Al-Mg 合金の微小塑性にもとづく内部摩擦

森田 正子[†] 浅野 滋

名古屋工業大学材料工学科

J. Japan Inst. Metals, Vol. 57, No. 9 (1993), pp. 1006-1011

Internal Friction Caused by Microplasticity in Aluminum-Magnesium Alloys

Masako Morita and Shigeru Asano

Department of Materials Science and Engineering, Nagoya Institute of Technology, Nagoya

Mechanical hysteresis was observed at room temperature for polycrystalline Al-Mg dilute alloys by the three-point bending method. The form of hysteresis loops was not a breakaway type but a friction type, when the observation was done in the steady-state deformation of loading-unloading cycles. The results suggest that the amplitude dependence of internal friction is caused by dislocations moving across the field of dispersed solute atoms, and it should not be deduced from the Granato-Lücke theory based on a breakaway model of dislocations.

Internal friction in the same alloys was measured at 190-370 K by the free decay method of flexural vibration. The amplitude-dependent internal friction was found to decrease with increasing Mg content and decreasing temperature. The data were analyzed on the basis of the microplastic theory, assuming a friction-type hysteresis, and converted into the microplastic strain expressed as a function of stress. The stress-strain responses showed that the flow stress increased more rapidly with alloying in the microplastic strain range than in the range of usual tensile tests.

(Received March 16, 1993)

Keywords: aluminum-magnesium alloy, mechanical hysteresis, internal friction, amplitude dependence, microplasticity

I. 緒 言

内部摩擦とは、弾性的振動の減衰を表す物理量であり、現象としては、振幅に依存しない場合と振幅に依存する場合に類別される。特に内部摩擦が振幅に依存する場合は、力学応答が非線形であることを意味しており、これは巨視的降伏が起こる前に、弾性変形から塑性変形へ徐々に移行する過程を示す。したがって、内部摩擦の振幅依存性の測定データは、転位の始動状態に関する情報、つまり微小塑性性の情報を含んでいる。

内部摩擦の振幅依存性に対する初期の転位理論は、1956年に Granato と Lücke によって提出されたものである⁽¹⁾⁽²⁾。この理論は、溶質原子による固着から転位が離脱する過程を定式化したもので、多くの研究において実際のデータ解析に適用されてきた。Bauer ら⁽³⁾⁻⁽⁵⁾はこの理論にもとづいて、Cu 希薄合金に対する系統的な測定結果を解析し、転位と溶質原子との相互作用エネルギーの値を見積もった。Roberts と Brown⁽⁶⁾は Zn 単結晶について、応力-歪曲線に現れる力学的ヒステリシスを観察し、そのループ面積から算出した内部摩擦を Granato-Lücke 理論にもとづいて解析した。しかしながら、Granato-Lücke 理論の前提となる転位の離脱モデルは、絶対零度で実現する特殊なヒステリシスを想定したものであって、そのよう

な離脱型のヒステリシスの形態は、有限温度の定常振動においては実証されていない。

内部摩擦理論の根幹となる力学的ヒステリシスの問題は、Kustov ら⁽⁷⁾や Ivanov ら⁽⁸⁾による最近の報告で取り扱われている。彼らは NaCl や LiF などのイオン結晶について、応力-歪曲線に現れる力学的ヒステリシスを観察し、その形態が Granato-Lücke 理論で想定されるものとは異なることを指摘した。また以前に Asano⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾は、ヒステリシスの形態について、Granato-Lücke 理論で想定される離脱型と低サイクル疲労試験などで実測される摩擦型に分類し、定常振動のもとで検出される微小塑性性においては、むしろ摩擦型のヒステリシスが実現する可能性を示した。この観点から、内部摩擦の振幅依存性が現象論として定式化され、特定の転位モデルを想定しない微小塑性性理論が提案された⁽⁹⁾。この理論にもとづいたデータ解析は、一部の研究者によって行われているが⁽¹¹⁾⁻⁽¹⁵⁾、理論の妥当性に関しては十分に検証されていない。

本研究では、Al-Mg 希薄合金の多結晶について、 10^{-4} の歪領域で力学的ヒステリシスを観測し、 10^{-8} ~ 10^{-4} の歪領域で内部摩擦の振幅依存性を測定した。力学的ヒステリシスの実験から、室温付近の定常振動では、離脱型ヒステリシスが観測されないことを示し、摩擦型ヒステリシスにもとづく微小塑性性理論の妥当性を検証する。Al-Mg 合金は実用材料として用いられるため、巨視的な強度特性については比較的良好に調べられているが、内部摩擦の研究はそれほど系統的に行われてい

