

鉄鋼の強磁性内部摩擦

大阪大学産業科学研究所 茨木 正 雄
同 杉 本 孝 一

1. はじめに

一般に強磁性金属・合金にはその磁化現象と密接に関連する特殊な内部摩擦があり、その大きさは他の種々の原因による内部摩擦にくらべて決して無視できない場合が多い。このような内部摩擦を総称して強磁性内部摩擦と呼び、ことに鉄鋼研究において重要な役割りを演じる。内部摩擦とは自由に振動している物体が1サイクル当りそのエネルギーを ΔW だけ失なうとき、 $\Delta W/W$ として定義される量である。ここで W は振動体が持っている振動のエネルギーを示す。内部摩擦を実験的に求めるには、通常振り振子や棒の横振動などを用いる。いま試料外部へのエネルギー流出が皆無と仮定すれば、振巾は時間とともに指数函数的に減衰するから

$$An = A_0 \cdot \exp(-n\delta)$$

の形で書き表わせる。ここで n は振動数、 A_0 、 A_n はそれぞれ減衰のはじめから0および n 番目の振巾の大きさを示し、 δ は対数減衰率と呼ばれ振巾減少の程度を表わす尺度となる。さきに内部摩擦を $\Delta W/W$ と定義したが、 $\delta \ll 1$ の場合に対して $\Delta W/W \approx 2\delta$ とおけるから、対数減衰率 δ をもって内部摩擦を表わすことができるわけである。

さらに振動体の共鳴曲線の形からも内部摩擦を求めることが可能で、この場合電気回路の Q factor にならって

$$Q^{-1} = f_1 - f_2 / \sqrt{3} \cdot f_0$$

ただし f_0 は共鳴振動数、 f_1 、 f_2 はそれぞれ振巾が f_0 に対する最大振巾の $1/2$ にまで減少する点に相当する振動数を表わし、 Q^{-1} は共鳴曲線の鋭さを表わす factor Q の逆数で、これを内部摩擦と定義する。以上三種の定義による内部摩擦相互間にはつぎのような関係がある。

$$Q^{-1} = \delta / \pi = \Delta W / 2\pi W$$

振動エネルギーの一部が試料内部で熱エネルギーの形に変えられ、その結果振巾が減衰するわけであるが、その機構にはさまざまな型があってそれぞれに別個に取り扱わねばならない。ここでは主として鉄鋼材料の磁気・機械的相互作用に原因する内部摩擦のみに着目して、そ

の基礎的研究を紹介して、工業材料の振動防止の問題に対して材質的な立場からメスを加えてみよう。

2. 磁気機械的結合 (Magneto-mechanical Coupling)

まず磁気・機械的結合の存在を最も明白に示す有名な Cochardt¹⁾ の実験を述べる。第1図は、Fe-40% Co 合

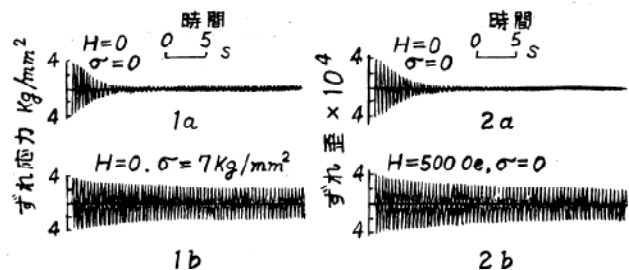


図1 Fe-40% Co 合金の振巾減衰におよぼす応力 σ と磁場 H の影響¹⁾

金の振り振動による減衰能測定結果で、この合金は高い強磁性内部摩擦を持つため振巾は速やかに減衰するのが普通である(同図1a, 2a)。ところが試料に 7 Kg/mm^2 の引張応力を加えたままの状態が減衰をしらべると、減衰はずっとおそくなって内部摩擦が低下したことがわかる(同図1b)。同じような減衰の変化が試料を500 Oeの磁場中においたときにも認められる(同図2b)。この実験からわかることは、強磁性体の内部摩擦が応力と磁場の両者によって顕著な影響を受け、しかもその際両者のおよぼす影響がともに内部摩擦を低くする点でよく似ていることである。このような強磁性体での応力と磁場の類似性を説明するのが、磁気・機械的結合^{2),3),4)}の考えであって、強磁性内部摩擦の問題を理解するうえには最も重要な事項の一つである。

