防 振 合 金—その 基 礎 と 展 望

杉 本 孝 一*

1. ま え が き

防振合金という言葉は多数の読者にとって聞き馴れないものであろう。これは内部摩擦が非常に高く振動エネルギーをよく吸収し、機械や構造物の振動と騒音を防止するために役立つ可能性を持つ金属材料の総称として、数年前に筆者の思いつきでつけた訳語に過ぎない⁽¹⁾。英語では high damping alloys などと呼ばれ⁽²⁾、学問的にはこれを高減衰能合金と直訳するのが正しいかも知れない。けれども、減衰能という言葉があまり一般的なものとは思えないので、言葉の意味に重点を置き、これを防振合金と呼ぶことにした。元来、金属材料はゴムやプラスチック材料などに比べて強度が高いことは周知のとおりであるが、同時にまた「金切り声」、あるいは「金属音」などの言葉で象徴されているように、振動と騒音に対しては弱い反面を持つ。これは金属材料の内部摩擦がゴムやプラスチック材料のそれに比べて一般にずっと小さいことに原因する。現在の音響工学や機械工学の分野における防音、あるいは防振対策の手法では、金属材料はおもにその剛性と密度にのみ注目が払われ、振動と騒音に対する減衰効果はもっぱらゴムやプラスチック材料に負うという考え方が設計の基盤となっているようである。

最近、騒音と振動の問題が深刻化するにつれて、その対策も多く試みられ徐々に効を奏している。ここで最終的に問題となるのは、騒音と振動の発生源においてこれを可能な限り減少させることであろう。このためにはゴムやプラスチック材料の併用だけでは不十分な場合も多いと思われる。このような状況のもとで、強度のすぐれた金属材料そのものに高い減衰能を持たせた新しい金属材料を作り出すことの必要性が生じる。本稿では一般金属材料と2, 3の防振合金材料についてそれらの減衰能の原因とその機構に触れ、研究の現状を簡単に展望する。防振合金の詳細とその応用については他の解説を参照されたい⁽³⁾。

2. 金属材料の強度と減衰能

元来金属物理学などの分野で多く用いられる内部摩擦 Q^{-1} は振動する物体が1サイクル当りに失うエネルギーの割合としてつぎのように表わされる。

$$Q^{-1} = \frac{\delta}{\pi} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Delta W}{W} \quad (1)$$

ここで δ は対数減衰率、 ΔW は1サイクル当りのエネルギー損失、 W は弾性エネルギーの大きさである。式(1)の関係は内部摩擦が小さいとき、すなわち $\Delta W/W \ll 1$ のとき成立し、このような場合には共鳴曲線の鋭さを表わす因子 Q の逆数を用いたり、あるいは自由減衰における対数減衰率 δ を利用したりして、エネルギー損失率の代用とすることができる。ところが、工学分野で問題となる振動減衰能の場合には一般に振幅も大きい場合が多く、したがって減衰能の値そのものも大きいので、 $\Delta W/W \ll 1$ の関係は成立しないことが多い。そこで、前述の Q^{-1} や δ などの尺度を用いることは不適当であり、エネルギー損失率 $\Delta W/W$ を直接的に求める必要がある。そのために用いる方法はつぎのとおりである。

$$\frac{\Delta W}{W} = \frac{A_n^2 - A_{n+1}^2}{A_n^2} \times 100(\%) \quad (2)$$

ここで、 A_n および A_{n+1} はそれぞれ n 番目と $(n+1)$ 番目の振幅の大きさである。式(2)の量を一般に減衰能 (specific damping capacity) と呼んでいる⁽⁴⁾。

さて、材料の減衰能の大きさは応力振幅の大きさに依存する。また降伏応力の大きさも材料によって異なる。さらに同一材料においても試片の形状ならびに振動様式が異なれば減衰能の値は相違する。そこでこのような複雑さを避け設計者の便を計るために、James はつぎに述べるような damping index (防振係数) なる数値の採用を提案した⁽⁴⁾。これは材料の0.2%永久ひずみに相当する引張応力の大きさを σ_y とし、 $\sigma_y/10$ のせん断応力振幅を用いて振り振動法により求めた減衰能(式(2)による)の値をさす。この値を用いると降伏強度の異なる各種の材料についてそれらの実用的な防振効果を比較できるので便利である。