[†] 名古屋工業大学大学院生、現在：(株)東芝

い、^{(16)~(18)}。そこで、この合金の内部摩擦の振幅依存性について、微小塑性理論の立場からデータ解析を行って塑性歪と応力の関係を決定し、その結果を巨視的な強度特性と比較して検討する。

II. 実験方法

99.999%Al をベースに99.99%の Mg を添加して溶解し、Mg 濃度が0~0.7 at%の希薄合金を作製した。この母材を80 mm×10 mm×1 mm に成形した後、773 K で10.8 ks (3 h) の真空焼鈍を行った。焼鈍後の結晶粒径は、いずれの試料においても約200 μm であった。内部摩擦の測定は主に焼鈍材で行い、力学的ヒステリシスの測定は、約3%の予歪を与えたもので行った。なお、予歪を与える目的は、測定中に転位密度が変化しないようにして、実験の再現性を保証するためである。

微小塑性領域における力学的ヒステリシスの測定は、3点曲げ法による負荷-除荷試験で行い、たわみ変位の測定には差動トランスを用いた。なお、支点間距離は40 mm とし、試料中央部のたわみ変位速度は0.1 mm/min とした。実際の測定では、たわみ変位の最大値を一定にして、約20回まで負荷-除荷試験を繰り返し、ヒステリシス・ループの定常的な形状を確認した。たわみ変位の最大値に相当する歪は、 $(0\sim4.5)\times10^{-4}$ の範囲で段階的に変化させた。

内部摩擦の測定は、190~370 K の温度範囲で、800 Hz 前後の自由端横振動法により行った。一定振幅で60 s 間励振させた後、励振を止め、自由減衰曲線をレベルレコーダーに記録した。この自由減衰曲線は、変位振幅の対数値を時間に対して記録したもので、各振幅での接線の傾きから対数減衰率を算出した。本研究では、この対数減衰率を内部摩擦の測定値とし、歪振幅の最大値を実験変数として採用した。

III. 実験結果

1. 力学的ヒステリシス

Fig. 1 は、Al-0.1%Mg 合金について、室温で負荷-除荷試験を繰り返した場合の測定例である。図中の数字は、繰り返しの回数を示す。ここで、荷重 F は応力に対応し、たわみ変位

Fig. 1 Load-deflection curves for an Al-0.1%Mg alloy measured at room temperature; N denotes numbers in cyclic deformation.

X は歪に対応すると考えてよい。負荷-除荷試験の1回目には、ヒステリシスは閉じることなく残留歪を生じた。この残留歪は試験を繰り返すことによって消失し、5回程度で閉じたヒステリシス・ループを形成した。5回以降、ヒステリシス・ループの面積はいくらか小さくなるが、10回までにその面積および形状はほとんど変化しなくなった。このことは負荷-除荷試験を繰り返すことにより、微小塑性の力学応答が定常化したことを意味している。そこで、この力学応答を定常ループと呼ぶことにし、以下においては、これを10回目のヒステリシス・ループで示す。

Fig. 2 は、上の合金について、各変位振幅における定常ループのみを取り出したものである。これは現象として、内部摩擦の歪振幅依存性に対応する。定常ループの面積は変位振幅の増大とともに増加したが、定常ループの形状そのものは、変位振幅が増大しても本質的には変化しなかった。

Fig. 3 は、3種類の Al-Mg 合金について、力学的ヒステリシスの測定結果から定常ループの面積 ΔW を算出し、歪振幅

Fig. 2 Steady-state hysteresis loops for an Al-0.1%Mg alloy measured at room temperature with variation of amplitude.

Fig. 3 The area of the hysteresis loop ΔW plotted against the maximum value of strain amplitude $\epsilon_{\max}$ in Al-0.1%Mg, 0.3%Mg, 0.7%Mg alloys.

