

塑性変形の不均質性と Acoustic Emission

Inhomogeneity in Plastic Deformation and Acoustic Emission

今 中 拓 一*

Takuichi Imanaka

佐 野 謙 一**

Ken-ichi Sano

藤 元 克 巳***

Katsumi Fujimoto

Synopsis:

The significance of the quantity measured in acoustic emission study has been examined in detail. A high strain sensitivity and a high time resolution such as $10^{-7} \sim 10^{-12}$ and $10^{-6} \sim 10^{-7}$ sec respectively, have been evaluated to be the conspicuous characteristics of acoustic emission technique. On account of these unequaled features, using acoustic emission technique as a means for "in situ observation", it has been shown possible to elucidate elementary processes involved in deformation of metals, such as discontinuity in stress-strain curve, formation of slip bands, Bauschinger effect and Neumann burst phenomena. Here emphasis has been placed on the inhomogeneity of plastic deformation. It has been pointed out that acoustic emission characteristics should be considered in correlation with the inhomogeneity of plastic deformation. Models and theoretical treatment in acoustic emission are also reviewed.

1. はじめに

acoustic emission (以下AE)法が、変形や破壊の微視的機構を解明するうえで有力な研究手段であると考えられるゆえんは、AE法における他に類を見ない対歪高感度性とすぐれた時間的分解能にあり、またそのことが "in situ observation" (その場観察) の手段としての際立った特徴を与えている。

本報はAEの測定量のもつ意味の検討と、それをもとにして塑性変形の機構、特に塑性変形過程における空間的、時間的な不連続性に焦点を合わせ、それらとAEとの対応について考察すること

を主な目的としたものである。

2. AEの検出感度とその測定量のもつ意味

AE法を変形や破壊の動的過程の測定手段として用いるためには、その測定量のもつ意味や能力の限界についての正確な認識が必要である。最初に塑性変形の研究手段としてのAE法における特徴および問題点について少し詳しく考察する。

2.1 AEの検出感度の限界

AEは一般にはきわめて微弱な音響波であるから、圧電素子などによって電気的な信号に変換したのち増幅して種々の解析を行う。AEの測定に

* 技術研究所物理研究室主任研究員・工博

*** 技術研究所次長・工博

** 技術研究所厚板研究室主任研究員・工博

は検出感度と使用上の簡便さの点から、圧電素子を試料に密着させて共振モードで音響波を検出する方法が現在最も広く採用されている。圧電素子の場合、応力 σ (N/m²) によって発生する電界の強さ T (V/m) は、電圧出力係数 g_{33} (Vm/N) の定義から次式で表わされる¹⁾。

$$T = g_{33} \cdot \sigma \quad \dots\dots\dots (1)$$

圧電素子の弾性常数を E_x (N/m²)、厚みおよび表面の変位をそれぞれ t (m), ξ (m) とすると

$$T = g_{33} \cdot E_x \cdot \frac{\xi}{t} \quad \dots\dots\dots (2)$$

したがって圧電素子の両端に発生する電圧 v (V) は

$$v = T \cdot t = g_{33} \cdot E_x \cdot \xi \quad \dots\dots\dots (3)$$

で与えられ、AE の計測でよく用いられる PZT (チタン酸ジルコン酸鉛) 圧電素子の代表値 ($g_{33} = 24.4 \times 10^{-3}$, $E_x = 58.5 \times 10^9$, $t = 4 \times 10^{-3}$ 程度: 共振周波数が 150kHz の場合) を (2), (3) 式に代入すると

$$v = 97.6 \times 10^{-6} \sigma \quad \dots\dots\dots (4)$$

となる。1 N/m² = 10^{-5} bar であるから PZT 素子の感度は 1 μ bar あたり 10 μ V 程度となる。1 μ bar あたり 1V の感度を 0dB とするとこれは -100 dB に相当する。一方、検出可能な信号の限界は増幅器の入力端における雑音電圧によって決まるので、よく設計された増幅器ではこの電圧は熱雑音と同程度と考えられ、したがって理論的に検出限界値は決まってしまうことになる。熱雑音電圧 v (V) は、Nyquist の定理から入力回路の等価雑音抵抗 R (Ω) と測定周波数帯域幅 Δf (Hz) が与えられると、(5) 式によって決まる。

$$v^2 = 4kTR\Delta f \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで v^2 は熱雑音電圧の 2 乗平均値、 k は Boltzmann 定数、 T は絶対温度 (°K) である。一般には R として等価回路のインピーダンスを用いる。市販の増幅器の代表的な値として $R = 10\text{k}\Omega$, $\Delta f = 100\text{kHz}$, $T = 295^\circ\text{K}$ を代入すると v は 4 μ V (rmsV) となる。この値は市販増幅器の入力換算雑音と同程度であるが、実際には等価インピーダンスは変換器を接続した状態では 10k Ω より低い値となっ

ている (たとえば 1k Ω 程度) ので、4 μ V は理論雑音の上限を示していると考えられる。このことは、現在使用されている増幅器よりけた違いに低い雑音の増幅器が開発される見込みが、通常の方法による限り少ないことを意味している。したがって、市販の増幅器の検出限界は一応 10 μ V 程度と考えてよいので、この値を (3) 式に代入すると AE の検出限界 $\xi_{\min}$ (m) として

$$\xi_{\min} = 0.7 \times 10^{-14} \quad \dots\dots\dots (6)$$

が得られる。これは厚み 1cm の試料では 0.7×10^{-12} の歪に相当する。また圧力 (応力) の検出限界 $\sigma_{\min}$ は (2), (3) 式から

$$\sigma_{\min} = 0.1 \text{ (N/m}^2\text{)} = 10^{-6} \text{ (bar)} \quad \dots\dots\dots (7)$$

程度となる。

2.2 実際の歪検出感度の評価

実際に AE として観察される波形は、突発型の場合も連続型の場合にも広い周波数範囲にわたる複雑なスペクトラムをもっており、入射音波に対する変換器の動的な応答の解析は困難である。したがって、2.1 での静的特性をもとに検討した検出感度をそのまま実際の検出感度と考えるわけにはいかない。現在のところ実際の AE に対する受波感度の絶対較正法が確立されていないので、定量的にきちんとした議論はできないが、塑性変形中の AE の測定結果から一つの AE パルスに対応する歪量を検討した例があるので、これによって実際の歪検出感度について評価をすることにする。