図1はJamesとLazan⁽⁵⁾の文献に見られる防振係数の値を各材料の持つ強度に対して示したものである。こ

* 大阪大学助教授；産業科学研究所
High-Damping Alloys — A Review on Basic Problems and Applications; Koichi Sugimoto (Institute of Scientific and Industrial Research, Osaka University, Suita)
1975年4月2日受理

図1 金属材料の防振係数と強度の関係。
○非鉄材料，●鉄鋼材料，◎防振合金材料

ここに示されていない金属材料の大部分のものは防振係数が0.1%以下と思えば大過はない。図1の破線(a), (b), (c)は防振係数と引張り強さとの積がそれぞれ10, 100, 1000となる関係を表わしている。各材料ごとに防振係数の大きさが強度にほぼ反比例する傾向が認められる。たとえば、非鉄材料は破線(a)に沿って、また鉄鋼材料は破線(b)に沿ってそれぞれ防振係数の低下が認められる。

ところで、図1の破線(c)の付近に◎印で表わした防振合金材料は防振係数が非常に大きく、30%ないし60%の値を持つ。これらの材料の研究は比較的最近になって行なわれたものであり、強度と高い減衰能とを兼ね備えた新しい金属材料を創り出すことが夢ではないことを示している。実際、たとえばMn-Cu合金の薄片をハンマーで叩いても、またこれを床に落さしてもまるでゴムまりのように静かで、いわゆる金属的な音をまったく発しない。このように金属材料としては例外的に大きな減衰能を持つ原因について考えてみることは、学問的にも重要なことはいうに及ばず、新種の防振合金材料の開発への糸口をつかむヒントになるかも知れない。とは言っても内部摩擦の原因は複雑であり、すべて解明されたわけではない。ここでは従来の研究で指摘された内部摩擦の原因のうちから、防振合金材料にとくに関係が深いと思われるものを取り上げて、その研究の現状を述べる。

3. 防振合金の分類と内部摩擦の原因

はじめに、これまで報告されたもののうちから減衰能が高く、防振合金として利用できる可能性が指摘されたもの、あるいは現に利用されているものなどを表1にまとめて示す。ここでは内部摩擦のおもな原因にのみ着目して分類を試みた。実際には合金によっては2種類、またはそれ以上の原因が重り合って高い内部摩擦が生じている場合もあると考えるべきである。

表1では防振合金を複合型、強磁性型、転位型、双晶型の4種類に分類した。それぞれの内部摩擦の原因については以下にやや詳しく述べる。また、表1には高い内部摩擦が実際に起こることが確かめられた合金系と、これを防振合金材料として利用することを目的に開発された実用合金の名称を併記した。これらの詳細と応用面については他の解説を参照されたい⁽³⁾。

(1) 複合型

共晶、共析などのような2相混合組織を持つ材料、いわゆる natural composite material に多く見掛けられる。鋳鉄の共晶黒鉛、40%以上のZnを含むAl-Zn合金の共析β相などの例に見られるような第2相の存在が、大きな内部摩擦を生じる。この型の材料の内部摩擦の原因の詳細については未だ充分解明されていない。その理由は単結晶試料を用いた精密な実験を行なうことが不可能なためと思われる。鋳鉄の場合には黒鉛の塑性変形によるエネルギー損失が考えられ、またAl-39at%Zn合金では粒界に不連続析出物として存在するβ相の内部での coupled relaxation の機構が提唱されている⁽⁶⁾。

図2は片状黒鉛鋳鉄での測定結果である†。3.2~3.8% Cおよび1.7~2.0% Siを含む試料を溶製して、それぞれ炭素当量C.E.を求めると、C.E.の値が大きいもののほど内部摩擦が大きいことがわかる。これは黒鉛の量がC.E.の上昇とともに増加するためである。内部摩擦が振幅依存性を持つ事実から考えると、局所的な塑性変形機構にもとづく静履歴型のエネルギー損失が原因であると見るのが妥当であろう。

図3はAl-Zn系合金の測定結果である††。β相の析出に関連する大きな内部摩擦ピークが、220°C付近の温度に起こり、それに伴って100°C付近の温度で非常に高

† 松井 啓：学振第133委員会研究会資料(昭和46年7月27日)による。

†† 唯木喬子他：私信。

表1 防振合金の分類.

