高減衰能金属における内部摩擦の振幅依存性の評価

西山 徳人* 浅野 滋

名古屋工業大学材料工学科

J. Japan Inst. Metals, Vol. 65, No. 2 (2001), pp. 109-114
© 2001 The Japan Institute of Metals

Evaluation of Amplitude Dependence of Internal Friction in High-Damping Metals

Norito Nishiyama and Shigeru Asano

Department of Materials Science and Engineering, Nagoya Institute of Technology, Nagoya 466-8555

Internal friction was measured as a function of strain amplitude in high-damping metals, whose damping mechanism is based on dislocation motion. The amplitude of resonant transverse vibration was continuously recorded during the free-decay process and its logarithm was differentiated with time in a computer for the evaluation of logarithmic decrement.

For annealed magnesium, the logarithmic decrement in the steady-state vibration, evaluated from the initial stage of free decay, increases monotonously with the maximum strain amplitude in the steady-state vibration. Such an amplitude dependence of internal friction occurs in an increasing run of amplitude of the steady-state vibration and also in a decreasing run of it, but the values of internal friction are always higher in the decreasing run than in the increasing run. This hysteretic behavior can be reasonably interpreted in terms of the density of moving dislocations.

In contrast, the logarithmic decrement in the free-decay process, evaluated from the continuous change in amplitude during free decay, differs remarkably from that in the steady-state vibration, and thus reflects much sensitively the dislocation motion. The logarithmic decrement for annealed magnesium shows a peak shape when plotted against the maximum strain amplitude in the high-strain range. Slight cold work below 1% increases internal friction and enhances the peak, but heavy cold work over 5% decreases internal friction and suppresses the peak, so that its amplitude dependence becomes the same as the one in the steady-state vibration. This characteristic behavior can be explained on the basis of the mobility of active dislocations.

(Received November 24, 2000; Accepted January 9, 2001)

Keywords: high-damping metal, elastic vibration, internal friction, amplitude dependence, magnesium, dislocation

1. 緒 言

高減衰能金属は、多くの場合、減衰能が振幅に依存するため、大振幅において特に高い減衰能が実現する。材料の減衰能は、弾性的共鳴振動を利用して測定され、一般的には内部摩擦と呼ばれる。内部摩擦の原因はいろいろあるが、特に転位の運動によるものは、しばしば顕著な振幅依存性を示す。弾性的共鳴振動のもとで、転位は振動に同期した往復運動を行うが、この一般的前提のもとづいて、内部摩擦の振幅依存性を記述する理論は、必ずしも十分に整備されていない。

従来の研究において、内部摩擦の振幅依存性は、焼鈍された希薄合金で測定される場合が多く、主として Granato-Lücke 理論^{1,2)}によって解釈されてきた。この理論では、不純物原子によって弱く固着された転位が多数存在することを前提として、応力と歪の関係のなかに離脱型ヒステリシスを想定する。このような特殊なヒステリシスに対しては、以前から疑問があって論議されたことがあるが³⁻⁶⁾、最近になって Lebedev⁷⁾は、内部摩擦と弾性率欠損の比を理論的に検討して従来の文献データを検証した結果、定常振動において

は、離脱型ヒステリシスよりむしろ摩擦型ヒステリシスが実現することを明らかにした。これは低サイクル疲労や微小塑性の実験で、しばしば観測されてきたヒステリシスに相当する³⁾。したがって、転位運動にもとづく内部摩擦の振幅依存性は、従来の理論や測定原理を根本的に見直すことが必要である。

内部摩擦の振幅依存性は、試料の定常振動状態または自由減衰過程で測定される。従来の内部摩擦の研究においては、焼鈍された希薄合金を比較的低振幅で振動させる場合が多いので、定常振動状態と自由減衰過程で、ほぼ同一の振幅依存性を示す。しかし、高純度金属や高減衰能材料を高振幅で振動させる場合には、自由減衰過程に顕著な振幅依存性が出現し、定常振動とは異なった振幅依存性を示す場合がある。この点について、ごく少数の研究者が以前に指摘したことがある^{8,9)}。したがって、高減衰能金属の特性を評価するためには、定常振動状態と自由減衰過程とを区別し、内部摩擦の測定原理についても再検討する必要がある。

本研究では、純金属の Mg, Al, Cu について測定を行ったが、いずれも同様の結果を得たので、以下では高減衰能金属の例として、商用純度のマグネシウムの結果にかぎって報告する。マグネシウムは古くから、内部摩擦の研究で取り上げられてきた金属であり、その振幅依存性についても以前から現在まで、くり返し実験結果が報告されてきている

* 名古屋工業大学大学院生、現在：豊田自動織機製作所(Graduate Student, Present address: Toyota Automatic Loom Works, LTD.)

