{\omega^2 M^2}{R_2^2 + \omega^2 L_2^2} R_2, \quad \Delta L_1 = -\frac{\omega^2 M^2}{R_2^2 + \omega^2 L_2^2} L_2$$

となる。ゆえに、Fig. 9で示した回路は1次側からみて抵抗 $R_1 + \Delta R_1$ 、インダクタンス $L_1 + \Delta L_1$ を有する R - L 直列回路と等価であることがわかる。 ΔR_1 は正值、 ΔL_1 は負値を採るので、コイル内にチャージ、クルーシブルが存在することにより1次側からみた抵抗は ΔR_1 だけ増加し、インダクタンスは $|\Delta L_1|$ だけ減少することになる。

一方、通常の高周波電源にはFig. 10に示す並列共振回路が使用されている。すなわち、コールド・クルーシブル加熱用コイルはコンデンサと並列に接続されている。本回路のアドミタンス Y は次式で表される。

$$Y = \frac{R}{R^2 + \omega^2 L^2} + j\omega \left(C - \frac{L}{R^2 + \omega^2 L^2} \right) \quad (4)$$

アドミタンスの虚数成分であるサセプタンスが零のとき共振状態となる。このときの周波数 f_0 は次式で表される。

$$f_0 = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{L^2}} \approx \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC}} \quad (5)$$

なお、 $\omega L \gg R$ 、かつ $1/(\omega C) \gg R$ すなわち $L/C \gg R^2$ とみなし得るときはこの近似式が成立する。通常の並列共振回路ではこの条件が満たされている。(5)式を用いると、共振周波数 f_0 と静電容量 C からインダクタンス L を求めることができる。また入力電力 P は回路中の抵抗によって(6)式で示

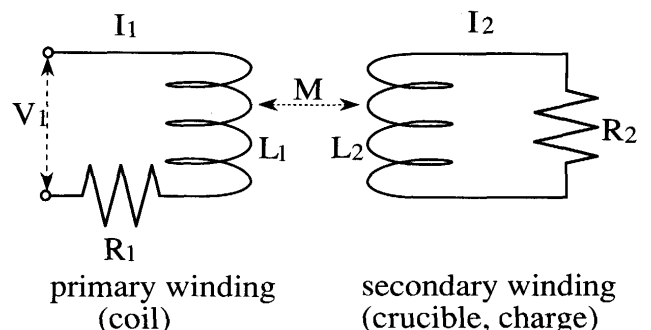


Fig. 9. Equivalent circuit of induction melting system including a cold crucible.

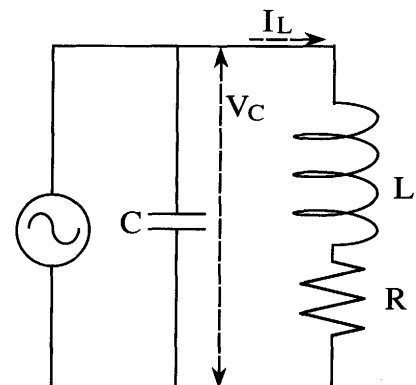


Fig. 10. Parallel resonance circuit of a power source.

されるジュール熱に変換される。

$$P = RI_L^2 \dots\dots\dots (6)$$

入力電力 P 、コイル電流 I_L を測定すれば抵抗 R が求められることになる。今回の実験ではコイル電流 I_L の直接測定に代わり、コンデンサ電圧 V_c を測定して、次式より I_L を推定した。

$$|I_L| = \sqrt{\frac{C}{L}} |V_c| \cong 2\pi f_0 C |V_c| \dots\dots\dots (7)$$

なお、本研究で使用した電源の回路は先に述べたようなコンデンサと並列にコイルを配したものではなく、コンデンサとコイルとの間に巻き数比が3:1の変圧器が接続されたものであった。コンデンサ（入力）を1次側、コイル（コールド・クルーシブル）を2次側とすると、2次側に換算した抵抗、インダクタンスは変圧器の巻き数比が $a:1$ のとき、1次側の $1/a^2$ 倍となる。よって1次側換算の抵抗、インダクタンスを(5)、(6)、(7)式から求め、変圧器の巻き数比からこれを2次側（コールド・クルーシブル）の