名 称	減 衰 能 の 機 構	例	
		金属または合金系	実 用 合 金
複 合 型	母相と第二相との間の界面での粘性流動(または塑性流動)など	Fe-C-Si	片状黒鉛鑄鉄
		Fe-C-Si	圧 延 鑄 鉄
		Al-Zn	—
強磁性型	磁区壁の非可逆移動にともなう磁気・機械的静履歴	Fe, Ni	T.D. ニッケル
		Fe-Cr, Fe-Cr-Al	12% Cr 鋼, サイレントロイ
		Co-Ni	NIVCO-10
転 位 型	転位が不純物原子による固着点から離脱するために生じる静履歴	Mg, Mg-Zr	KIXI 合金
双 晶 型	熱弾性型マルテンサイトにおける変態双晶境界, または母相とマルテンサイト相との境界の移動に関連する静履歴(または応力緩和)	Mn-Cu	ソノストン
		Mn-Cu	インクラミュート
		Cu-Al-Ni	—
		TiNi	—

図2 片状黒鉛鑄鉄の内部摩擦におよぼす炭素当量(C.E.)の影響.

内部摩擦が生じている. なお, 図3で50°C付近に現われる小さなピークの原因は現在のところ不明である.

(2) 強磁性型

内部摩擦の原因のうちには材料の強磁性にもとづくものがあることは古くから知られている. たとえば, 鉄の90°磁区壁の非可逆移動に原因する振幅依存内部摩擦はその例である. これは magnetomechanical static hysteresis (磁気・機械的静履歴) と呼ばれ, 軟質磁性材料に多く見受けられる⁽⁷⁾. 図4に示すとおり, 一般に単結晶は無磁化状態で(a)のような磁区配列をとる. これを磁化するときその配列は(b)のように変化し, 磁区壁移動と回転磁化過程とが現われる. このような単結晶は無磁化状態で引張変形させる場合の応力とひずみの関係は図5の曲線で示される. 弾性ひずみ ϵ_0 に, 磁歪によ

図3 Al-Zn合金の内部摩擦の温度による変化. 各試料は α または α_1 の領域でそれぞれ溶体化したのち, 150°Cで26 hr ないし 360 hr の時効処理を行なってから測定した.

るひずみ ϵ_m が付加されるために, 応力-ひずみ関係は直線(---)からはずれる. ϵ_m はおもに図4の磁区壁移動過程に付随するひずみで, 鉄の90°磁区壁の非可逆移動に伴う非弾性ひずみと理解すればよい. さて, 応力を取り除くときは図5の破線の経路にしたがってひずみは減少するが, 残留ひずみ ϵ_r が存在する. これは残留磁化に相当するもので, 磁区の配列状態がはじめのそれと異なることに対応している. その結果として図5の斜線をほどこした部分の面積に相当するだけの静履歴損失を

図4 単結晶の磁区配列と磁化過程.

図5 強磁性体の応力-ひずみ曲線.

生じ、これが振幅依存内部摩擦の原因となって大きな減衰能を示す。なお、この型の減衰能の特徴は、減衰能の大きさが外部磁場に強く依存し、飽和磁場のもとでは消滅することである。

図6は強磁性の実用耐熱合金 NIVCO-10† および 403 鋼の減衰能が、オーステナイト系で常磁性の 310 鋼のそれに比してはるかに大きいことを示している⁽⁸⁾。NIVCO-10 の減衰能がとくにすぐれている理由としては、磁歪が大きいことと magneto-mechanical coercive force が大きいために、上述の強磁性の原因で起こる振幅依存内部摩擦が高いこと、ならびに熱処理方法を工夫して粒界にセルラ析出物が存在する状態にあることなどが挙げられている。後者の役割りは不明であるが、あるいは(1)で述べたような複合型の場合に類似した機構が強磁性の機構と同時に起こっているとも考えられる。

† 22~24% Ni, 1.8~2.0% Ti, 0.15~0.25% Al, 73~76% Co の組成を持つタービン翼用材料である。

図6 耐熱合金材料の室温における減衰能と振幅の関係(Cochardt⁽⁸⁾)。

Kornetzki の計算によれば、磁気・機械的静履歴でひき起こされる内部摩擦の大きさを Q_m^{-1} とすれば

$$Q_m^{-1} = 3.0 \times 10^{15} \times \frac{\nu |\lambda_m|^3 E^2}{\pi I_s^3} \times \epsilon \quad (3)$$