が¹⁰⁻¹³⁾、正確な減衰特性は十分に明らかにされていない。従来の文献において、上述の自由減衰過程における測定条件は、必ずしも十分に記述されておらず、その物理的意味についても論じられていない。そこで、内部摩擦の振幅依存性について、定常振動の場合と自由減衰の場合との差異を明らかにし、測定原理にともなう問題点を考察する。さらに現象論の立場から、内部摩擦の振幅依存性をもたらし転位運動について、従来の理論とは異なる新しい観点から検討する。

2. 実験方法

2.1 自由減衰過程の連続測定

まず自由減衰過程において、内部摩擦の測定原理をまとめておく。Fig. 1 は、弾性的共鳴振動の時間経過を模式的に示すもので、縦軸は振動体上の定点の変位、横軸は振動時間を表す。弾性的共鳴振動において、一定の駆動力を保持して強制振動を行えば、時間とともに定常振動の状態に至る。図の $t=0$ 以前の定常振動の場合は、たとえば駆動力と変位との振幅比を測定することにより、内部摩擦の値を決定することができる。一方、強制振動の定常状態で駆動力を遮断すれば、 $t=0$ 以後のように自由減衰過程となる。この場合、図の点線で示す包絡線は、振幅の時間変化を示すもので、次のような指数関数で表される。

$$A(t) = A_0 \exp(-f\delta t) \quad (1)$$

ここで、 A_0 は初期振幅、 f は弾性的共鳴振動の振動数、 δ は対数減衰率である。この δ が内部摩擦を表すものであって、その値が振幅に依存しないかぎり、1 回の自由減衰過程から 1 個の値が決定される。

ところが内部摩擦が振幅に依存する場合には、自由減衰過程における δ は、 A の関数であるため、時間とともに連続的に変化するので、1 回の自由減衰過程から 1 個の対数減衰率を決めることができない。この場合の対数減衰率は、式(1)から次のように決定される。

Fig. 1 Schematic diagram of elastic resonant vibration and its free-decay process.

$$\delta_{av} = -\frac{1}{f} \frac{d}{dt} \ln A(t) \quad (2)$$

なお、弾性的共鳴振動では歪が不均一に分布して、歪振幅が位置の関数となるが、実測される対数減衰率は、振動体全体からの平均値 δ_{av} を意味する。その場合、実験変数は歪振幅の最大値 ϵ_{max} が用いられるのが通例であって、次のように減衰の瞬間ごとに算出される。

$$\epsilon_{max} = CA(t) \quad (3)$$

ここで、 C は採用した弾性振動の変形様式からきまる定数である。

振動体上の定点の変位を電気信号に変換すれば、オーディオ周波数帯の場合には交流測定の実理によって、式(1)は連続曲線として容易に実測することが可能となる。この場合、上の式(2)と式(3)は、 t を媒介変数として $\delta_{av}(\epsilon_{max})$ を表したものである。つまり、1 回の自由減衰過程において、内部摩擦の振幅依存性の全体像を表現することが可能である。この場合、自由減衰の開始直後の $t=0$ において、 ϵ_{max} と δ_{av} の値は、定常振動における測定値に相当する。

2.2 内部摩擦の振幅依存性の評価

用いた実験材料は純度 99.95% の Mg で、厚さ 1.0 mm、幅 80 mm の焼鈍材として提供された。その作製条件は、冷却固化の後、350℃で熱間圧延してから 350℃、1 h の焼鈍を施したものである。その後、この母材を切断して、内部摩擦の測定試料として 80 mm × 10 mm × 1.0 mm に成形した。

本研究では、700~800 Hz の自由端横振動の基準共振モードによって、自由減衰法から対数減衰率を定めた。この場合、 $A(t)$ は試料の中央部で測定したので、両端部の振幅の 0.6078 倍の値に相当し、 C は次のような値となる¹⁴⁾。

$$C = \frac{8.8830}{0.6078} \frac{d}{l^2} = 0.00228 \quad (4)$$

ここで、 l と d は試料の長さおよび厚さである。本研究では室温、真空中で 1 回の自由減衰過程を追跡して、式(1)で表される振幅変化を連続曲線として測定し、式(2)と式(3)をもとにしてコンピュータ処理を行い、 $A(t)$ から自動的に $\delta_{av}(\epsilon_{max})$ を決定した。つまり、1 回の自由減衰過程のみから内部摩擦の振幅依存性を得る方法で、従来の実験ではあまり試みられていないが、顕著な振幅依存性を示す高減衰能金属の場合、正確な減衰特性を知るために必要な手順である。