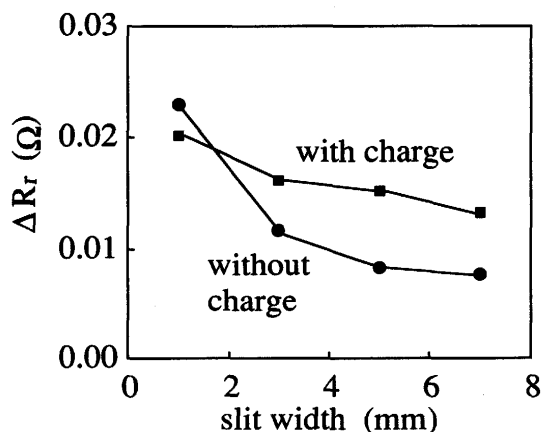


Fig. 11. Effect of slit width on the variation in resistance in the equivalent circuit of the cold crucible.

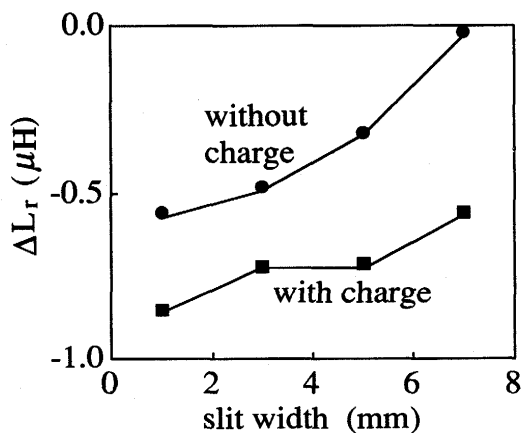


Fig. 12. Effect of slit width on the variation in inductance in the equivalent circuit of the cold crucible.

抵抗 (R_r)、インダクタンス (L_r) に換算した上で、結果を整理した。

チャージ、クルーシブルを挿入することによって生ずるコイルのみの状態からの抵抗 (R_{ro}) およびインダクタンス (L_{ro}) の変化量 $\Delta R_r (= R_r - R_{ro})$, $\Delta L_r (= L_r - L_{ro})$ をスリット幅の関数として Fig. 11, Fig. 12 に示す。チャージの有無によらずスリット幅が広いほど抵抗の変化量は少ない。つまり、同一コイル電流ではスリット幅が広いほどチャージとクルーシブルを合わせた発熱速度は減少することになる。なお、スリット幅 1 mm の場合の測定結果は、チャージを挿入しなかったときの抵抗が挿入したときに比べて大きくなっているが、その理由は現在のところ不明である。一方、Fig. 12 に示すインダクタンスの変化量 ΔL_r はスリット幅が広いほど小さい。クルーシブルに加えてチャージを挿入すると、インダクタンスのさらなる減少を招くこととなる。すなわち、同一コイル電流の下では、クルーシブル内にチャージを挿入し、スリット幅を狭くするほど、コイル電圧は低下することになる。

装置設計の際にはコンデンサの容量は所望の周波数から決定されるべきである。しかしながら、今回使用した電源ではコンデンサの容量が固定されていたため、実験毎に周波数が変化した。したがって、スリット幅を変えることによる抵抗変化の要因として、チャージ、クルーシブル、コイル内の電流分布変化ばかりではなく、周波数の変化に起因する電磁浸透厚みの変化が挙げられる。そこで、周波数を固定した下で、チャージ、クルーシブル、コイル内の電流分布変化によってもたらされる抵抗の変化を次のように評価した。電磁浸透厚みがチャージ、クルーシブル、コイル各々のサイズに比べて十分小さければ発熱速度は周波数の平方根に比例する。また、このとき自由空間における磁場分布は周波数によらないものとする。すると、(6)式より算出された抵抗 R に含まれる周波数の効果を取り除くため