で表わされる⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。ここで、 ν は磁気レーリー定数と呼ばれるもので、磁気履歴曲線の囲む面積の大きさに関係する定数である。 λ_m は多結晶の平均飽和磁歪、 E はヤング率、 I_s は飽和磁化強さ、 ϵ はひずみ振幅の大きさをそれぞれ表わす。

式(3)で $K = |\lambda_m|^3 E^2 / I_s^3$ を物質定数と考え、 Q_m^{-1} に寄与する項を ν と K の二つに分けて考えてみる。 ν は格子欠陥の存在で強く影響され、加工によりいちじるしく減少するのに対し、 K に含まれる諸数値はこの影響を受けない。そこで、材料の Q_m^{-1} を高めるためには、 $|\lambda_m|$ と E が大きく、 I_s の小さなものを選んで K を大きくすることが必要である。このほかに ν を大きくするために充分な焼鈍を行なって材料が内部応力を持たない状態とし、また炭素、窒素などのような侵入型溶質原子の固溶量をできるだけ少なくすることが望ましい。

(3) 転位型

これについては Granato-Lücke のモデルと理論があって、内部摩擦を振幅の大きさに依存しない部分と依存する部分とに分けて取り扱われている。前者は主として超音波領域での実験の際に重要である。一般に防振合金で問題となる振動数は可聴周波数域内のものに限られることが多い。そのうえ、振動振幅がかなり大きい場合もしばしば起こりうるなどを考慮するとき、後者の方が実際面ではより重要であると思われる。これは結晶中のすべり転位がひき起こす静履歴現象にもとづくエネルギー損失で、転位による振幅依存内部摩擦 Q_H^{-1} と名付けられている。

図7 不純物による固着点からの転位の離脱のモデル(上)とその応力-ひずみ曲線(下)(Granato and Lücke⁽¹¹⁾).

図7は弦モデルと呼ばれ、これにもとづいて応力とひずみの間の関係に履歴現象が生じることを説明する理論が提唱されている⁽¹¹⁾。いま図7(上)のAのような一つのすべり面上にある長さ L_N の転位線の運動を考える。転位線はその両端で強く固定され、静止しているものとする。転位線に沿って平均間隔 L_C をもって不純物原子による弱い固着点が形成されている場合を考える。このような転位線に外部応力が作用すると、転位線は長さ L_C の小さな弦としてBまたはCのように張り出す。不純物原子による転位の固着力は一般に両端での固着力より小さいので、応力がある大きさを超えると不純物によ

る固着点がはずれて、いわゆる転位の離脱現象(break-away)が起こる。そのために転位はDまたはEのように長さ L_N の大きな弦として張り出し、その結果ひずみは急激に増加する。このような臨界の応力を離脱応力(breakaway stress)と呼ぶ。

図7(下)はこのときの応力とひずみの関係を示す。なお、破線は L_N と L_C の長さに分布があることを考慮したときのものである。CからDまでのひずみの急激な増加が上述の離脱現象に対応する。応力を取り去るときはDからAまで直接の経路をたどるから、結局斜線で示した部分の面積に相当するだけのエネルギー損失を生じ、これが Q_H^{-1} の原因となる。その大きさは

$$Q_H^{-1} = \frac{QAL_N^3}{\pi^2 L_C} \cdot \frac{K\epsilon' a}{L_C} \cdot \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \exp\left(-\frac{K\epsilon' a}{L_C} \cdot \frac{1}{\epsilon_0}\right) \quad (4)$$

で与えられる。ここで、 Q はすべり面上の分解せん断応力が外力より小さいことを考慮した方位係数、 A は転位密度、 K は転位の離脱に必要な力に関する方位依存性の因子、 ϵ' はミスフィットパラメータ、 ϵ_0 はひずみ振幅の大きさ、 a は格子定数である。

図8は純マグネシウム多結晶(純度 99.95%)の測定結果である⁽¹²⁾。等軸晶試料では柱状晶試料よりはるかに大きな内部摩擦を生じている。この内部摩擦がマグネシウムの底面すべり転位が不純物による固着点からはずれる現象によるものであることは、同じ素材を用いて作った単結晶試料による実験において、離脱応力の方位依存性が明確に認められたことから証明できる。図8の柱状晶試料では、各粒の $\langle 10\bar{1}0 \rangle$ 成長方向(矢印で示す)が