3. 実験結果

まずはじめに、Mg の焼鈍材に対して、定常振動における内部摩擦の振幅依存性について検討する。Fig. 2 は、各振幅ごとに定常振動に達してから駆動力を遮断し、その直後の対数減衰率を歪振幅の最大値に対してプロットしたものである。この歪振幅の範囲内では、内部摩擦の値は振幅とともに単調に増加し、これまで多くの材料で報告されてきた典型的振幅依存性を示した。しかし、内部摩擦の値は、励振振幅を増加して測定した場合より、励振振幅を減少して測定した場合の方が大きくなる履歴現象を示した。

つぎに、内部摩擦の振幅依存性において、定常振動の場合

Fig. 2 Amplitude dependence of internal friction under steady state, evaluated from the initial stage of free decay of vibrations.

Fig. 4 Amplitude dependence of internal friction measured after various times of steady-state vibrations.

Fig. 3 Amplitude dependence of internal friction measured at the initial stage and the subsequent process of free decay of vibrations.

Fig. 5 Amplitude dependence of internal friction measured after plastic deformation.

と自由減衰の場合とを比較する。Fig. 3 の○印は、各振幅ごとに自由減衰開始の直後の対数減衰率を表すもので、定常振動における内部摩擦に相当する。また、図中の実線は、定常振動に達した後、駆動力を遮断して自由減衰過程を連続的に追跡し、コンピュータ処理により連続曲線として $\delta_{av}(\epsilon_{max})$ を描いたものである。定常振動における内部摩擦は、歪振幅の増加とともに単調に増加したが、自由減衰における内部摩擦は、その振幅依存性が定常振動の場合とは著しく異なり、特に大振幅の定常振動から減衰させた場合には、単調な変化ではなくピーク形状を示した。

そこで、自由減衰過程に対してさらに詳細な検討を加えるために、強制振動の定常状態において一定の振幅のもとで励振時間を変化させて、自由減衰における内部摩擦の振幅依存性の変化を調べた。Fig. 4 は、内部摩擦の振幅依存性に及ぼす励振時間の影響を示すものである。強制振動は数秒で定常化し、図に見るように、定常振動における内部摩擦の値もほとんど変化しなかった。ところが自由減衰過程では、励振時間とともに内部摩擦の振幅依存性は、徐々に変化して 3600 s 以上励振させた後に定常化した。このような変化は、振動を休止した後に測定すると元に戻るため、不可逆的な構造変化ではなく、転位の運動状態が可逆的に変化したためである。つまり、見かけ上は数秒で弾性的共鳴振動が定常化した

後でも、自由減衰における内部摩擦の振幅依存性は定常化しておらず、定常状態に達するのに10分ほど要する。

また、弾性的共鳴振動の自由減衰過程において、このように特徴的な振幅依存性をもたらす転位運動を調べるために、引張りにより塑性変形を与えて、試料内部の転位密度を変えて内部摩擦の変化を観測した。Fig. 5は、塑性変形を与えた場合、一定の励振振幅からの自由減衰過程において、内部摩擦の振幅依存性の変化を示すものである。塑性変形の効果はかなり複雑で、わずかな塑性変形で内部摩擦の値がいったん増加し、さらに塑性変形が進むにつれて大幅に減少した。内部摩擦が大幅に減少すると、その振幅依存性も著しく抑制され、自由減衰における内部摩擦の振幅依存性は、定常振動の場合とほとんど一致した。すなわち、自由減衰に特有の振幅依存性は、振幅が大きくなって内部摩擦が高くなった場合にのみ発現する。

4. 考 察

4.1 実測データの物理的意味

以上に示した結果は、弾性的共鳴振動に同期して、転位が往復運動を行うことに起因するものである。Fig. 2に示したように、歪振幅の増減にともなう履歴現象は、Read¹⁵⁾による初期の研究で、Zn単結晶において観測されている。また、Fig. 3に示したように、定常振動と自由減衰で内部摩擦の振幅依存性が異なることは、Al単結晶⁸⁾やSn単結晶⁹⁾において報告されている。さらに、Fig. 4の励振時間依存性やFig. 5の塑性変形の効果も、ときには測定が試みられたが、内部摩擦の振幅依存性を正確に評価する上で、必ずしも十分な情報が報告されていない。そこで、Fig. 2からFig. 5までの結果について、統一的な解釈を得るため、特殊な仮定を用いることなく、現象論の立場から実測データの物理的意味を考えてみる。