の最大値 $\varepsilon_{\max}$ に対して整理したものである。この $\varepsilon_{\max}$ の値は、たわみ変位が最大となったときの試料中央部表面の歪の1/2の値がとってある。いずれの合金についても、ループ面積は歪振幅の増大とともに増加した。また Mg 濃度が増加すると、定常ループの面積は明らかに小さくなった。このような測定は、従来から主に純金属に対して行われ⁽¹⁹⁾⁻⁽²¹⁾、通常は転位に対する摩擦力によって説明されてきたが、合金についてはあまり系統的な研究がなされていない。

2. 内部摩擦の歪振幅依存性

Fig. 4 は、各種組成の Al-Mg 合金について、室温における内部摩擦を示すものである。縦軸は試料全体の対数減衰率 δ_{av} であり、横軸は歪振幅の最大値 $\varepsilon_{\max}$ である。なお、純アルミニウムの測定結果は、励振振幅や励振時間によってかなりばらつくので、図では白丸印で1個の測定例を示した。いずれの合金においても、ある歪振幅を越えると、内部摩擦の値は歪振幅の増大とともに増加した。この歪振幅に依存する内部摩擦は、Mg 濃度が増加すると著しく減少した。このような定性的変化は、種々の希薄合金において従来から知られており、材料が固溶硬化したことを示すものである。さらに力学的ヒステリシスの実験と条件を合わせて、約3%の予歪を与えた試料に対しても同様な測定を行ったが、Mg 濃度に対する変化は焼鈍材の場合とはほぼ同様であった。ただし、予歪を与えることによって、内部摩擦の歪振幅に依存しない成分はほとんど変化せず、歪振幅に依存する成分が減少する傾向にあった。

Fig. 5 は、内部摩擦の歪振幅依存性の温度変化を示すもので、Al-0.2%Mg 合金についての測定例である。図中の数字は測定温度を示す。温度の上昇に伴い、内部摩擦の歪振幅に依存しない成分も歪振幅に依存する成分もともに増加していることがわかる。このような変化は、Mg 濃度が0.2%以下のすべての合金に対して見られており、熱活性化過程の効果として理解される。なお、Mg 濃度が比較的高い Al-0.6%Mg 合金では、室温以上になると、温度上昇とともに歪振幅に依存する成分は

Fig. 4 The measured value of internal friction δ_{av} plotted against the maximum value of strain amplitude $\varepsilon_{\max}$ at 300 K for pure aluminum and Al-Mg alloys.

Fig. 5 The amplitude dependence of internal friction for an Al-0.2%Mg alloy measured at various temperatures.

逆に減少したが、これは Al-Mg 合金に特有の現象であって、引張試験で観察された変形応力の逆温度依存性⁽²²⁾に対応する結果と思われる。

IV. 考 察

1. 力学的ヒステリシスと内部摩擦

対数減衰率は、内部摩擦を表す測定値の1つであり、次式によって与えられる。

$$\delta = \frac{\Delta W}{2W} \quad (1)$$

ここで、 W は振動体のもつ力学的エネルギー、 ΔW は振動1周期あたりの力学的エネルギーの損失量である。力学的ヒステリシスの実験では、定常ループの面積が1周期あたりの力学的エネルギーの損失量に相当し、式(1)で示されるように内部摩擦に関係した量である。

内部摩擦理論で想定される力学的ヒステリシスの形態は、離脱型と摩擦型に大別される。Granato-Lücke 理論⁽¹⁾⁽²⁾が前提とする離脱型ヒステリシスでは、除荷曲線はつねに直線的に原点に復帰する。ところが今回測定されたヒステリシスでは、最初の数回を除いて、直線的復帰は観察されなかった。特に定常ループにおいては、除荷曲線は負荷曲線に対して常に対称的な曲線形であった。また、離脱型ヒステリシスの場合には、振動変形の1周期の間に2個のヒステリシス・ループを描くとされているが、定常ループの観測結果はこの点に対しても疑問を呈している。以上のような結果は、室温付近の定常的な振動変形においては、離脱型ヒステリシスの前提が成立しないことを示しており、むしろ低サイクル疲労試験などで実測される摩擦型ヒステリシスが実現しているとみなすことができる。

本研究で採用した合金材料は、溶質原子による転位への固着力が大きい希薄合金であるので、Granato-Lücke 理論の前提をよく満たすはずであるが、それにもかかわらず振動変形の定常状態では、摩擦型ヒステリシスが観察されたことは注目すべ

き点である。従来の内部摩擦の研究においては、この点は十分に検討されたことがないようである。さらに、Fig. 2 において定常ループの形状そのものが歪振幅によって変化しないことは、内部摩擦の実験で測定される微小塑性領域においても、この摩擦型ヒステリシスが実現することを示唆するものである。