Fisher ら²⁾ は変形中に検出した AE が全塑性変形に対応する。つまり全塑性変形が AE として観察されたと仮定して、パルスの総数 N と歪 ϵ から一つのパルスあたりの歪 $\Delta\epsilon$ を評価している。すなわち

$$\Delta\epsilon = \frac{\epsilon}{N} \quad \dots\dots\dots (8)$$

Mg 単結晶を 11% 塑性変形することによって 139 000 個のパルスが検出されたことから、 $\Delta\epsilon \cong 8 \times 10^{-7}$ を得、また Cu 単結晶では 7.5% の塑性変形で 152 000 個のパルスが検出され、 $\Delta\epsilon \cong 5 \times 10^{-7}$ を得ている。これらの値は個々のすべりサイトの活動による歪量としては大きすぎ、この点

について Fisher らは、多数のすべりサイトがなだらかに活動して巨視的なすべり帯を形成する機構を提案している。この実験では 3~20kHz の低周波領域で測定が行われていて、突発型の AE のみが検出されている。一方、その後の多くの実験結果によると、Cu 単結晶では主に連続型の AE が観察されている³⁾。連続型の AE は、分離不可能な振幅の小さい多数の突発型のパルスに対応すると考えられることから、現在多く使用されている測定系では、Fisher らの場合よりもかなり小さな振幅の AE も検出されていると思われる。したがってこの点も考慮して実際の歪検出限界は

$$10^{-7} > \Delta \varepsilon > 10^{-12}$$

の範囲であると考えてよいであろう。

2.3 微小変形の観測手段としての AE

応力と歪の関係を調べる際、測定に用いるスケールによって実験方法も、また得られる転位の動特性についての情報の種類も異なってくるので、測定感度によって研究の立場を分類することができる。Fig. 1 は Brown⁴⁾ によるこのような分類の例である。前述した AE 法の検出感度はこの分

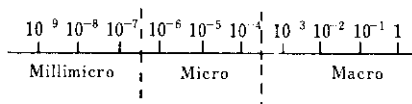


Fig.1 Scale of strain sensitivity in stress-strain experiments proposed by Brown

類によるミリマイクロ、またはさらに微小なスケールの領域におよぶ。

変形を与えた結晶にみられるすべり線の観察結果^{5,6)}によると面心立方金属の場合、容易すべり領域におけるすべりステップの高さは約12個の転位が抜け出した程度に対応し、すべり線の長さは 600~1000 μ 程度である。また転位の平均自由行程 $\bar{x}$ は 100 μ 程度である。1本のすべり帯の中での運動転位の平均長さを n cm, その平均の運動距離を l cm とすると、その転位線によるせん断歪 $\Delta \gamma$ は

$$\Delta \gamma = \frac{(n l b / A)}{h} = \frac{n l b}{V} \quad \dots\dots\dots (9)$$

で与えられる。ここで A はすべり面に平行な結晶の断面積、 b は Burgers ベクトルの大きさ、 h はすべり面に垂直方向にとった結晶の長さ、 V は体積である。 $V=1\text{cm}^3$ として前述の観測結果の数値を用いて $\Delta \gamma$ を計算すると、 4×10^{-10} となり、この値は先ほど考察した検出限界と同程度である。

また直線硬化領域で形成されるすべり線は、一様には分布しないで密度の高い領域と低い領域からなり、すべりステップの各階段の平均高さは容易すべり領域でのそれより高く、だいたい20個の転位が抜け出したことに対応する。その値は応力を増すと増大する傾向にある。一方、個々のすべり線の長さ L は 20~40 μ の程度で、変形の進んだ状態でつくられるもののほうが短い。先述の(9)式に $n=40\mu$, 転位線の数20個, $l=10\mu$ を代入して $\Delta \gamma$ を計算すると、 $\Delta \gamma \cong 2 \times 10^{-12}$ となって測定限界ぎりぎりの値になる。この計算からすると、加工硬化の進行とともに観測される AE は小さくなることになる*。

ミリマイクロ領域における変形の観測手段として AE 法のもう一つの際立った特徴は、時間的分解能が高い ($10^{-5} \sim 10^{-7}\text{sec}$ 程度) ことである。すべりサイト一つの活動を検出するために必要な時間的分解能 $j(\text{sec})$ として平均自由行程 $\bar{x}$ ($\sim 100\mu$) を運動転位が通過するのに要する時間を採ると、Cu 単結晶の降伏点近傍での転位の運動速度 v は 10^3cm/sec 程度⁴⁶⁾ であるから

$$j \leq \frac{\bar{x}}{v} \sim 10^{-5}\text{sec} \quad \dots\dots\dots (10)$$

となり AE 法は十分な分解能を有している。つまり AE 法はその検出感度および時間的分解能のいずれからみても転位運動の素過程の変化を十分追跡することができる。この特徴が変形や破壊の微視的過程を調べる手段としての AE 法に本質的な重要性を与えていると言える。

• Cu 単結晶の場合、一度つくられたすべり線はその後応力を増しても成長しないで、他の新しいすべり線の発生によって変形が進行する。このことは容易すべり領域の初期では AE の発生状態、強度はあまり変化せず一定であることを示唆しており、後述する Jax らの結果³⁶⁾ ともよく対応している。

2-4 AE 法による降伏応力の定義の試み

AE 法の特徴の一つは、微視的な過程の始まりや変化を鋭敏に精度よく検出する有力な補助測定手段となりうることである。つまり AE 発生特性の変化が重要なインデックスとなる。この場合必ずしも AE の定量的な解析を必要としない。このような AE 法のいわば定性的な分析能力を利用した応用例として、AE の発生開始応力によって降伏応力を定義した試みを以下に示す。

筆者らは焼戻しマルテンサイト鋼の焼戻し過程を AE 法によって調べた⁷⁾。Fig. 2 は、250°C で焼戻した 0.3%C-1.5%Si 鋼の応力-歪曲線と連続型 AE の rms 実効電圧を同時記録した例である。マルテンサイト鋼の応力-歪曲線は一般になめらかな放物線状で鋭い降伏点を示さないため降伏応力が明瞭でない^{*}。