内部摩擦を表す対数減衰率は、測定操作によらない物理的意味として、次のような基本表現で定義される。

$$\delta = \frac{\Delta W}{2W} \quad (5)$$

ここで、 W は振動エネルギーであり、 ΔW は1周期あたり熱に転化する力学エネルギーである。一般に、弾性的共鳴振動では歪が不均一に分布するので、歪振幅 ϵ_0 は次のように、試料内の位置の関数となる。

$$\epsilon_0(x, y, z) = \epsilon_{\max} \varphi(x, y, z) \quad (6)$$

ここで、 φ は最大値が1となるように規格化された歪分布関数で振動様式がきまれば既知関数である。このとき、実際の測定値 δ_{av} は、歪振幅の最大値 $\epsilon_{\max}$ を実験変数として、式(5)の基本表現から次のように表される^{16,17)}。

$$\delta_{av}(\epsilon_{\max}) = \frac{\iiint \epsilon_0^2 \delta(\epsilon_0) dx dy dz}{\iiint \epsilon_0^2 dx dy dz} \quad (7)$$

ここで、積分は試料の全体積にわたって行われるものとする。また、 $\delta(\epsilon_0)$ は試料内の各位置における局所の内部摩擦であり、均一な歪分布のもとで測定されるべき真の内部摩擦であ

る。真の内部摩擦と実際の測定値との相互関係は、式(7)にもとづいて具体的換算式が明らかにされており¹⁸⁾、一般的には $\delta(\epsilon_0)$ の方が $\delta_{av}(\epsilon_{\max})$ より急激な変化となる¹⁶⁾。

また、一般的に試料内部の歪は、弾性歪と塑性歪の和として、次のように表される。

$$\epsilon(\sigma) = \frac{\sigma}{M} + \epsilon_p(\sigma) \quad (8)$$

ここで、 M は変形様式から決まる弾性率である。この場合、真の内部摩擦は、式(5)の基本表現から、次のように書くことができる。

$$\delta(\sigma_0) = \frac{M}{\sigma_0^2} \oint \epsilon(\sigma) d\sigma \quad (9)$$

ただし、 σ_0 は応力振幅であって、これは $M\epsilon_0$ に等しい。なお、式(9)のなかの積分は、振動の1周期にわたって行われ、応力歪曲線におけるヒステリシス・ループの面積を表す。定常振動における摩擦型ヒステリシスの場合、面積を計算することにより、式(9)は次のような表現になる^{3,17)}。

$$\delta(\sigma_0) = \frac{M}{\sigma_0^2} \left[2\sigma_0 \epsilon_p(2\sigma_0) - 2 \int_0^{2\sigma_0} \epsilon_p(\sigma) d\sigma \right] \quad (10)$$

転位論によれば、塑性歪 ϵ_p は方位因子 S を用いて、次のように表現される。

$$\epsilon_p(\sigma) = SNb[x(\sigma)]_{av} \quad (11)$$

ここで、 N は運動転位の密度で一般的には定常振動の応力振幅の関数であり、 b は運動転位のバーガースベクトル、 $[x(\sigma)]_{av}$ は転位の移動距離の平均値である。さらに、Bakerの取り扱い¹⁹⁾をいくらか修正して、転位の運動の易動度によって表現することにする。定常的振動変形において、転位は1周期の間に1往復するので、式(11)は次のように転位運動の平均速度によって表される²⁰⁾。

$$\epsilon_p(2\sigma) = SNb[v(\sigma)]_{av}/2f \quad (12)$$

ここで、 f は弾性的共鳴振動の振動数であり、 $[v(\sigma)]_{av}$ は応力の関数として表された易動度を意味する。したがって、内部摩擦の振幅依存性の実測値 $\delta_{av}(\epsilon_{\max})$ は、式(7)、(10)を通して、微小な塑性歪成分を反映したものであり、これは式(12)を通して、運動転位の密度と易動度という二つの因子によって支配される。