Beckerの磁区理論によれば、強磁性体の磁区は金属の種類により定まった結晶軸の方向に飽和にまで磁化している。すなわち自発磁化を持っている。磁化が零の状態、いいかえると消磁の状態ではこれらの自発磁化がいくつかの等価な結晶軸の方向に無秩序に分布し、全体として外部に磁化を示さない。その模様は図2(a)に模式的に示されるとおりである。いま、これに外部から弱

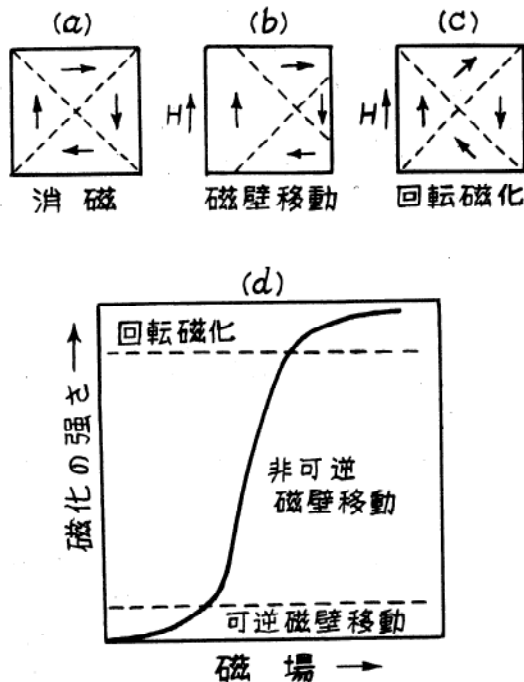


図2 基本的磁化過程 ((a, b, c) と磁化曲線 (d))

い磁場をかけると、外部磁場 H となるべく小さい角度をなす自発磁化を持つ磁区が磁壁移動によって拡大し、その結果全体としてわずかに磁化する (同図(b))。さらに強い磁場をかけると、各磁区の自発磁化の方向が外部磁場 H の方向と平行になるように回転することにより全体としての磁化が進行する (同図(c))。すなわち、磁化は磁壁移動と回転磁化の二つの過程に大別されるが、これをより詳細に分類して、i) 磁壁の可逆移動、ii) 磁壁の非可逆移動、iii) 磁区の非可逆回転、iv) 磁区の可逆回転の四種の過程に分けられる。それぞれの磁化過程と磁化曲線との関係を同図(d)に示す。これらの過程は i) ~iv) の順序で起こるが、このうち ii) と iii) の過程は非可逆であるから、外部磁場 H と磁化 J との関係を示す磁化曲線には図3のように Hysteresis loop を生じる。

一方、磁区は磁歪の正負に応じて自発磁化の方向、またはこれと直角の方向にやや伸長している。したがって、外部から引張応力が加えられると応力の方向に磁区の伸長した方向を向ける方が安定となり、そのため自発磁化の方向に磁区の伸長した方向を応力方向 (Fe の場合)、またはこれと直角方向 (Ni の場合) に向けている磁区はその磁壁を移動し、他の磁区を喰って生長する。応力がさらに大きく

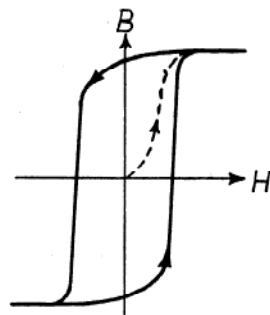


図3 磁化曲線に現れる履歴

なると、磁区の伸長した方向を応力方向に向けるよう磁区は回す。外部応力が加えられたことによって、試料はこのようにあつかも外部磁化が加えられたときのように磁化の変化を起こす。この現象を Magneto-mechanical coupling と呼び、その存在は Kornetzki³⁾ らにより Fe および Ni の応力・歪線図に現われる Magneto-mechanical hysteresis loop として実証されているし、最近磁区の直接観察でも立証されている^{3),4)}。

図4は Kornetzki が針金試料に振り応力を静的に加

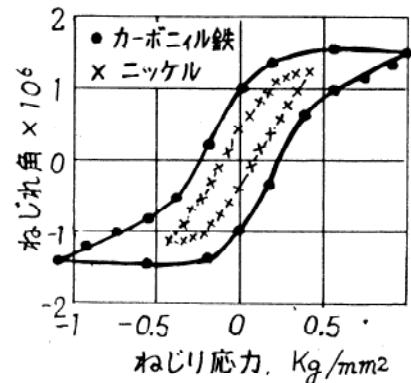


図4 Kornetzki の実測による鉄とニッケルの磁気・機械的静履歴 (ねじれ角は純弾性歪による分を差し引いたもののみを示す)³⁾

えたときの捩れ角を精密に測定したときの結果で、図では純弾性歪による捩れ角の分を全体の捩れ角から差し引いたものを縦軸に示している。純弾性歪の大きさは試料を飽和に近い値まで磁化するか、または試料に内部応力を持たせることによって求められる。図のように、応力・歪線図に Hysteresis loop が観測されるのは Magneto-mechanical coupling の現象によって、応力=磁場、歪=磁化の等価関係が存在することの一つの証拠である。この Hysteresis loop は図3で示した磁化曲線の Hysteresis loop ときわめてよく類似しており、残留磁化に相当する残留歪の発生模様がよくわかると同時に、これが後述する Static-hysteresis type の内部摩擦の原因となる。