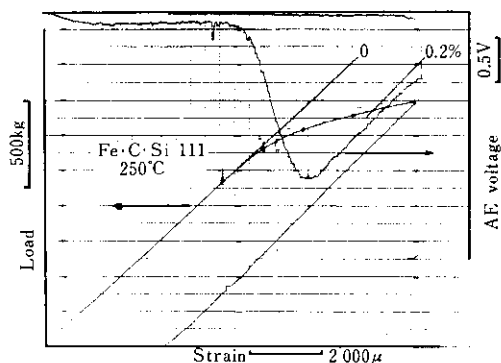


Fig.2 Rms voltage of acoustic emission and load plotted against strain for 0.3%C-1.5%Si steel tempered at 250°C

オシロスコープ上の観察によると、はじめに散発的で振幅の小さい突発型の AE が現われ、その出現頻度が急激に増加して連続型の AE となる。それとともに振幅も増加し、塑性歪が 0.05% 程度で rms 電圧はピークを示した後、急激に減少する。この結果は内部応力の不均一分布のために、はじめにすべりの起こりやすい場所で局所的なすべりが生じ、ついで応力の増加とともに試料全体にわたって巨視的なすべりが生ずる過程を反映しているものと考えられる。AE 法によって検出された

巨視的なすべりの開始応力（急激に連続型 AE の増加しはじめる応力）を AE 降伏応力と定義し、 σ_{YAE} によって表わした。この解釈の妥当性は、以下に示すように AE 降伏応力近傍の応力を試料に付加した際に生じた転位による内部摩擦の変化から裏付けられる。

Fig. 3 の丸印で示すような応力を試料に負荷後、除荷し室温歪時効による内部摩擦の変化を測定した。除荷後 10min 経過したときの内部摩擦の値と歪時効によって内部摩擦の回復がほぼ完了し、一定値に達したときの値（実際には歪時効時間が 1000min のときの値を用いた）との差、すなわち Köster 効果の変化分を Fig. 3 の δ として表わした。AE 降伏応力以上の応力を付加した場合に、はじめて Köster 効果が認められるようになる。なお、内部摩擦の測定は横振動法を用い、測定周波数は約 400Hz、負荷温度、時効温度は室温である。Köster 効果は変形によって新たに導入された運動転位の固溶炭素による固着が原因と考えられるので、AE 降伏応力が運動転位の増殖開始応力と対応していること、つまり連続型 AE の発生機構としては固着点からの離脱、あるいは増殖による運動転位の導入が主な原因であることが明らかである。このように AE 発生開始応力によって、物理的にきちんとした降伏応力を定義することができる。

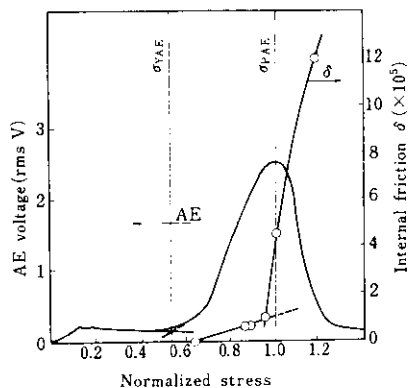


Fig.3 Changes in internal friction and acoustic emission activity at various stages of deformation plotted against the applied stress normalized to acoustic emission peak stress σ_{PAE}

* このような応力-歪曲線を示す材料では、工業的には塑性歪が 0.2% に達したときの変形応力によって降伏応力を定義することが多い。

3. AE と塑性変形

3・1 塑性変形の不連続性と AE

(1) 応力 - 歪曲線の不連続性

応力 - 歪関係を測定するために広く用いられているインストロン型試験機では、抵抗線歪ゲージを用いたロードセルによって検出した荷重を、時間または歪の関数として自動平衡式の記録計によって記録する。このような応答速度の遅い記録システムによって記録された応力 - 歪曲線は、多くの物質について連続的でなめらかな変化を示す。しかしながら、より高速で時間や荷重の分解能の高い記録システムによって測定した場合には事情が異なってくる。Fisher⁸⁾は応答速度の速い圧電型のロードセルを用いることによって、一見なめらかに見える応力 - 歪曲線が鋸歯状の微視的不連続性をもつことを示した。Fig. 4 は Mg 単結晶の応力 - 歪曲線の微視的不連続性の一例である。拡大された微小な応力低下は変形応力の 10^{-6} 倍程度で、荷重が低下する速度は非常に大きい。Fisher がこの測定を行ったのは、多くの単結晶および多結晶金属の塑性変形中の AE 発生特性を調べた結果、AE が微小な歪バースト現象によるという知見を得、それを実証するためである。実際に、Fisher らは 2 ビームのオシロスコープを用いて微小でかつ高速な応力低下に対応して AE パルスが発生することを確認している。Photo. 1 に

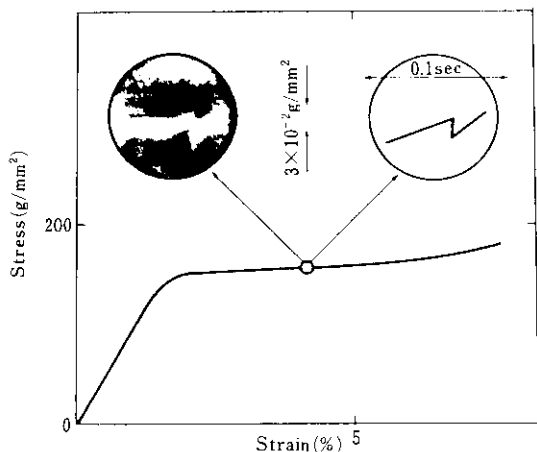


Fig. 4 Microscopic yield drop observed in the stress-strain curve of Mg single crystal