4.2 自由減衰過程における内部摩擦

振動に同期した転位の往復運動という一般的前提で、上述の現象論にもとづき、本研究で得られた実験結果に対して、新しい観点から統一的な解釈を試みる。本研究では、弾性的共鳴振動の自由減衰過程において、振幅の時間変化を連続的に追跡することにより、内部摩擦の振幅依存性を簡単な演算から自動的に得た。この場合、自由減衰の開始直後の対数減衰率は、定常振動における内部摩擦に相当するので、まずFig. 2の結果を取り上げる。定常振動における内部摩擦が歪振幅の増加とともに単調増加したのは、転位の運動状態がほぼ定常化しているの、歪振幅の増加によって、全転位のなかの運動転位の割合が増加したことに対応している。また、歪振幅を減少させた場合には、それ以前に大きな歪振幅で定常的に振動した際に、運動転位の割合が増加したままあまり減少しないので、内部摩擦が大きくなったままで測定された

ものと考えられる。つまり、定常振動における内部摩擦は、式(12)において、 $[v(\sigma)]_{av}$ よりむしろ N によって支配されるものと考えられる。この N は当然、 σ_0 の関数であって、上のような解釈は、従来の Granato-Lücke 理論^{1,2)} にもとづく解釈とも共通している。

次に Fig. 3 の結果から、内部摩擦の振幅依存性において、定常振動の場合と自由減衰の場合を比較する。上に述べたように、運動転位の密度は強制振動の定常状態でほぼ定まるので、駆動力を遮断した後の自由減衰過程では、式(12)における N はあまり変化せず、おもに $[v(\sigma)]_{av}$ の変化が内部摩擦の振幅依存性を決定する。つまり、内部摩擦の振幅依存性を支配する要因は、定常振動の場合はおもに N であり、自由減衰の場合はおもに $[v(\sigma)]_{av}$ であって、そのために、転位運動が活発な焼鈍マグネシウムでは、両者の実験結果に大きな差異が生じたものと考えられる。なお、大振幅からの自由減衰において、内部摩擦の振幅依存性がピーク形状を示す原因として、特殊なメカニズムが論じられる場合がある^{21,22)}。しかし、現象論の立場からみれば、これは $\varepsilon_p(\sigma)$ の関数形によって式(10)から発現したものであって、特殊なメカニズムを考える必要はない。ピーク形状の振幅依存性は、式(10)における右辺括弧の因子が小振幅では σ_0^2 より急速に、大振幅では σ_0^2 より緩慢に増加したことを意味するにすぎない。

そこで、自由減衰過程に対して、転位の運動状態を表す $[v(\sigma)]_{av}$ の効果を検討するために、内部摩擦の振幅依存性に及ぼす励振時間の影響を取り上げる。Fig. 4 に示したように、強制振動は数秒で定常化し、定常振動における内部摩擦の値もほとんど変化しなかったのは、試料の弾性的共鳴振動が定常化して、ほぼ一定の歪振幅、応力振幅のもとで、一定の運動転位密度による内部摩擦が実現したことを意味する。ところが自由減衰過程では、励振時間とともに内部摩擦の振幅依存性は徐々に変化して、弾性的共鳴振動が定常化した後でも、転位の運動状態を表す $[v(\sigma)]_{av}$ が徐々に増加していくことを示している。つまり、定常振動が継続することにより、自由減衰過程では、小振幅になっても転位運動が継続しやすくなることを意味している。

さらに、塑性変形を与えて転位密度を増加させた場合について、Fig. 5 の結果にもとづき、自由減衰過程における振幅依存性の特徴と転位運動の関係を調べてみる。まず、わずかな塑性変形を加えると内部摩擦の値がいったん増加したのは、 $[v(\sigma)]_{av}$ はほとんど変化しないまま、 N が増加したので内部摩擦が増加したことを意味している。しかし、塑性変形が進むにつれて、内部摩擦の値が大幅に減少したのは、全転位密度がますます増加して、転位同士が絡み合い、 N が増加しても $[v(\sigma)]_{av}$ がさらに急激に減少し、内部摩擦の値が大幅に減少して振幅依存性を抑制するためである。その結果、ある程度以上に塑性変形が与えられた場合は、弾性的共鳴振動の定常状態において、式(12)の N は歪振幅によらず一定となり、そのため、定常振動と自由減衰における内部摩擦の振幅依存性は一致する。塑性変形の効果については過去にも報告されたことはあるが^{23,24)}、自由減衰過程について測定条件の記述がほとんどなく、転位の運動様式についても十分に

検討されていない。

5. 結 言

本研究では、高減衰能金属の例としてマグネシウムを用い、内部摩擦の振幅依存性を自由減衰法により測定した。特に、定常振動の場合と自由減衰の場合との関係について、その振幅依存性における共通点と相違点を明らかにした。さらに現象論の立場から、本研究で得られた実験結果に対して、新しい観点から統一的解釈を試みた。得られた結果は、次のようにまとめられる。