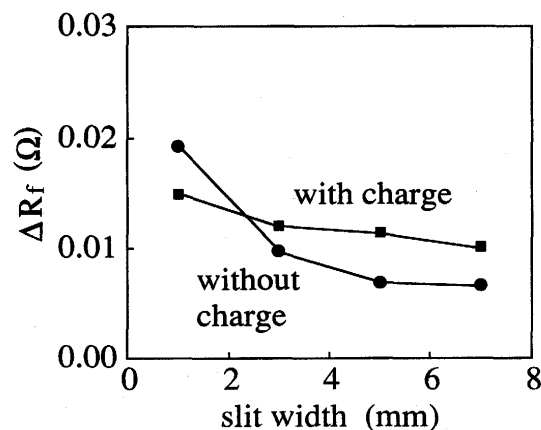


Fig. 13. Effect of slit width on the variation in resistance in the equivalent circuit of the cold crucible at the fixed frequency of 69.5kHz.

には各実験毎の共振周波数 f_0 の平方根で抵抗 R を割ってやればよいことになり、任意の周波数 f (ここでは69.5kHzとした)における抵抗 R_f は次式から計算できる。

$$R_f = R \sqrt{f/f_0} \dots\dots\dots (8)$$

抵抗 R_f に及ぼすスリット幅の効果をFig. 13に示す。Fig. 11と同様の傾向を示し、スリット幅が狭いほど抵抗は増加するが変化量の絶対値はFig. 11と比べて小さくなっている。

5. 3次元境界要素法による発熱速度の計算

前章でスリット幅が系全体の発熱速度に与える効果について述べたが、ここでは、スリット数、スリット幅がチャージ、クルーシブル、コイルそれぞれの発熱速度に与える効果について数値解析により検討を行ったので、それについて述べる。コールド・クルーシブルの形状を複雑にしているのはスリットであり、解析にあたっては3次元での取り扱いが必要となる。しかしながら、従来行われてきた研究では、スリットを近似的に取り扱い、2次元あるいは準3次元としたモデルが多い^{9)~10)}。ここではスリットの効果を明らかにするため、スカラーポテンシャルを用いた3次元の境界要素法⁹⁾により、コールド・クルーシブル周りの磁場分布を求めた。そして、導体中の電磁場を半無限1次元磁場拡散モデル⁹⁾で近似することにより発熱速度を算出した。使用した計算機は名古屋大学大型計算機センターのM-780/20であり、計算時間は約1h、記憶容量は約36MBであった。実験に用いたクルーシブルは上部から100mmまでスリットを入れたものであったが、解析にあたってはクルーシブル全体がスリットで分割されているものとした[†]。コイル電流、周波数はそれぞれ1000A、90kHzとし、クルーシブルは8スリットを基本条件として計算を行った。

チャージとクルーシブルを挿入することによって生ずるコイルのみの状態からの抵抗の変化量 ΔR_f を、(6)式に基づいてクルーシブルとチャージの発熱速度の和から算出し、集中定数系モデルの値と併せてFig. 14に示す。ただし、3次元モデル、集中定数系モデルとも、(8)式を用いて周波数を69.5kHz(コイルのみのときの共振周波数)に換算した。両者の値はかなりよい一致を示すが、スリット幅が狭いときには集中定数系モデルの方が3次元モデルに比べてやや大きくなっている。

発熱速度に与えるスリット数の影響をFig. 15に示す。スリット数が増加するにつれてクルーシブルの発熱速度、およびそれがチャージ、クルーシブル、コイルの発熱速度全体に占める発熱割合はともに増加しているが、飽和傾向を

示している。また、チャージの発熱速度はわずかに減少する。チャージの発熱割合も減少するが飽和傾向を示す。コイルの発熱速度はスリット数の増加に伴わずかだが減少

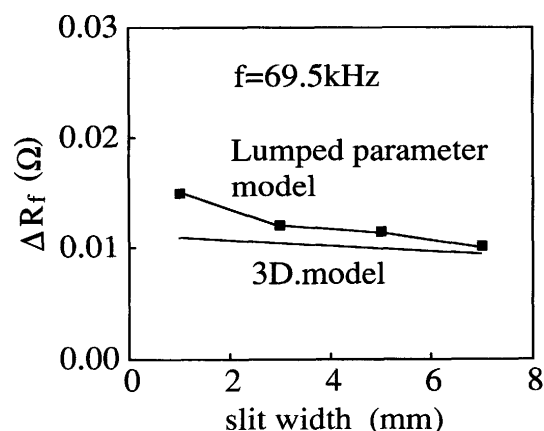


Fig. 14. Comparison of the variation in resistance calculated by using a three dimensional model with that obtained by a lumped parameter model.