図8 純マグネシウム多結晶の内部摩擦とヤング率におよぼす集合組織の影響。
(a) 等軸晶試料, (b) 柱状晶試料, 矢印は $\langle 10\bar{1}0 \rangle$ 成長方向を示す。
(Sugimoto et al.⁽¹²⁾)

試料軸方向にはほぼ平行である。これは各粒の底面すべりがもっとも起こりにくいことを意味しており、内部摩擦が小さいのはこの理由による。一方、等軸晶試料では各粒はすべて任意の方向を向いており、底面が試料軸と 45° に近い角度で交わるような方位にある結晶粒においては、底面上での分解せん断応力が最大となる。その結果、低い離脱応力で内部摩擦の急激な上昇が起こると説明される。

図 1 で Mg および Mg-Zr 合金の内部摩擦がとくに大きいことを述べたが、ここで Mg が高い減衰能を示すためにはとくに等軸晶の組織を持つことが必要条件であることは注意を要する。集合組織の発達、あるいは加工による転位網の形成のような因子は Mg の減衰能をいちじるしく低下させる点はとくに留意すべきであろう。さらに、多量の不純物添加は L_c を減少させ、離脱応力を増大させる結果となるので充分考慮せねばならない。0.6% の Zr 添加は微細な等軸晶組織の発達を促し、軽くて強度がすぐれているうえに減衰能が大きい Mg 合金の具備すべき条件を満足させている。なお、これと類似の結果は純亜鉛多結晶試料⁽¹²⁾、ならびに単結晶試料⁽¹³⁾でも観察されており、すべりが底面のみに限られる六方晶金属の特徴のようである。

(4) 双 晶 型

ここで双晶と呼ぶものは、いわゆる変形双晶、または焼鈍双晶をさすのではない。それは以下に述べるようなマルテンサイト変態に付随する格子不変せん断変形の 1 種類として認められる内部双晶⁽¹⁴⁾(または変態双晶⁽¹⁵⁾とも呼ばれる)を意味する。すなわち、図 9 で変態に伴う変形を格子変形と格子不変せん断変形の二つに分けて考えると、後者のうちにはすべりによるものと、双晶形成によるものとの 2 種類がある。すなわち、母格子に対してマルテンサイト結晶の持つひずみを緩和するために、付加の変形を生じて結晶はその外形を破線で示したような形に変える。その結果マルテンサイト結晶内には多数の転位や双晶がしばしば認められる。とくに熱弾性型マ

図 9 マルテンサイト変態における変形様式。(a) 母格子、(b) 格子変形、(c) 格子不変せん断変形(すべりによる)、(d) 格子不変せん断変形(双晶形成による)。

ルテンサイトと呼ばれるものでは主として双晶が数多く観察され報告されている^{(14)~(16)}。このような内部双晶の境界は一般に動き易い性質を持ち、その運動に伴う大きな内部摩擦が報告されている。

Worrell は Mn-12% Cu 合金の $fcc \rightleftharpoons fct$ 変態に伴って形成される双晶境界の運動にもとづく大きな内部摩擦ピークを見出した⁽¹⁷⁾。deMorton は In-Tl 合金の $fcc \rightleftharpoons fct$ 変態の場合について類似の現象を認めた⁽¹⁸⁾。最近、Aoyagi and Sumino は Mn-11% Cu 合金において、また Sugimoto et al. は 11.74, 15.18, 20.18% の Cu をそれぞれ含む Mn-Cu 合金において、 0°C 付近の温度に Worrell のものと類似の大きな内部摩擦ピークを認めた^{(19)~(22)}。図 10 の A のピークがその一例である。これは双晶境界緩和ピークと名付けられ、変態によって fct 相中に形成された $\{101\}$ 双晶境界が、外力の作用のもとで移動する際に起こる応力緩和現象の一種として、図 11 のようなモデルを用いて論議されている。

図 10 Mn-12% Cu 合金の双晶境界緩和ピーク (A) と相変態ピーク (B)。ヤング率と比熱の異常がそれぞれ C と D で起こる。(Sugimoto et al.⁽²¹⁾)

図 11 双晶境界移動の素過程としての階段状リング形成のモデル。(Sumino⁽²⁰⁾)

すなわち, Sumino は Bordoni peak の Seeger 理論⁽²³⁾と同様の解析方法で, A のピークの原因を図 11 の階段状リングの形成に伴う応力緩和現象によると考え, 実験で求めたピークの活性化エネルギー $H=14.5$ kcal/mol, ならびに頻度因子 $\tau_0^{-1}=1.28 \times 10^{14}$ /sec の値を説明しようとした⁽²⁰⁾. Sugimoto et al. の報告でも $H=12.3$ kcal/mol, $\tau_0^{-1}=2.4 \times 10^{13}$ /sec の値が実験で確かめられている. しかしながら, このモデルが上記の活性化エネルギーに照らして真に妥当かどうかは現在のところ断定はできない.