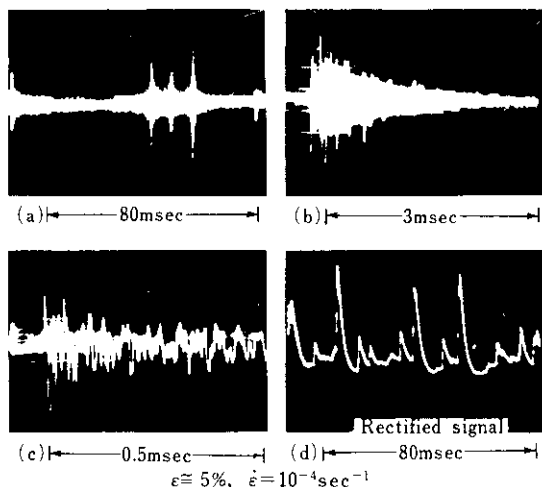


Photo. 1 Oscilloscope traces of acoustic pulses from Mg single crystal

微小応力低下と同時に観察されたパルスの波形を示す。

(2) すべり帯の不連続的生成と AE

すべり帯生成の不連続性については、古くは Joffe⁹⁾によってすべりに伴って可聴音が発生する場合のあることが報告されている。また Becker¹⁰⁾、Chen¹¹⁾ および Pond¹²⁾ はすべり帯の生成過程をシネフィルムに記録する方法によって調べている。Fig. 5 は、Pond が Al 単結晶の引張変形中のすべり帯高さの変化を記録した一例で、干渉顕微鏡によって $100\text{\AA}$ の分解能で 12 コマ/sec の撮影を行ったものである。Fig. 5 において個々の折れ線は一つのすべり帯に対応し、すべり方向に分解したすべり帯高さと時間の関係を示す。このように大部分の時間、すべり帯は休止しており、突発的で短い成長期がある。

北島¹³⁾によると $\langle 123 \rangle$ 軸方位の Cu 単結晶を引張変形した場合、容易すべり領域での応力 - 歪曲線はミクロ的な繰返し降伏を示す。この現象は表面転位の存在状態に強く依存する。また、この現象は転位の長い双極子列の集団運動によるものである。双極子の安定性およびすべりとの関係は Li¹⁴⁾によって論じられている。それによると平行なすべり面上にある 1 対の転位は、外部応力と釣合って安定な双極子を構成して互いに通過することができないが、双極子に推積する転位数が Fig. 6 のように増加して臨界応力に達すると、この双極子は崩壊して集団的で長距離の転位運動が

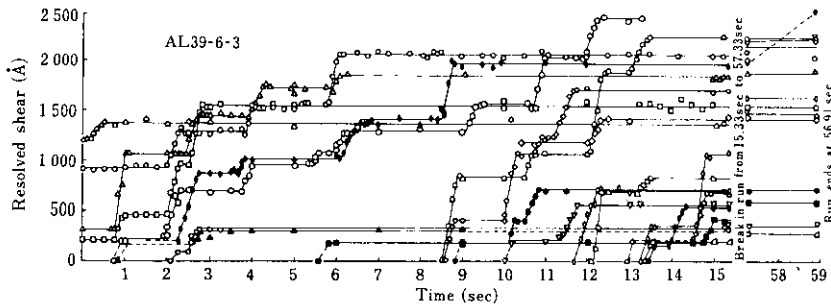


Fig. 5 Resolved shear for each slip band as a function of time for Al single crystal, showing the irregularity in the propagation of slip bands

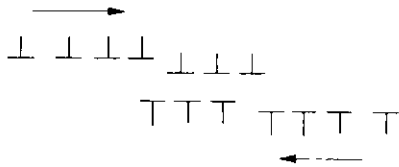


Fig. 6 Dislocation groups piled-up against dislocation dipole

起こる。この集団運動が繰り返し降伏応力低下となつて現われる。Liはこの機構によって生じる歪バーストがAEの発生源であると考えている。

実際の塑性変形中におけるすべり帯の形成は、このように時間的にも空間的にも不均質であり、すべり帯中でのせん断歪は結晶全体の平均歪に比べてけた違いに大きい。またその中の転位は長時間にわたって（変形の最初から終りまで）常に活動을続けるのではなく、ある時間（または歪）ののちに一時活動を中止したり、完全に活動を停止したりする。Fig. 7はHirschら¹⁵⁾によるAl中の転位の電子顕微鏡像の解析結果である¹²⁾。障害物によって固着された転位は大部分の期間休止し

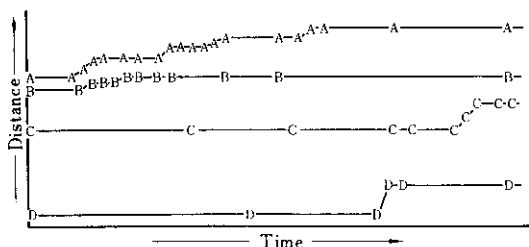


Fig. 7 Displacement-time plot illustrating "jerky" motion of dislocations developed from the cinefilm of Hirsch et al. presented by Pond

ているが、外部応力の増加や熱活性化過程の助けを借りてジャンプする。転位のジャンプによって増加する歪 $\Delta \epsilon_p$ は、 n をジャンプする転位の数、 b を Burgers ベクトルの大きさ、 x をジャンプ距離とすると

$$\Delta \epsilon_p = nbx \quad \dots\dots\dots (11)$$

となり、このような転位のジャンプは微視的な歪バーストにほかならない。このように巨視的にみて、連続的な塑性変形の過程が実際には非常に多数の歪バーストから成り、北島やFisherらの実験結果も考慮すると、AEパルスは個々の歪バーストに対応することが明らかになったと思う。

(3) 除荷時の応力-歪関係の不連続性とAE

Fig. 8は、Brownら¹⁶⁾がZn単結晶を用いて行った微小変形の実験中に観察した除荷時の変形の不連続性の例である。微小変形の実験では、このような階段状変化がしばしば認められる。一方、Sankarら¹⁷⁾が積層欠陥エネルギーの異なる種々の材料について調べた結果によると、除荷時のAEは除荷に伴う不連続すべりに対応するものと