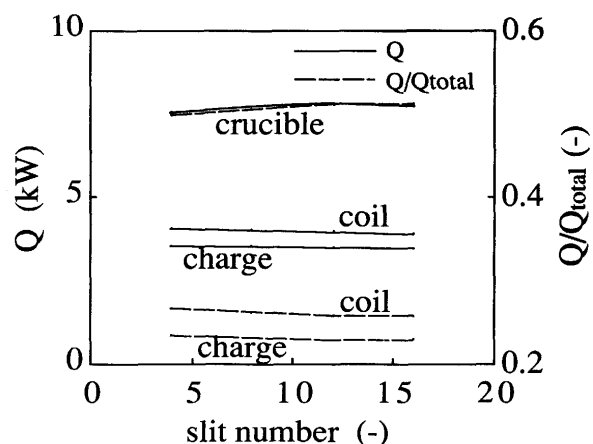


Fig. 15. Effect of slit number on the heat generation rates in the crucible, the coil and the charge and their ratios.

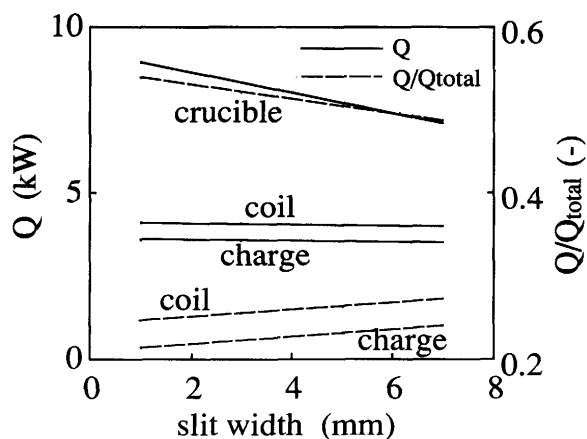


Fig. 16. Effect of slit width on the heat generation rates in the crucible, the coil and the charge and their ratios.

[†] 本方法で採用したスカラーポテンシャルによる解析では、任意の閉曲線に沿っての誘導磁場の循環が零($\oint \mathbf{H}_e \cdot d\mathbf{l} = 0$)でなければならないという制約を受ける¹⁰⁾。すなわち、各セグメントが独立であると仮定する必要が生ずる。なお、クルーシブル下部の磁場は小さいため、本解析上の仮定に伴う発熱量の差異は無視し得る。

している。いずれの計算条件においてもコイル電流が 1000 A と一定であるにもかかわらず、コイルの発熱速度は変化している。これはコイルとチャージ、クルーシブル間の相互インダクタンスが変化し、コイル内の電流分布に変化が生じたためである。

スリット幅が発熱速度に及ぼす影響をFig. 16に示す。スリット幅が広がるにつれてクルーシブルの発熱速度および発熱割合は減少し、チャージとコイルの発熱割合が増え、系全体の発熱速度は減少する。この結果はFig. 14で述べたように集中定数系モデルの結果とも定性的に一致する。ゆえに、発熱効率の観点からはスリット幅は広い方がよいことになる。

6. 結言

コールド・クルーシブルのスリットの幅と数が磁場分布、融解特性および発熱速度に与える影響を実験と理論解析により調べ、次のことを明らかにした。

- 1) スリット幅の増大に伴って、
 - ・コイル近傍で磁場の集中化が図られるが、スリット幅 5 mm 以上では飽和傾向がみられる。
 - ・融解されたチャージはスリット部で凹形状となる。
 - ・コイル電流一定の条件下では系全体の発熱速度は減少するが、チャージの発熱割合は増加する。