つぎに図 10 の B のピークについて述べる. これは $fcc \rightleftharpoons fct$ 変態温度付近に現われ, 相変態ピークと呼ばれる. ヤング率と比熱の異常が起こる温度と対比してみると, これが相変態に伴う内部摩擦ピークであることは明らかである⁽²¹⁾⁽²²⁾. この合金の $fcc \rightleftharpoons fct$ 変態点は γ -Mn 固溶体の常磁性 $\rightleftharpoons$ 反強磁性変態点 T_N (ネール点) に一致することが知られており⁽²⁴⁾, 図 10 の変態点での異常はいずれも上記磁気変態に伴う現象として定性的に説明できる⁽²²⁾.

実際に使用される防振合金としての多くの Mn-Cu 系合金においては, 組成は図 10 のものと異なり, 熱処理によって試料内に短範囲の濃度分布を生じている. そのため, 相変態ピークは単一の鋭いものではなく, 室温から 100°C 付近の温度にかけて, 前述の双晶境界緩和ピークと重なり合った形で幅の広い大きなピークとして出現する. 図 12 はその一例である. 双晶境界緩和ピーク P_3 と相変態ピーク P_4 とが広い温度範囲にわたって重なり合っている. なお, 低温ピーク P_1 および P_2 は熱処理によりはじめて現われるものであるが, その原因の詳細についてはまだわかっていない⁽²⁵⁾.

図 12 Mn-28.8% Cu 合金の内部摩擦とヤング率の温度による変化. 試料は 850°C で 2 hr 溶体化処理したのち, 450°C で 2 hr 時効処理してから測定した. 振動数約 1 kHz. (杉本他⁽²⁵⁾)

熱弾性型マルテンサイトの変態ならびに逆変態に付随する内部摩擦ピークは, Cu-Al-Ni 合金⁽²⁶⁾⁽²⁷⁾, ならびに TiNi⁽²⁸⁾ などでも報告されている. 図 13 は単結晶試料を用いた測定結果の一例である. 変態(または逆変態)の開始点と終了点の中間の温度に大きな鋭い内部摩擦ピークが認められる. マルテンサイト相は母相にくらべて大きな内部摩擦を持つ. これらは母相とマルテンサイト相との境界, ならびにマルテンサイト相中の内部双晶境界の運動によるエネルギー損失として定性的に説明される. けれども, この合金ならびに, TiNi や In-Tl 合金などでは図 10 および 12 の Mn-Cu 合金の場合と異なり, 双晶境界緩和とピークの存在が現在までのところ確認されたとの報告はない. このように, 熱弾性型マルテンサイトの持つ大きな内部摩擦の原因に関する研究は, 現在なお不明の点が多く, 実験はあまり広く行なわれていない現状である. しかしながら, ともかく非常に大きな内部摩擦を持つ材料が, この種の合金において他に数多く見出される可能性はあると思われる.

図 13 Cu-14.4% Al-4.2% Ni 合金単結晶の $\beta_1 \rightleftharpoons \gamma'$ 変態に伴う内部摩擦とヤング率の変化, ならびに変態に付随する試片形状の変化. 実線は冷却時の, また破線は加熱時の測定結果を表わす. (Sugimoto et al.⁽²⁷⁾)

文 献

- (1) 杉本孝一: 金属学会会報, **10**(1971), 44.
- (2) D. Birchon: Eng. Mater. Design., (1968), 606, 692.
- (3) 杉本孝一: 鉄と鋼, **60**(1974), 2203.
- (4) D.W. James: Mater. Sci. Eng., **4**(1969), 1.
- (5) B.J. Lazan: *Damping of Materials and Members in Structural Mechanics*, edited by J.E. Ruzicka, Pergamon Press, New York, (1952), 205.