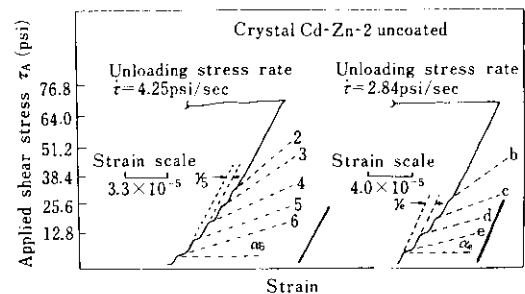


Fig. 8 Jerky unloading behaviour of Cd-doped Zn single crystal tested at 296°K

考えられる。Fig. 9 は除荷時の AE の累積総数と変形量の関係を示す。同一材料では変形量が多いほど除荷時の AE も多く、同一変形量ではバウシinger歪の大きい材料ほど AE の累積総数が大きくなる。Table 1 に AE の累積総数とバウシinger歪および積層欠陥エネルギーの大きさを示す。バウシinger歪の大きさは、障害物に推積した転位の背力に依存すると考えられる。すなわち背力によって転位が荷重方向と逆の方向にすべり、非弾性的な歪を生じる。積層欠陥エネルギーの大きい Al やその合金で除荷時の AE が少ないのは、これらの金属では積層欠陥幅が小さいために転位が交さすべりによって容易に障害物を回避してしまうため、同一すべり面における推積が起こりにくいことによると考えられる。障害物としては析出相や粒界などのほかに転位双極子などがある。先述したように転位双極子や多極子は AE 発生

素過程として重要である。

(4) Neumann バースト現象と AE

Neumann¹⁸⁾ は、Cu 単結晶に一定速度で応力振幅を増加させながら引張 - 圧縮の繰返し荷重を加えていった場合に、Fig. 10 に示したように周期的に大きな歪振幅が現われることを見出した。その後、Cu のほかに Al, Au, Pb などの面心立方晶や Zn, Cd, Mg などの稠密六方晶の単結晶についても類似の現象を見出している¹⁹⁾。現在のところ多結晶体や鉄などの体心立方晶金属においては、Neumann バースト現象は観察されていない。この現象は金属の疲れ破壊の機構を明らかにするうえで重要な意味をもつと考えられている²⁰⁾。

Neumann は、Fig. 8 に示したように、繰返し応力のもとで推積した転位双極子または多極子がエネルギー的に不安定となり、矢印の方向にな

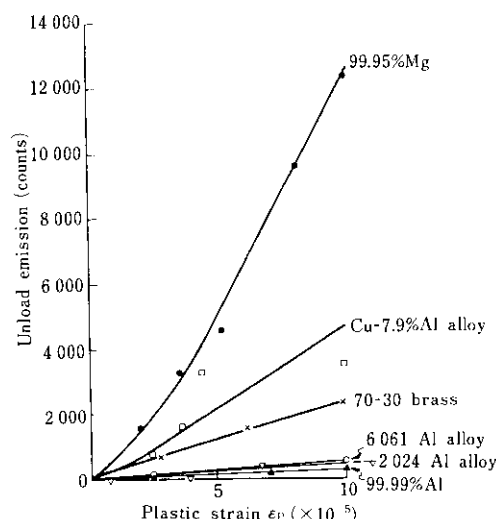


Fig.9 The dependence of the total counts of unload emission on plastic strain

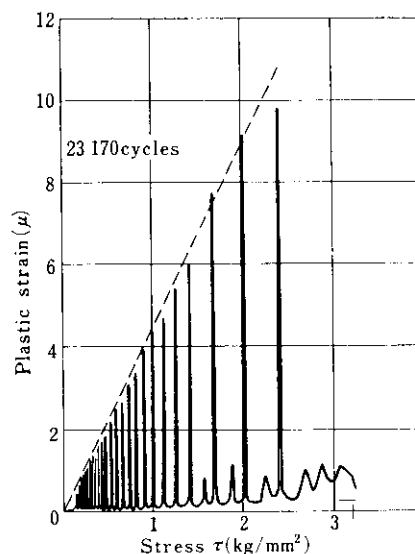


Fig.10 Strain bursts observed during the stress build-up for Cu single crystal

Table 1 Stacking fault energy, Bauschinger effect, and unload emission in several annealed materials

Material	Crystal structure	Stacking fault energy (ergs/cm ²)	Bauschinger strain (10 ⁻⁶)	Unload emission (counts)
99.99% Al	fcc	200	100	340
6061 Al alloy	fcc	117	480	610
2024 Al alloy	fcc	—	510	580
70-30 brass	fcc	10~12	1150	2300
Cu-7.9% Al alloy	fcc	4	1210	3600
99.95% Mg	hcp	—	3000	12400

れのなすべりを起こすことによって、このような歪バーストが発生すると考えている。

Siegel²¹⁾は Neumann バーストの大きさと、前述した Sankar ら¹⁷⁾の観察した除荷時の AE の発生特性を比較して、両者が同一傾向の積層欠陥エネルギー依存性を示すことを指摘している。Fig. 11 は、種々の材料の Neumann バーストの大きさの積層欠陥エネルギー依存性を示しており、除荷時の AE と良く似た傾向が見られる。Siegel は Neumann バースト自体が低周波の AE であると考えている。

(5) エッチピット法で観察した転位の挙動と AE
最近の透過電顕やエッチピット法による研究によって、結晶粒界が特に変形の初期において転位源として重要な働きをすることがわかってきた。Tandon ら²²⁾は、動的な測定手段である AE 法の特徴と、post mortem (検屍、死体解剖) 型²⁾ではあるが対象に対して直接的なエッチピット法とを相補的にうまく組合わせて、珪素鉄多結晶体の変形中の AE 発生特性とそれに対する結晶粒界の影響を調べ、Fig. 12 に示したように応力-歪曲線上の特徴的な各点で、AE 発生特性とエッチピット法で表わした転位の状態とを対応づけた。

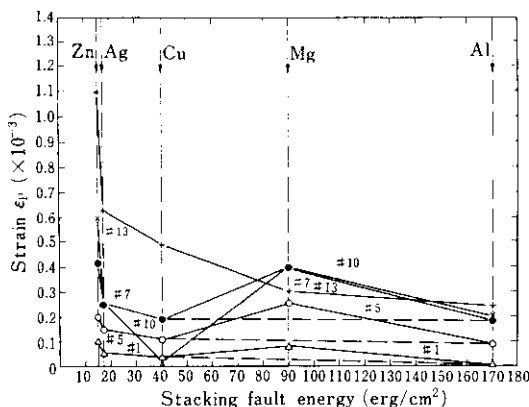


Fig.11 Dependence of strain burst amplitudes on stacking fault energy for fcc and hcp metals and alloys compared with similar trend for unload emission

微視的降伏領域におけるエッチピット法による観察結果を要約すると次のようになる。すなわち①すべり線(エッチピットの列)は粒界から発生する。②すべり系は単一すべり系である。③この領域ではすべり線の広がり認められない。このことは、この領域では交さすべりは起こっていないことを意味している。