(1) 定常振動における内部摩擦は、歪振幅の増加とともに単調増加した。また、歪振幅を増加して測定した場合より、減少して測定した場合の方が大きくなる履歴現象を示した。これはおもに、運動転位の密度を表す N の変化として理解される。

(2) 自由減衰における内部摩擦は、焼鈍材において、その振幅依存性が定常振動の場合とは著しく異なり、また、励振時間とともに大きく変化した。これはおもに、転位の運動状態を表す $[v(\sigma)]_{av}$ の変化として理解される。

(3) 塑性変形により転位密度を増加させると、わずかな塑性変形では内部摩擦は増加したが、1%以上の変形では、変形の進行とともに内部摩擦は大幅に減少し、その振幅依存性も抑制されて、定常振動と自由減衰との差異がなくなった。

本研究において、いろいろな作製条件のマグネシウムおよびその合金は、大阪富士工業株式会社の清水 亨氏から提供されたものである。弾性的共鳴振動の自由減衰過程において、振幅の連続的な変化から内部摩擦の振幅依存性を自動的に算出するプログラムは、名古屋工業大学の井手直樹氏が整備したものであり、原稿準備に際しては、同大学の玉岡悟司氏から多大な協力を得た。また、本研究の一部は、日本学術振興会の未来開拓学術研究事業における高減衰能材料開発プロジェクトから資金援助を受けたものである。ここに以上を記して、感謝の意を表する次第である。

文 献

- 1) A. Granato and K. Lücke: J. Appl. Phys. **27** (1956) 583-593.
- 2) A. Granato and K. Lücke: J. Appl. Phys. **27** (1956) 789-805.
- 3) S. Asano: J. Phys. Soc. Jpn. **29** (1970) 952-963.
- 4) V. A. Chelnokov, V. A. Stepanov and N. L. Kuz'min: Sov. Phys. Solid State **12** (1970) 649-654.
- 5) K. Ishii: Philos. Mag. **33** (1976) 909-929.
- 6) S. N. Golyandin and S. B. Kustov: Sov. Phys. Solid State **30** (1988) 1248-1253.
- 7) A. B. Lebedev: Philos. Mag. **A74** (1996) 137-150.
- 8) V. A. Stepanov and V. A. Chelnokov: Sov. Phys. Solid State **10** (1968) 173-177.
- 9) K. Ishii: J. Phys. Soc. Jpn. **28** (1970) 168-176.
- 10) K. Sugimoto, K. Matsui, T. Okamoto and K. Kishitake: Trans. JIM **16** (1975) 647-655.
- 11) K. Nishiyama, Y. Yoshiura and N. Ichiyama: *Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids*, Proc. 6th Int. Conf., ed. by R. R. Hasiguti and N. Mikoshiba, (University of Tokyo Press, 1977) pp. 793-797.
- 12) Z. Trojanová, P. Lukáč, H. Ferkel, B. L. Mordike and W. Riehemann: Mater. Sci. Eng. **A234-236** (1997) 798-801.
- 13) W. Riehemann and F. Abed El-Al: J. Alloys Compd. **310** (2000)

- 127-130.
- 14) S. Asano: Jpn. J. Appl. Phys. **8**(1969) 539-544.
- 15) T. A. Read: Phys. Rev. **58**(1940) 371-380.
- 16) S. Asano: Jpn. J. Appl. Phys. **8**(1969) 9-13.
- 17) S. Asano: Bulletin Japan Inst. Met. **20**(1981) 21-28.
- 18) S. Asano: Philos. Mag. **30**(1974) 1155-1159.
- 19) G. S. Baker: J. Appl. Phys. **33**(1962) 1730-1732.
- 20) Y. Nishino and S. Asano: Phys. Stat. Sol. (a) **151**(1995) 83-91.
- 21) T. S. Kê: *Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids*, Proc. 3rd European Conf., ed. by C. C. Smith, (Pergamon Press, 1980) pp. 157-165.
- 22) Q. Tan and T. S. Kê: *Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids*, Proc. 9th Int. Conf., ed. by T. S. Kê, (International Academic Publishers, 1989) pp. 41-44.
- 23) J. Weertman and J. S. Koehler: J. Appl. Phys. **24**(1953) 624-631.
- 24) H. L. Caswell: J. Appl. Phys. **29**(1958) 1210-1214.