このような loop ができるのは、さきに述べたように磁化過程に非可逆的变化をとるからであって、その主なものは磁壁の非可逆移動である。飽和磁場下においては磁壁の移動は起こりえないから loop の面積は零となる。また、内部応力の存在も磁壁移動のさまたげとなるから同様に面積は零に近づく。いずれの場合にも Static hysteresis type の内部摩擦は零に近い値となり、図1の実験で応力と磁場の作用で減衰が目立って少なくなるのはこの理由による。

要するに、強磁性体の応力・歪線図 (静的) は $H=0$ の

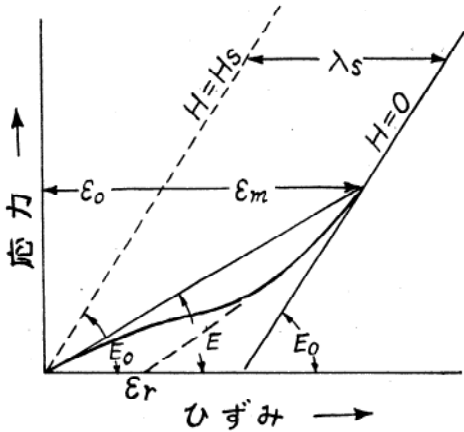


図5 強磁性体の応力—歪線図(定性的)¹⁴⁾ ϵ_0 : 純弾性歪, ϵ_m 磁歪による歪, ϵ_r : 残留歪 λ_s : 飽和磁歪の大きさ

とき弾性限内においても Hooke の法則に従わず、図5のような経過をたどって、純弾性歪 ϵ_0 のほかに磁歪による歪 ϵ_m を生じ、応力を取り去ったあとには ϵ_r だけの残留歪を生じる。このため弾性率 E は ϵ_m がない場合 ($H=H_s$ のとき) の弾性率 E_0 よりも小さくなる。これがいわゆる ΔE 効果と呼ばれる現象で、磁化にともなう弾性率の変化としてよく知られているところである。

3. 強磁性内部摩擦の種類とその大きさ

Becker-Döring^{2),3),4)} らの分類によれば強磁性内部摩擦は表1のように3つの type に分けられる。これらは

表1 強磁性内部摩擦の分類^{2),3),4)}

原因	機構	出現に必要な磁化条件	振巾依存性	振動数依存性	記号
全体としての磁化の変化	巨視的渦電流	$J > 0$	なし	あり	δ_{Ma}
磁壁の非可逆移動	磁気—機械的静履歴	$J \geq 0$	あり	なし	δ_{Hyst}
磁壁の可逆移動	微視的渦電流	$J \geq 0$	なし	あり	δ_{Mi}
磁区の可逆回転					

それぞれ別の原因で起こるが、以下これらの機構とその大きさについて述べる。

i) 巨視的渦電流によるもの (δ_{Ma})

試料が振動しているとき全体としての磁化が振動の周期で変化する。このような磁化の変化は巨視的渦電流を発生し、エネルギー損失をともなう。これが δ_{Ma} の生

じる原因で、ちょうど熱弾性効果による内部摩擦の場合の巨視的熱流に似た挙動を示し、振動数、応力下で試料が受ける磁化の変化、透磁率、電気抵抗、および試料の寸法などによってその大きさが決まる。