これに対して AE (最大振幅 $\leq 80\mu V$) は単発的

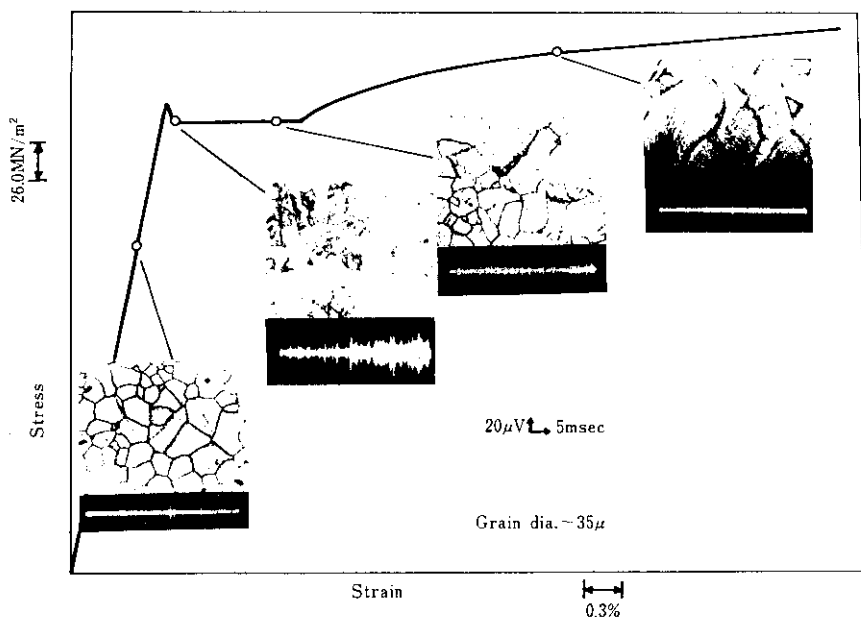


Fig.12 Oscilloscope traces of acoustic emission activity and corresponding etch-pit patterns of dislocation activity at four strain levels

な突発型のものが観察されている。

降伏点 (yield drop) では降伏した結晶粒の集団 (cluster) がエッチピット法で観察され、AE については発生頻度が非常に高い。しかし 1 回の AE パルスあたりに解放されるエネルギーは $80\mu\text{V}$ 以下で、このことは AE の発生機構が微視的降伏の場合と同じであることを意味している。なお Fig. 12 の一見大きなパルスは数個のパルスの重なりによる。

リューダース帯領域では、頻繁なすべり活動が観察され、AE としては高い計数率となって現われている。

加工硬化の領域では多くの粒界転位源の活性化によって多くのすべり系が活動する結果、各結晶粒内の転位密度は高い。しかしながら Fig. 12 からわかるように AE パルスの振幅は小さく、かつ頻度も少ない。このようにエッチピットの観察結果と AE 発生特性はよく対応している。

Fig. 13 は AE 発生の活動を計数率で表わしたものである。降伏点からリューダース帯領域での AE の活動が非常に高く、加工硬化領域でその活動が急激に減少している。また、しきい値電圧を変えていくと、 $80\mu\text{V}$ で AE が変形の全領域で観察されなくなることから、全領域での AE 発生事象の素過程は共通したものであることが推察される。

以上の観察結果を最近の微視的降伏に関する実験結果²³⁻²⁶⁾と照合すると、珪素鉄多結晶の場合、変形の素過程はおもに結晶粒界転位源の活性化による転位の増殖であり、ステップ状の粒界階段 (grain boundary ledge) の幾何学的な条件と隣接する粒界の異方性のために粒界階段に応力集中が生じ、これが転位源となって突発的かつ局所的な応力緩和をもたらす。したがって AE 源は粒界における転位源の活性化が主因であると考えられる。また全変形領域で観察された AE パルスの振幅がほとんど同じ ($\leq 80\mu\text{V}$) であることから、一つの AE 発生源の活性化による応力緩和の程度が同じであると考えられ、少なくともマイクロメートル領域、降伏点、リューダース帯領域での AE 発生源は同じであり、その放出機構も等しいと考えられる。

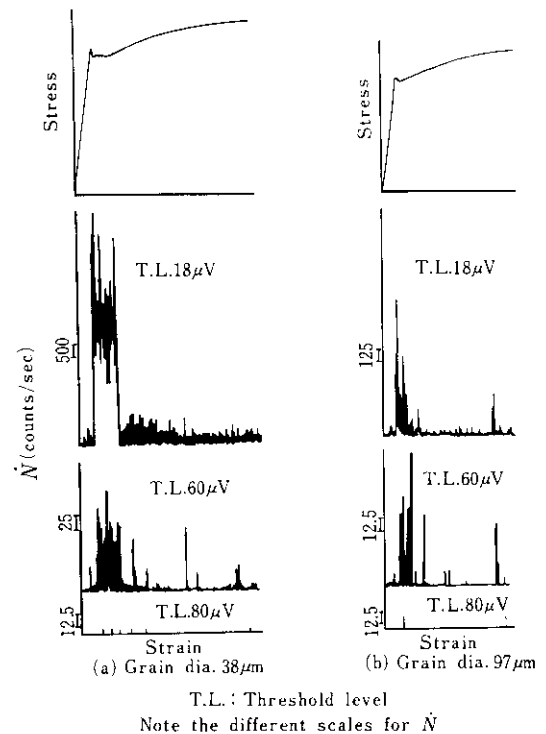


Fig.13 AE count rate, $\dot{N}$, at various trigger levels for 38μ and 97μ grain diameter samples

3-2 塑性変形による AE の発生機構

AE の微視的機構の解明は、結晶塑性の分野における変形中の運動転位の挙動に関する実験的な情報の蓄積と理論の発展を待たねばならない。運動転位によるエネルギー散逸機構に関する厳密な計算は、結晶塑性のトピックの一つであり、現在多くの研究結果が発表されている^{27,28)}。ここでは厳密な意味での微視的な機構には立ち入らず、単純なモデルによる AE の発生機構の最近の理論を 2, 3 紹介する。