2. 内部摩擦の歪振幅依存性に対するデータ解析

力学的ヒステリシスの実験結果から、通例のように Granato-Lücke 理論にもとづいて内部摩擦の歪振幅依存性の測定データを解析することは不適当であると考えられる。そこで本研究では、摩擦型ヒステリシスにもとづく微小塑性理論の立場からデータ解析を行う。

一般に、内部摩擦の測定は共振振動により行われるため、試料内で歪は不均一に分布しており、歪振幅に依存する内部摩擦の値は試料内の位置によって異なる。したがって、内部摩擦の実測値 δ_{av} は、歪振幅の最大値 ϵ_{max} を実験変数とした場合、次のような体積分によって表される⁽¹⁰⁾⁽²³⁾。

$$\delta_{av}(\epsilon_{max}) = \frac{\iiint \epsilon_0^2 \delta(\epsilon_0) dx dy dz}{\iiint \epsilon_0^2 dx dy dz} \quad (2)$$

ここで、 ϵ_0 は試料内の位置の関数として表される歪振幅であり、 δ はその位置における局所的な内部摩擦である。すなわち、 $\delta(\epsilon_0)$ が均一な歪分布のもとで測定される真の内部摩擦であって、本来はこの $\delta(\epsilon_0)$ が理論式と対比すべきものである。従来の多くの研究では、実測値 $\delta_{av}(\epsilon_{max})$ をそのまま理論式と対比する場合が多く、そのため、得られる情報は不正確で相対的な変化のみに意味があった。 $\delta_{av}(\epsilon_{max})$ から $\delta(\epsilon_0)$ を求めるためには、式(2)を積分方程式として解く必要があるが、いくつかの測定方式に対してその解が報告されている⁽¹⁰⁾⁽²⁴⁾。本研究の測定方式は自由端横振動の基準モードによるもので、この場合の解は次式によって与えられる⁽¹⁰⁾。

$$\delta(\epsilon_0) = \frac{1}{6\epsilon_0^2} \frac{d}{d\epsilon_0} \int_0^{\epsilon_0} \frac{\epsilon_{max}}{\sqrt{\epsilon_0^2 - \epsilon_{max}^2}} \frac{d\{\epsilon_{max}^3 \delta_{av}(\epsilon_{max})\}}{d\epsilon_{max}} d\epsilon_{max} \quad (3)$$

以上のようにして求められた真の内部摩擦は、式(1)の定義にもとづいて次のように表される。

$$\delta(\sigma_0) = \frac{E}{\sigma_0^2} \oint \epsilon(\sigma) d\sigma \quad (4)$$

ここで、 E はヤング率であり、 σ_0 は $\sigma_0 = E\epsilon_0$ からきまる応力振幅である。右辺の積分は力学的ヒステリシスの面積に相当する。また $\epsilon(\sigma)$ は、弾性成分 σ/E と塑性成分 ϵ_p にわけると次のように表すことができる。

$$\epsilon(\sigma) = \frac{\sigma}{E} + \epsilon_p(\sigma) \quad (5)$$

内部摩擦の測定は、巨視的には弾性的な振動変形のもとで行われるため、塑性歪 ϵ_p は弾性歪 σ/E に比較して十分に小さい。式(4)に式(5)を代入し、この積分方程式を $\epsilon_p(\sigma)$ について解けば、塑性歪は $\delta(\sigma_0)$ によって直接的に表される。摩擦型ヒステリシスの場合、定常的な振動変形に対して、積分方程式の解は次式のように与えられる⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。

$$\epsilon_p(\sigma) = \frac{\sigma}{E} \left\{ \frac{1}{4} \delta(\sigma/2) + \frac{1}{2} \int_0^{\sigma/2} \frac{\delta(\sigma_0)}{\sigma_0} d\sigma_0 \right\} \quad (6)$$

本研究では、以上のデータ解析を簡便に行うために、実測値を次のような実験式で近似することにした。

$$\delta_{av}(\epsilon_{max}) = A\epsilon_{max}^n + B \quad (7)$$

ここで、 A, B および n は実験からきまる定数である。実験結果を式(7)のように決定した後、式(7)を式(3)に代入すれば、 $\delta(\epsilon_0)$ は次のようになる⁽¹⁰⁾⁽²⁴⁾。

$$\delta(\epsilon_0) = AK(n)\epsilon_0^n + B \quad (8)$$

ここで、 $K(n)$ は歪分布によって決まる特性関数であり、今回用いた横振動法に対しては次のようである。

$$K(n) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{n+3}{3} \Gamma\left(\frac{n+4}{2}\right) / \Gamma\left(\frac{n+3}{2}\right) \quad (9)$$