Kersten⁶⁾, Brown⁷⁾ らの計算によれば、 δ_{Ma} は境界振動数 f_1 を境としてそれぞれつぎのように表わされる。

$$f \ll f_1 \text{ のとき} \quad \delta_{Ma} = 0.22 \lambda E / \sigma_i \cdot f / f_1 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$f \gg f_1 \text{ のとき} \quad \delta_{Ma} = 0.88 \lambda E / \sigma_i \cdot \sqrt{f_1 / f} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$f = f_1 \text{ のとき} \quad \delta_{Ma, \max} = 0.3 \lambda E / \sigma_i \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\text{ただし } f_1 = \rho / \mu \mu_0 R^2 \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 λ は磁歪の大きさ、 E は弾性率、 σ_i は内部応力、 f は振動数、 ρ は比抵抗、 μ は可逆透磁率、 μ_0 は磁気誘導係数、 R は試料(丸棒)の半径を示す。 δ_{Ma} は $f=f_1$ で最大値をとるが、その大きさは理想的な無内部応力の状態 ($\sigma_i = \lambda E$) に対し 0.3 となる。これはいかえると、1 サイクル当りはじめの振動エネルギーの 60% が失われることを意味し、条件次第では δ_{Ma} は非常に大きな値をとりうることを示している。ゆえに、 δ_{Ma} 以外の内部摩擦(強磁性内部摩擦はもちろん他のあらゆる原因による内部摩擦を含む)を測ろうとするときは、この境界振動数 f_1 をさげねばならない。

ii) 磁気—機械的静履歴によるもの (δ_{Hyst})

図4で述べた履歴曲線が原因して生じる内部摩擦であり、その大きさは振動の振巾に依存する特徴がある。 δ_{Hyst} に関する研究報告は多く、 δ_{Ma} や後述する δ_{Mi} にくらべてずっと詳しい実験報告があり、鉄鋼材料の立場からは興味深いものである。

消磁、または飽和磁化状態での δ_{Hyst} は、これまで主として振巾の函数として取り扱われ、Becker²⁾, Cochard^{1),9),10)} Sumner¹¹⁾ らによってある程度定量的に研究されている。 δ_{Hyst} の大きさを求めるにはまず応力—歪線図の履歴曲線の loop の面積(図4)を求めねばならぬ。このような loop の出現が磁気—機械的結合に原因することはさきに述べたが、この面積はとりもなおさず 1 サイクル当りのエネルギー損失に相当する。Rayleigh の法則が成り立つ応力範囲では、この面積 ΔU は

$$\Delta U = 4/3 \cdot b \sigma^3 \quad \dots\dots\dots (5)$$

と表わせる。ここで b は magneto-mechanische Rayleigh Konstante と呼ばれる定数、 σ は応力振巾である。 b は

$$b = d(1/E) / d\sigma = -1/E^2 \cdot dE / d\sigma$$

として E と密接に関係する。

一方、 $\delta_{Hvst} = 1/2 \cdot \Delta U / U$ (内部摩擦の定義式) であり、試料の持っている振動エネルギー U は

$$U = 1/2 \cdot \sigma^2 / E \dots\dots\dots(6)$$

(5), (6)を内部摩擦の定義式に代入すれば、

$$\delta_{Hvst} = 4/3 \cdot b E \sigma \dots\dots\dots(7)$$

なる直線関係がえられる。この関係が成り立つのは(5)式が成立する範囲、すなわち応力がある値 σ_0 をこえない範囲に限られ、 σ_0 は magneto-mechanische Koerziivkraft と呼ばれる。 σ_0 以上の応力では δ_{Hvst} と σ との関係を表わす曲線は順次その勾配を減じ、 σ がある臨界値 σ_c 以上になると loop の面積 ΔU は一定となる。このような応力下では

$$\delta_{Hvst} \propto E/\sigma^2 \dots\dots\dots(8)$$

となり、応力の増大につれて δ_{Hvst} は減少する。Franz¹⁴⁾ によれば $\sigma > 4\sigma_c$ のとき(8)式が成り立つというが、Sumner¹¹⁾ は δ_{Hvst} の max. を生じるに必要な応力振巾は試料の内部応力と純度に影響されると報告している。

実験的に δ_{Hvst} の大きさを求めるには $\delta_{J=0}$ (消磁のときの内部摩擦) と $\delta_{J=Js}$ (飽和磁化時の内部摩擦) との差を求めて、これから $\sigma \approx 0$ (応力振巾が充分小さいときの意味) に対する内部摩擦を差し引けばよい。このような実験の一例を図6に示す。図では Fe-70%Co 合