(1) すべり帯生成によるエネルギー解放

Gillis ら²⁹⁾ は応力-歪曲線が Fig. 14 に示したような微視的不連続性を持ち、AE は微視的応力低下に伴って弾性エネルギーが解放されたものと考えた。図において $d\sigma$ は、短い時間 dt で生じる微視的応力低下を表わす。

試験片の長さを L 、断面積を A 、弾性常数を E として、この試験片が機械剛性 K の試験機によってクロスヘッド速度 S で変形している場合には、

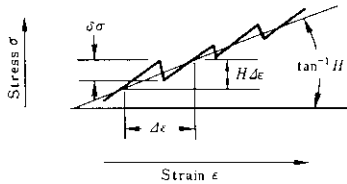


Fig.14 Magnified portion of stress-strain curve showing microyield drops

次式の関係が成立する。

$$St = \frac{\sigma A}{K} + \left(\frac{\sigma}{E} + \epsilon_p \right) L \quad \dots\dots\dots(12)$$

ここで t は時間、 σ は応力、 ϵ_p は試験片の塑性歪を表わす。微視的応力低下 $\delta\sigma$ は、Fig. 15 に示すように δt sec ですべり帯幅が ΔL 増加したことに対応する。またすべり帯内の歪を ϵ^* とすると δt が十分短い場合、言い換えればクロスヘッドの変位による歪増加分 $(S/L) \delta t$ が、すべり帯の成長(長さ ΔL)による塑性歪の増加分 $\epsilon^* \Delta L/L$ に比べて十分小さい場合、 $\delta\sigma$ は

$$\delta\sigma = \frac{E \cdot \frac{\Delta L}{L} \cdot \epsilon^*}{1 + \frac{AE}{KL}} \quad \dots\dots\dots(13)$$

によって表わされる。この応力低下に伴って解放された弾性エネルギーは弾性波として試料内を伝播し、その一部が AE として観察される。Gillis らの考えによると、Fig. 14 における均質的な変形は AE としては観察されず、ジャンプ的な歪増加 $\epsilon^* \Delta L/L$ のみが AE に寄与する。したがって、

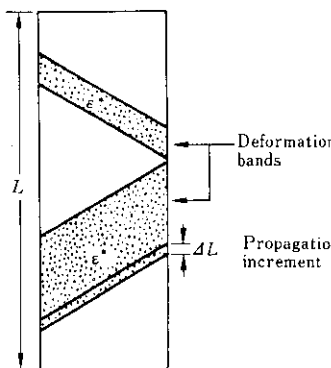


Fig.15 Propagation of deformation bands in a monocrystalline specimen

1 回のジャンプの応力低下 $\delta\sigma$ によって m 個のパルスが発生するとすれば、AE の計数率 $\dot{N}$ は、ジャンプの歪速度 $\dot{\epsilon}^*$ と均質的歪速度 $\dot{\epsilon}_p$ の比 $f = \dot{\epsilon}^*/\dot{\epsilon}_p$ と次式の関係がある。

$$f = \frac{\left(1 + \frac{AE}{KL}\right) \left(1 + \frac{AH}{KL}\right)}{(1 - HE) \cdot \frac{S}{L}} \cdot \frac{\delta\sigma \dot{N}}{Em} \quad \dots\dots\dots(14)$$

ここで H は平均硬化率である。

(14) 式において最後のカッコ内以外は容易に知ることができる。Fisher ら²⁾の実験結果では $\delta\sigma/\sigma \approx 10^{-6}$ 、 $\dot{N} = 10^6 (S/L)$ などが求められているので、他のパラメータとして通常材料試験でよく用いられる値を代入すると $f = 10^{-2}$ 程度となる。これは、塑性歪のうち実測される AE に寄与するのは全歪の約 1% であるということの意味する。

Gillis らのモデルは単結晶におけるすべり帯の生成、双晶変形、リューダース変形や Portvin-Le Chatelier 現象などに伴う AE の発生機構をよく説明できる。なお Gillis らのいうジャンプ的な歪と均質的な歪について少し言及すれば、彼らのこの区別は必ずしも明りょうなものではなく、実際には両者は連続的につながっており、その中間的な大きさの微視的応力低下も実在すると考えたほうが自然であり、いわゆる連続型の AE はこの中間的な大きさの応力低下に起因すると考えられる。

(2) Frank-Read 源による弾性エネルギーの解放

巨視的な塑性変形に伴う弾性エネルギーの解放が AE 源となるという Gillis らの考え方は、微視的機構にも拡張することができる。Armstrong³⁰⁾ は Griffith 亀裂との類推から、転位ループ生成によって解放される弾性エネルギーが物体内をエネルギー束として伝播し、その一部が AE として観測されたと考えた。エネルギー束の密度が AE の信号の大きさに対応する。せん断応力 τ のもとで半径 r の転位ループが形成することによって解放される弾性エネルギー U は

$$U = -\pi r \mu b^2 + \pi r^2 \tau b \quad \dots\dots\dots(15)$$

によって与えられる。ここで μ は剛性率、 b は Burgers ベクトルの大きさである。転位ループの掃いた面積を A とすると、エネルギー束の密度 u は

$$u = A^{-1} \left(\frac{dU}{dt} \right) = A^{-1} \left(\frac{dU}{dA} \right) \left(\frac{dA}{dt} \right) \quad \dots\dots\dots (16)$$

によって表わされるので、(15) 式から

$$u = \left(\frac{1}{\pi r^2} \right) \left(\frac{dU}{dt} \right) = \left(2\tau b - \frac{\mu b^2}{r} \right) \left(\frac{v_d}{r} \right) \quad \dots\dots (17)$$

となる。ここで $v_d = dr/dt$ である。 v_d は転位の運動速度を表わす。(17) 式で $u > 0$ となる臨界条件は $r_c = \mu b / 2\pi$ である。 r_c は転位が外部応力の助けを借りずに増殖しはじめる臨界半径を表わす。 u は $r = r_c$ で最大値をとり、 $r > r_c$ では減少する。したがってエネルギー束の最大密度 $u_{\max}$ は

$$u_{\max} = \frac{\tau^2 v_d}{\mu} \quad \dots\dots\dots (18)$$

となる。すなわちエネルギー束の最大密度は転位の運動速度に比例する。実際の結晶では転位線は同一すべり面上で有限の長さ l_c をもつので、外部応力が臨界値 $\sigma = \mu b / 2l_c$ に達すると Frank-Read 源³¹⁾ の機構によって転位の増殖が始まる。これまでの考察から、Frank-Read 源の活性化は AE の素過程の一つであると考えられる。(18) 式の v_d は外部応力に直接は依存せず、Frank-Read 源がいったん活性化すると高速で集団的な転位の運動が起こり得る。