ただし、 Γ はガンマ関数を表すものとする。

Fig. 6 は、式(8)にしたがって、Fig. 4 における内部摩擦の実測値から換算された真の内部摩擦 $\delta(\epsilon_0)$ である。Mg 濃度に伴う定性的な変化については、Fig. 4 の実測値と同様であるが、内部摩擦の歪振幅に対する変化は実測値よりも急激になっている。

さらに、式(8)の歪振幅に依存する項を式(6)に代入し、内部摩擦から $\epsilon_p(\sigma)$ の換算式を求めると次のようになる⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。

$$\epsilon_p(\sigma) = A \frac{n+2}{2^{n+2}n} K(n) \left(\frac{\sigma}{E}\right)^{n+1} \quad (10)$$

Fig. 7 は、式(10)によって得られた塑性歪 ϵ_p と応力 σ の関係である。これは材料固有の内部摩擦 $\delta(\epsilon_0)$ から算出されたものであるため、引張試験と同様に均一歪のもとでの力学応答であり、通常の応力-歪曲線と対比し得るものである。したがって、この結果をもとに微小塑性と巨視的塑性を定量的に比較することができる。

Fig. 8 は、 $\epsilon_p = 1 \times 10^{-9}$ における変形応力 σ を Mg 濃度 c に対して整理したものである。同図には、引張試験により同一試料で測定された降伏応力 σ_y が示してある。ここで降伏応力は、通例にしたがって 0.2% 耐力、つまり $\epsilon_p = 2 \times 10^{-3}$ における変形応力として決定した。Iida らは、Al-Mg 合金単結晶に対して極低温で引張試験を行い、降伏応力が $c^{1/2}$ に比例して増加す

Fig. 6 The intrinsic internal friction δ expressed as a function of strain amplitude ϵ_0 . The curves are obtained from the data in Fig. 4.

Fig. 7 The microplastic strain ε_p expressed as a function of stress σ . The curves are evaluated from those in Fig. 6.

Fig. 8 Variation of the microplastic flow stress at $\varepsilon_p = 1 \times 10^{-9}$ with Mg content c in Al-Mg alloys at 300 K. The closed circles are the microplastic flow stress evaluated from the internal friction, and the open circles the yield stress observed in a tensile test.

ることを報告している⁽²⁵⁾。本研究では、Al-Mg 合金多結晶に対して室温で引張試験を行ったが、降伏応力 σ_y はやはり $c^{1/2}$ に比例して増加した。一方、内部摩擦データを解析して得られた変形応力は、 c に比例して増加しており、微小塑性では降伏点付近の巨視的塑性よりも、固溶した Mg 原子の効果が顕著に現れることがわかった。

このような微小塑性と巨視的塑性の相違は、両者ともメカニズムは溶質原子による摩擦型の硬化と思われるので、現象の相違は両者の間の変形様式の違いに起因するものと考えざるをえない。すなわち、巨視的塑性としての強度特性は、定速引張試験によって測定されたものであり、これは転位集団の増殖速度

と運動状態から決定される。これに対して微小塑性の力学応答は、振動変形の定常状態のもとで測定されるため、測定中には転位の増殖はなく、転位集団の運動状態のみから決定される。この点は微小塑性の研究の特徴であり、研究方法としての優位性がここにある。転位の運動状態は、多数の溶質原子との相互作用によって決まるはずであるが、振動変形のもとの転位の往復運動において、この相互作用がどのように作動して摩擦型の硬化を引き起こすかは今のところ十分に明らかではない。このような観点からの研究は、これまで内部摩擦の分野ではほとんど行われていないので、さらに実験データの蓄積が必要であろう。

V. 結 言

本研究では、Al-Mg 希薄合金の多結晶について、 10^{-4} の歪領域で力学的ヒステリシスを観測し、 $10^{-8} \sim 10^{-4}$ の歪領域で内部摩擦の歪振幅依存性を測定した。力学的ヒステリシスの実験から、室温付近の定常的な振動変形においては、Granato-Lücke 理論が前提とする離脱型ヒステリシスは観測されず、むしろ低サイクル疲労試験などで実測される摩擦型ヒステリシスが実現することを確認した。このことは、内部摩擦の歪振幅依存性が結晶中に分散した溶質原子と運動転位との相互作用に支配されるものであり、Granato-Lücke 理論が前提とする転位の離脱モデルは成立しないことを意味している。そこで、摩擦型ヒステリシスにもとづく微小塑性理論の立場から、内部摩擦の歪振幅依存性の測定データを解析し、塑性歪と応力の関係を決定して巨視的な強度特性との比較を行った。内部摩擦の実験から得られた結果は、次のようにまとめられる。