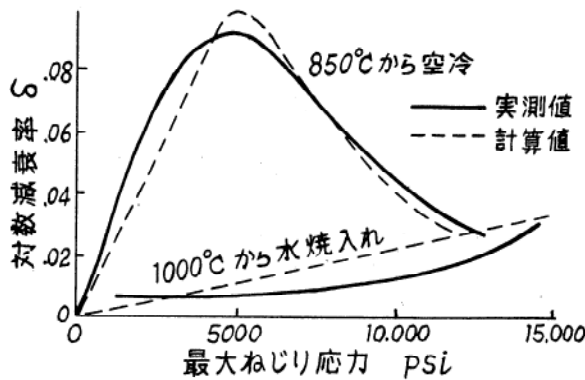


図6 Fe-70%Co 合金の δ_{Hvst} の実測値と計算値¹⁰⁾

金の振り振動の場合には約 5000 psi で δ_{Hvst} は最大となり、水冷による内部応力が存在するときはこの最大値は出現しなくなることがわかる。図1で示した実験で Fe-Co 合金における振動の減衰が引張応力の作用で急減したのはこの理由によるし、500 Oe の磁場を作用させた場合にも類似の理由で減衰はおそくなる。すなわち、磁気-機械的静履歴の根本原因である磁壁の非可逆的移動が内部応力、または強磁場の存在のもとでは困難となるために loop の面積が減じて、その結果減衰もおそく

なったものである。

Sumner¹¹⁾ らは Fe, Ni, 軟鋼, 中炭素鋼について δ_{Hvst} と応力振巾との関係をしらべ、磁氣的に軟らかいものでは、硬いものより δ_{Hvst} のより大きい max. が低応力側に出現すると述べている。また、このような δ_{Hvst} の max. は試料を飽和まで磁化したときには出現しないことが確認されており、磁化完了試料においては磁壁移動が不可能であることがその理由であると報告している。

Fe や Ni において転位に原因する内部摩擦を研究しようとするとき、 δ_{Hvst} が共存して実験結果の解釈のうえで大きな妨げとなることが多い。磁場中で δ_{Hvst} が充分小さくなるような条件下で実験を行なうことが必要であり、実験技術上とくに重要な注意事項である。

iii) 微視的渦電流によるもの (δ_{Mi})

渦電流は試料全体として巨視的に流れるほかに、個々の磁区内でも流れ、これが熱弾性効果による内部摩擦の場合の微視的熱流に似た方法で、別の内部摩擦 δ_{Mi} を誘起する。

Kersten⁶⁾, Brown⁷⁾ らの計算によれば、その大きさは f_2, f_3 を境として次式で表わされるという。渦電流は磁壁の可逆移動と磁区の回転過程とにより惹起されるので、これを別々に取り扱う。

a) 磁壁の可逆移動によるもの ($\delta_{Mi, w}$)

$$\delta_{Mi, w} = \lambda E / \sigma_i \cdot f / f_2 / 1 + (f/f_2)^2 \dots\dots\dots(9)$$

ただし $f_2 = \rho / \mu \mu_0 l^2$

ここで、 ρ は比抵抗、 μ は可逆透磁率、 l は磁壁の平均間隔、その他は前述(1)~(4)式と同じものを表わす。 $\delta_{Mi, w}$ は $f = f_2$ で最大となるが、この f_2 は Fe では 1 Mc/s のオーダーであり、(4)式の f_1 より $10^4 \sim 10^6$ 倍大きい。

b) 磁区の回転によるもの ($\delta_{Mi, D}$)

Döring¹²⁾, Mason¹³⁾ らの計算によれば

$$\delta_{Mi, D} = \lambda E / \sigma_i \cdot f / f_3 / 1 + (f/f_3)^2 \dots\dots\dots(10)$$

ただし、 $f_3 = \rho / \mu_D \mu_0 l^2$

ここで、 μ_D は回転過程の透磁率で、可逆透磁率 μ のほぼ 1/10 の大きさ、その他は(9)式の場合と同じものを表わし、 f_3 は f_2 よりさらに一桁大きい。

4. 最近の興味ある研究

これまで述べた研究結果のすべては、消磁または飽和磁化の状態での観測を根拠としており、その途中の磁化過程での詳しい資料に欠けている。最近この点を補足する実験がつきつぎに行なわれて、内部摩擦を磁場と振巾の函数としてより詳細にしらべようとする傾向にある。