- (6) A.S.Nowick : J. Appl. Phys., **22** (1951), 952.
 (7) R.Bozorth : *Ferromagnetism*, Van Nostrand, Amsterdam, (1956), 535.
 (8) A.Cochardt : *Magnetic Properties of Metals and Alloys*, ASM, Cleveland, Ohio, (1959), 251.
 (9) 杉本孝一, 茨木正雄 : 鉄と鋼, **54** (1968), S 331.
 (10) M.Kornetzki : Z. Phys., **121** (1943), 560.
 (11) A.Granato and K.Lücke : J. Appl. Phys., **27** (1956), 583, 789.
 (12) K.Sugimoto, K.Matsui, T.Okamoto and K.Kishitake : Trans. JIM, (1975) (to be published).
 (13) T.A.Read : Trans. AIME, **143** (1941), 30.
 (14) 西山善次 : マルテンサイト変態, 丸善, (1971).
 (15) 大塚和弘, 清水謙一 : 金属学会会報, **11** (1972), 12.
 (16) 中西典彦 : 金属学会会報, **11** (1972), 435.
 (17) F.T.Worrell : J. Appl. Phys., **19** (1948), 929.
 (18) M.E.deMorton : J. Appl. Phys., **40** (1969), 208.
 (19) T.Aoyagi and K.Sumino : Phys. Status Solidi, **33** (1969), 317.
 (20) K.Sumino : Phys. Status Solidi, **33** (1969), 327.
 (21) K.Sugimoto, T.Mori and S.Shioda : Met. Sci. J., **7** (1973), 103.
 (22) K.Sugimoto and T.Mori : Proc. 5th ICIFUA, Aachen, (1973), (in press).
 (23) 鈴木秀次 : 転位論入門, アグネ, (1967), 252.
 (24) T.J.Hicks, A.R.Pepper and J.H.Smith : Proc. Roy. Soc., **1** (1968), 1683.
 (25) 杉本孝一, 水谷啓嗣 : 金属学会誌, **39** (1975), 503.
 (26) I. A. Arbutova, V. S. Gavriluk and L. G. Khandros : Fiz. Metal. Metalloved., **27** (1969), 1126.
 (27) K.Sugimoto, T.Mori, K.Otsuka and K.Shimizu : Scripta Met., **8** (1974), 1341.
 (28) R.Hashiguti and K.Iwasaki : J. Appl. Phys., **39** (1968), 2182.

*

新 刊 案 内

冶 金 実 用 数 学

鞭 巖 佐田 栄三
森山 昭 高津 学

鉄鋼製錬プロセスは本来化学プロセスであるが、高温であり、多数の物理的あるいは化学的变化が複雑にからみあっているため、その解析的研究が従来困難であるとされていた。しかし、最近、電子計算機の技術も進み多くの要因を考慮した数学的モデルの数値解析も可能となってきた。したがって、これらの基礎となる製錬プロセスのプロセス解析、操作設計、最適化などに関する数学的取り扱いが冶金技術者にとって重要な手段となってきた。また、大学をはじめとして金属工学あるいは冶金技術に関する研究にも上述の数学的方法が多くとり入れられている。しかしながら、これら数学的方法の使用法を実際の製錬プロセスに関連させつつ解説したテキストは非常に少なく、従来、研究者あ

るいは技術者はおおむね、化学工学や工業数学等のテキストを参考にしてきたが、大変不自由な思いをしている。この分野における良書の欠除が金属工学への数学的方法の応用を困難ならしめた一因でもあろう。本書“冶金実用数学”の著者はいずれも金属工学における移動速度理論あるいは反応操置理論の大家で、数学的方法を駆使した数多くの業績をあげており、今回、特に金属工学への数学的方法の応用という面に注目して本書を執筆されている。本書の構成は、1. 実測データの処理法、2. ベッセル関数、3. ラプラス変換、4. グリーン関数、5. 代数方程式の数値解法、6. 微分方程式の数値解法、7. 最適化の数学的方法になっている。本書は数学的な厳密性よりもその応用に主体がおかれ、数多くの冶金プロセスに関係した例題が示されている。したがって、“数学を道具としていかに使用するか”という方法を理解するためのすぐれた参考書であり、大学の金属工学の学部や大学院生および現場技術者あるいは研究者のガイドブックあるいは教育用のテキストとして最適である。

(Y.O.)

[A5判 174頁 1975年 定価 2,000円 科学技術社]