(1) Mg 濃度の増加とともに、歪振幅に依存する内部摩擦の値は著しく減少する。これは定速引張変形の場合だけでなく、定常的な振動変形においても、固溶した Mg 原子の効果が強く現れることを意味している。

(2) Mg 濃度が 0.2% 以下の希薄合金については、測定温度が上昇するに伴って、歪振幅に依存しない内部摩擦の値が増加すると同時に、歪振幅に依存する内部摩擦の値も増加した。これは熱活性化過程の効果として理解される。

(3) データ解析の結果、Al-Mg 合金の微小塑性領域における変形応力は、Mg 濃度に比例して増加した。一方、引張試験による降伏応力は、Mg 濃度の $1/2$ 乗に比例して増加しており、微小塑性では巨視的塑性よりも Mg 原子による固溶硬化が顕著に現れた。

終わりに、研究計画と実験結果について討論していただいた西野洋一助教授、実験技術について相談していただいた後藤肇氏、小川裕之氏、玉岡悟司氏に謝意を表する。

文 献

- (1) A. Granato and K. Lücke: J. Appl. Phys., **27**(1956), 583.
- (2) A. Granato and K. Lücke: J. Appl. Phys., **27**(1956), 789.
- (3) N. F. Fiore and C. L. Bauer: J. Appl. Phys., **35**(1964), 2242.
- (4) E. C. Oren, N. F. Fiore and C. L. Bauer: Acta Met.,

- 14(1966), 245.
- (5) R. H. Saul and C. L. Bauer: J. Appl. Phys., **39**(1968), 1469.
- (6) J. M. Roberts and N. Brown: Acta Met., **10**(1962), 430.
- (7) S. B. Kustov, S. N. Golyandin and B. K. Kardashev: Sov. Phys. Solid State, **30**(1988), 1248.
- (8) V. I. Ivanov, B. K. Kardashev, S. B. Kustov, A. B. Lebedev and S. P. Nikanorov: *Proc. 9th Int. Conf. on Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solid*, Ed. by T. S. Kê, Pergamon Press, Oxford, (1990), 159.
- (9) S. Asano: J. Phys. Soc. Japan, **29**(1970), 952.
- (10) 浅野 滋: 日本金属学会会報, **20**(1981), 21.
- (11) I. G. Polotskiy, T. V. Golub and O. N. Kashevskaya: Phys. Met. Metall., **36**(1973), No. 2, 166.
- (12) 奈良井 弘, 浅野 滋: 日本金属学会誌, **46**(1982), 253.
- (13) 後藤 肇, 西野洋一, 浅野 滋: 日本金属学会誌, **55**(1991), 848.
- (14) Y. Nishino, Y. Okada and S. Asano: Phys. Stat. Sol. (a), **129**(1992), 409.
- (15) Y. Nishino, T. Murayama and S. Asano: Phil. Mag. A, **65**(1992), 1187.
- (16) R. B. Schwartz and L. L. Funk: Acta Met., **31**(1983), 299.
- (17) V. A. Chelnokov and N. L. Kuz'min: Sov. Phys. Solid State, **22**(1980), 1751.
- (18) Q. Tan and T. S. Kê: Phys. Stat. Sol. (a), **122**(1990), 25.
- (19) P. Lukàs and M. Klesnil: Phys. Stat. Sol., **11**(1965), 127.
- (20) A. Lawley, J. F. Breedis and J. D. Meakin: Acta Met., **14**(1966), 1339.
- (21) W. Bonfield and C. H. Li: Acta Met., **13**(1965), 317.
- (22) H. Asada, R. Horiuti, H. Yoshinaga and S. Nakamoto: Trans. JIM, **8**(1967), 159.
- (23) S. Asano: Japan. J. Appl. Phys., **8**(1969), 9.
- (24) S. Asano: Phil. Mag., **30**(1974), 1155.
- (25) F. Iida, T. Suzuki, E. Kuramoto and S. Takeuchi: Acta Met., **27**(1979), 637.