また、超音波領域での実験が進み、新しい事実もいくつか見出されている。

i) 磁場の強さと種類の影響

1957年 T. S. Ke¹⁵ はアームコ鉄の室温内部摩擦を直流磁場中で横振動法で測り、図7の結果をえた。外部磁

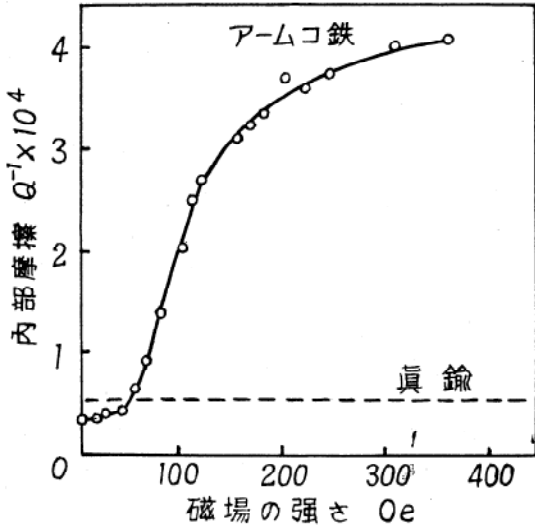


図7 直流磁場中で横振動しているアームコ鉄の内部摩擦と磁場との関係¹⁵⁾

場の増大つれて内部摩擦が増加する事実を、彼は磁場中の磁化ベクトルの回転による渦電流損失によるものと考えたが、他にこれと類似の現象を認めた研究者がなかったために、当時かなりの批判を浴びた。これより3年、K. Misek¹⁶⁾ はNi線の内部摩擦を直流ならびに交流磁場中で測り、交流磁場下では内部摩擦がある磁場の強さでピーク値を示すことを見出し、磁壁の非可逆移動による $\delta_{Hyst.}$ がこのピークを示す内部摩擦の本質であろうと考えた。直流磁場下では試料が常に一定の磁化状態にあるために磁壁移動が交流のときよりはるかに困難なため、顕著なピークを示さないとの見解である。(図8参照)

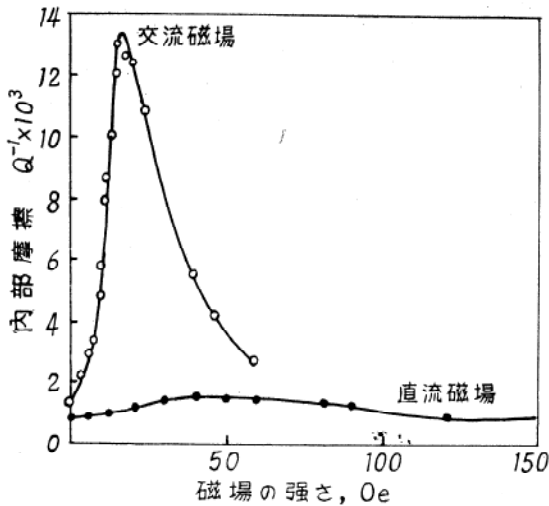


図8 Ni線の内部摩擦の磁場依存性

杉本・茨木¹⁷⁾ は極軟鋼の内部摩擦を直流・交流両磁場中でそれぞれ測り、 $\delta_{Hyst.}$ が100 Oe.(直流)以上ではほとんど消滅することを確認したが、その際、振巾が充分小さいとき、(最大応力にして60 g/mm²程度)の内部摩擦が30~60 Oeの磁場で一つのピークを示し、磁場の強さがこれより増すと内部摩擦は一旦減少したのち再び増大して、200 Oe以上ではほぼ一定値に落ちつく傾向を認めた。はじめのピーク状に出る内部摩擦は当時に類例のないもので、一応振巾依存性がないと認められることから、これを一種の δ_{Ma} 型の内部摩擦と解釈し、200 Oe以上での上昇はKeの認めた磁化ベクトルの回転による内部摩擦に類似したものであろうと考えた。けれども、最近の研究¹⁸⁾で前者のピーク状に出る内部摩擦が $\delta_{Hyst.}$ そのものであることを確認し、強磁性内部摩擦研究には磁場と振巾の影響をよくしらべることがきわめて重要であることを明らかにした。

ごく最近、PolicecとRothenstein^{19),20)}はNi線の強磁性内部摩擦を直流と交流の両磁場下で振巾を種々変えて詳細に研究し、直流、交流ともに200 Oeまでに一つのピークを示す内部摩擦が現われることを認めた。そして、Cisman²¹⁾らはこの内部摩擦の機構が、いわゆるmagneto-mechanical hysteresisであることをつぎの実験と計算によって確かめた。すなわち、振り振子の駆動コイルに一定の電流を通じて、試料に一定の捩れ角 φ_0 を与える。つぎにコイルの電流を徐々に減じつつ、試料に働らく捩れ応力Mと捩れ角 φ との関係をしらべる。一般に、magneto-mechanical hysteresis loopが図9の