- 2) スリットの数が増すと、チャージの発熱速度は減少するが飽和傾向を示す。

最後に本研究の遂行にあたって適切な助言を下さいました大阪チタニウム(株)の金子恭二郎氏、富士電波エンジニアリング(株)の清水博文氏に感謝いたします。

また、本研究の研究費の一部は日本鉄鋼協会特定基礎研究会材料電磁プロセッシング部会、平成元年度東レ科学技術研究助成によるものであり、ここに厚く御礼申し上げます。

記 号

- a : 変圧器の巻き数比 (—)
 B : 磁束密度 (T)
 C : 静電容量 (F)
 f : 周波数 (Hz)
 f_0 : 共振周波数 (Hz)
 I : 電流 (A)
 I_L : コイル電流 (A)
 j : 虚数単位 (—)
 L : 自己インダクタンス (H)
 L_r : コールド・クルーシブル側に換算したインダクタンス (H)
 L_{ro} : コールド・クルーシブル側に換算したコイルのみのときのインダクタンス (H)

- M : 相互インダクタンス (H)
 n : コイルの単位長さあたりの巻き数 ($1/\text{m}$)
 P : 入力電力 (W)
 Q : 発熱速度 (W)
 Q_{total} : 系全体の発熱速度 (W)
 R : 抵抗 (Ω)
 R_f : 周波数が f のときの抵抗 (Ω)
 R_r : コールド・クルーシブル側に換算した抵抗 (Ω)
 R_{ro} : コールド・クルーシブル側に換算したコイルのみのときの抵抗 (Ω)
 V : 電圧 (V)
 V_C : コンデンサ電圧 (V)
 Y : アドミタンス (S)
 z : 軸方向距離 (m)
 ΔL_r : チャージ、クルーシブルの挿入によるコールド・クルーシブル側に換算したインダクタンス変化量 (H)
 ΔL_1 : 2次側回路に起因する1次側換算のインダクタンス変化量 (H)
 ΔR_f : 周波数が f のときの抵抗変化量 (Ω)
 ΔR_r : チャージ、クルーシブルの挿入によるコールド・クルーシブル側に換算した抵抗変化量 (Ω)
 ΔR_1 : 2次側回路に起因する1次側換算の抵抗変化量 (Ω)
 μ : 透磁率 (H/m)
 ω : 角周波数 (rad/s)

添え字

slit : スリット

segment : セグメント

1 : 1次側

2 : 2次側

文 献

- 1) Siemens and A. G. Halske : German Pat. 518. 499, Jan. 19, 1931
- 2) M. Garnier, I. Leclercq, P. Paillere and J. F. Wadier : Proc. of The Sixth Int. Iron and Steel Congress, Nagoya, Vol. 4, (1990) p.260
- 3) K. Kaneko, T. Misawa and K. Tabata : Proc. of The Sixth Int. Iron and Steel Congress, Nagoya, Vol. 4, (1990), p.254
- 4) J. P. Moncouyoux, R. Boen, M. Puyou and A. Jouan : The Third Int. Conf. on Nuclear Fuel Reprocessing and Waste Management, RECOD, (1991), p.307
- 5) 高橋勘次郎, 渡辺哲哉, 深町成一, 久保田喜郎 : 高周波の工業への応用, (1977), p.7 [東京電機大学出版局]
- 6) M. Kuwabara, H. Nakata, K. Sassa and S. Asai : Proc. of The Sixth Int. Iron and Steel Congress, Nagoya, Vol. 4, (1990), p.246
- 7) T. Toh and M. Garnier : Proc. of The Sixth Int. Iron and Steel Congress, Nagoya, Vol. 4, (1990), p.239
- 8) 田中 努, 栗田興一, 黒田篤彦 : 鉄と鋼, **77** (1991), p.345
- 9) 岩井一彦, 佐々健介, 浅井滋生 : 鉄と鋼, **79** (1993), p.152
- 10) J. A. Stratton : Electromagnetic Theory, (1941), p.226 [McGRAW-HILL]