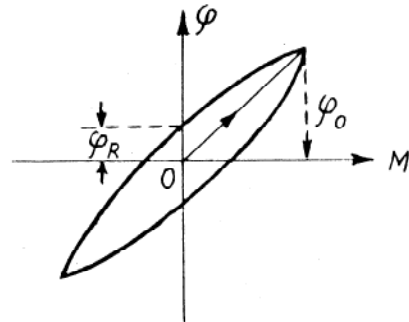


図9 Ni線のねじり応力-歪線図に現われる残留歪 φ_R (定性的)²¹⁾

ように観測されるが、彼等はここで種々の大きさの捩れ角 φ_0 に対するhysteresis loopの残留歪 φ_R を求め

$$u = \varphi_R / \varphi_0 \dots\dots\dots(11)$$

なる比(この比をSpezifische Remanenzとを呼ぶ)の大きさと磁場の強さとの関係をしらべ、これがさきの内部摩擦と磁場との関係を示す図に現われたピークときわめてよく似たピークを示すことを認めた。そこで彼等は

この u の値と内部摩擦 δ_{Hyst} の大きさとの関係をしらべたところ、図 10 の相関関係をえた。このように δ_{Hyst} と u とがきわめてよい相関を有することは、つぎの簡単な計算で証明される。

内部摩擦の定義式における ΔU は図 11 の hysteresis

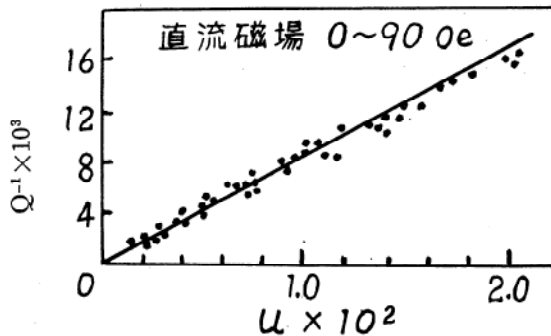


図10 Ni 線の強磁性内部摩擦 Q^{-1} と Spezifische Remanenz との相関²¹⁾

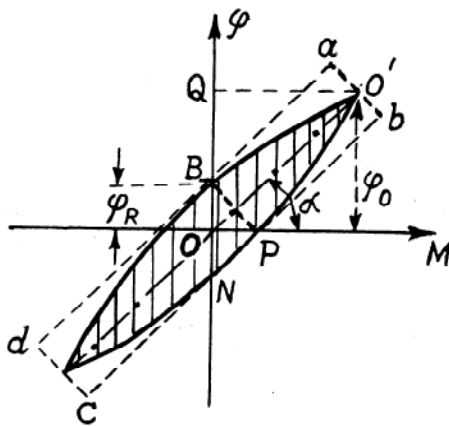


図11 Hysteresis loop の面積の近似計算²¹⁾

loop の面積に等しい。いま、この面積 Σ を矩形 $abcd$ の面積 Σ' で近似的に表わせるものとすれば、

$$\Sigma \approx \Sigma' = 200' \cdot BP = 2 OQ / \sin \alpha \cdot NB \cos \alpha = 4 \varphi_0 \varphi_R \cot \alpha$$

α は針金の剛性率によって決まる常数であるから

$$\Sigma \approx \Sigma' \propto \varphi_0 \varphi_R$$

と書ける。一方、 $U \propto \varphi_0^2$ であるから (U は針金の振動エネルギー)、

$$\delta_{Hyst} = 1/2 \cdot \Delta U / U \propto \varphi_R / \varphi_0 = u$$

となつて、内部摩擦 δ_{Hyst} は u に比例し、図 10 の相関が説明される。

Rothenstein^{22), 23)} らはこのほかにも銅線の表面に Ni を電着して作った試料につき、交流磁場の影響をしらべ、ある条件のもとでは交流磁場のエネルギーが試料の振動

エネルギー損失を補って、振巾は減衰することなしに永久に一定振巾の振動が持続されることを報告している。

このように、強磁性内部摩擦は最近振巾と磁場の函数として詳しく研究され、これまでくい違いの多かった研究者間の解釈の相異が、順次解明されつつあり、著者らも目下この問題を純鉄について詳細にしらべている。

ii) 超音波による実験

100 Mc/s オーダーの超音波が使えるようになって、急速に新事実が見出されつつある。たとえば¹⁴⁾、 δ_{Hyst} には振動数依存性が無いという従来の定説だが、Mc/s オーダーの振動では音波の周期が磁壁の非可逆移動時間と同程度になるための δ_{Hyst} の増大の可能性がある。10¹¹ c/s では波長が磁壁の間隔とほぼ等しくなるための現象も予想されるが、これには実験技術が遠くおよばない。

5. 強磁性内部摩擦研究の工業的意義

鉄鋼材料の実際的使用に当っては、材料の振動の問題とからんで、できるだけ内部摩擦の低いことを要求する場合と、逆に高いことを要求する場合とがある。材料が強磁性であるかぎりにおいては、上述した基礎的研究結果が実際に役立ち、広く応用することができる。

i) 内部摩擦が小さいことを要求される材料

リードセクターやメカニフィルターなど主として電気通信関係で周波数制御用振動子として用いられる材料は、固有振動数の温度変化率が少ないことのほかに、内部摩擦が低いことも必須の条件である。このような場合には、材料に適当な内部応力を持たせるための加工や熱処理を行なって強磁性内部摩擦の出現を極力押える一方、振動体の寸法的设计に当っては渦電流損失を最大にするような境界振動数 f_1, f_2, f_3 (前述 3. を参照) をさけることに留意する必要がある。

ii) 内部摩擦が大きいことを要求される材料

振動防止の目的からはあらゆる場合にのぞましい性質と云えるが、ことに高速回転するガスタービンやスチームタービンの羽根用材料においては、同じ疲労強度では内部摩擦が高いほど羽根の振巾が小さくなるので、寿命が長引き非常に有利となる。航空機や発電用タービンの故障は、つねに非常に大きな損害をとまうから、この種の材料は High Damping Materials としてきわめて重要視され、現在開発研究がさかんである。たとえば、Cochardt²⁴⁾ は強磁性 Nivco 合金 (72% Co+23% Ni+Ti+Al) なるものを 1956 年に見付け、 $\delta_{Hyst} = 0.18$ (消磁状態) という異常に高い内部摩擦を持つ新材料として注目された。彼はその後 600°C 以上の高温タービン羽根用材料としてやはり δ_{Hyst} の高い特徴を生かした

新合金²⁵⁾ (22~24% Ni, 1.8~2.0% Ti, 0.15~0.25% Al, 残り Co) を開発し, 高温にもよく耐え, そのうえ 8000 psi の引張応力が作用している状態で同種の非強磁性耐熱合金 (AISI 403) にくらべ約 10 倍も大きい内部摩擦 (δ_{Hvst}) を持つ材料を市場に出すことに成功している。

文 献

- 1) A. W. Cochardt, J. Appl. Phys., 25 (1954) 91.
- 2) R. Becker & W. Döring, Ferromagnetismus, Springer-Verlag, Berlin (1939) 336/381.
- 3) R. Bozorth, Ferromagnetismus, D. van Nostrand Co., Princeton (1951) 595/712.
- 4) E. Kneller, Ferromagnetismus, Springer-Verlag, Berlin (1962) 702/734.
- 5) M. Kornetzki, Z. Physik, 146 (1956) 107.
- 6) M. Kersten, Z. tech. Physik, 15 (1934) 463.
- 7) W. F. Brown, Phys. Rev., 50 (1936) 1165.
- 8) C. Boulanger, Rev. Met., 46 (1949) 321.
- 9) A. W. Cochardt, Trans. AIME, 8 (1956) 1295.
- 10) A. W. Cochardt, J. Appl. Mech., 20 (1953) 196.
- 11) G. Sumner & K. M. Entwistle, JISI, 192 (1959) 238.
- 12) B. Döring, Ber. Oberhess. Ges. Nat-u. Heilkunde, Gießen, 29 (1958) 80.
- 13) W. P. Mason, Rev. mod. Phys., 25 (1953) 136.
- 14) H. Franz, Z. Metallkde., 53 (1962) 27.
- 15) T. S. Ke, Scientia Sinica, 6 (1957) 237.
- 16) K. Misek, Scientia Sinica, 4 (1955) 107.
- 17) K. Sugimoto & M. Ibaraki, Mem. Inst. Sci. & Ind. Res., Osaka Univ., 20 (1963) 51.
- 18) K. Sugimoto & M. Ibaraki, to be published.
- 19) A. Policec & B. Rothenstein, Czech. J. Phys., 14 (1964) 707.
- 20) B. Rothenstein & A. Policec, Z. Physik, 183 (1965) 234.
- 21) A. Cisman & I. Hrianca, Wiss. Z. Elektrotech., 3 (1964) 165.
- 22) B. Rothenstein & I. Hrianca, Czech. J. Phys., 11 (1961) 179.
- 23) B. Rothenstein & I. Hrianca, Czech. J. Phys., 13 (1963) 318.
- 24) A. W. Cochardt, Trans. AIME (1956) 1295.
- 25) A. W. Cochardt, Trans. ASM 52 (1960) 914.