筆者ら³²⁾ は Cu 単結晶の圧縮変形中の AE と超音波吸収を同時に測定し、AE が観察され始める応力が、転位の増殖が開始する応力と対応することを示し、さらに超音波吸収の overdamped resonance の解析結果から、外部応力の増大とともにまず転位の固着点間距離の増大、すなわち転位の不純物原子などからの離脱が起こり、固着点間距離が一定値 ($\sim 10^{-4}$ cm) に達すると転位の増殖が開始することを明らかにした。さらに増殖が開始するまではほとんど AE が観察されないことから、Cu 単結晶の場合には Frank-Read 源の活性化などが AE 源であると考えている。

(3) 等方弾性体中の AE の厳密解

これまで述べてきたモデルにおいては、解放される弾性エネルギーと AE を直接対応させて考えている。しかし解放される弾性エネルギーのうち AE として実測されるのはごく一部にすぎないと考えられる。そのためこのようなモデルに基づいて定量的な議論を行うことは困難である。また AE 源となるすべり帯の生成や Frank-Read 源の活動などの速度の効果についても、実際には重要であるにもかかわらず、これらのモデルにおいては明りょうではない。これらの問題点を解決するには一層定量的なモデルが必要となる。このような事情を反映して、最近転位の運動速度や変形の素過程を仮定し、弾性体や結晶で転位の運動方程式を解析的に解くことによって、転位ループの突発的な形成による AE の振幅や周波数成分をより厳密に評価することを試みた理論が 2, 3 提出されている³³⁻³⁵⁾。

Malén ら³³⁾ は無限等方弾性体中の微小領域 V^* にステップ関数的に塑性歪 $\Delta \epsilon_{ik}^*$ が生じた場合に伝播する応力波の解を Green 関数を用いて計算し、AE の観測周波数 $f = \omega / 2\pi$ の成分をフーリエ変換によって求めた。時刻 t 、座標 r における応力波は、

$$\sigma(r, t) = -\frac{\Delta \omega \cdot \omega \eta}{2\pi r^2} \sum_{l, k=1} \Delta \epsilon_{ik}^* V^* \sin \omega \left(\frac{r}{c-t} \right) \quad \dots\dots\dots (19)$$

ここで r は AE 源からの距離、 η は密度、 $\Delta \omega$ は観測周波数と比較して小さい観測 (角) 周波数帯域幅、 c は音速を表わす。AE 源が転位の運動による場合には、

$$\Delta \epsilon_{ik}^* V^* \cong b \Delta x \rho_m V^* \quad \dots\dots\dots (20)$$

となる。ここで b は Burgers ベクトルの大きさ、 Δx は転位の運動距離、 ρ_m は運動転位の密度である。(19) 式と (20) 式から AE の振幅は転位の運動距離に比例することになる。

Fig. 16 は Eisenblätter ら³⁶⁾ の Cu 単結晶に関する実験結果である。共振周波数を異にする 2 個の変換器を用いて AE 信号の rms 電圧を測定している。図には応力-歪線図と、70kHz での rms 電圧値 U_{70} と、同時に 70kHz と 340kHz での rms

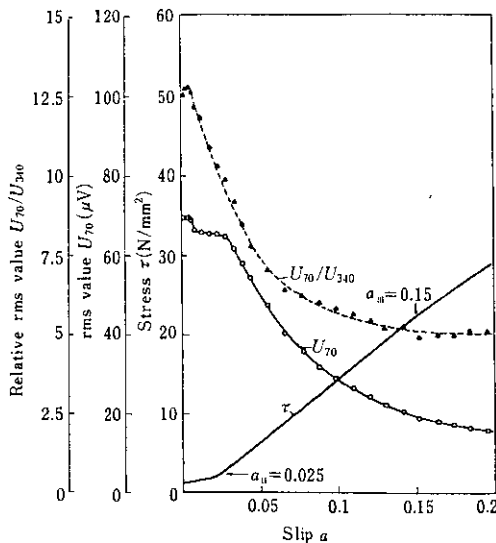


Fig.16 Acoustic emission and stress-strain relationship in Cu single crystal

電圧値の比 U_{70}/U_{340} をプロットしてある。 U_{70}/U_{340} は変形の進行とともに減少していく。この現象は変形の各段階における転位の平均自由行程距離と関係しており、転位速度を一定とすると転位の運動距離が長い変形初期では滞留時間 i が長く、周波数は $1/i$ に比例するので、低周波成分が顕著に現われ、変形とともに高周波成分が増えてくるためであると考えられる。また Jax ら³⁷⁾ は AE 信号の rms 電圧が直線硬化域においてすべり線の長さに比例することを見出しており、これらの結果は (19) および (20) 式と定性的に一致する。

(19) 式に $\omega = 3\pi \times 10^5 \text{ rad} \cdot \text{sec}^{-1}$ ($\sim 150 \text{ kHz}$), $\Delta\omega = \pi \times 10^5 \text{ rad} \cdot \text{sec}^{-1}$ ($\sim 50 \text{ kHz}$) を代入し、かつ変位の検出限界が (6) 式で与えられるとすると、検出される $\Delta\epsilon^* V^* (\text{m}^3)$ の最小値は、

$$(\Delta\epsilon^* V^*)_{\min} = 10^{-16} \quad \dots\dots\dots (21)$$

となる。 V^* を試料の体積として 10^{-5} m^3 程度とすると、歪の検出限界 $(\Delta\epsilon^*)_{\min}$ は、

$$(\Delta\epsilon^*)_{\min} = 10^{-11} \quad \dots\dots\dots (22)$$

となり、これは先に (6) 式から評価した値と同程度の値を与える。

次に転位速度の影響を評価するために、歪がステップ関数的ではなく $[\text{erf}(t/2T_s) + 1]$ に比例

して増加する場合の応力波を考える。この場合、応力波の振幅は (19) 式の $\exp(-\omega/T_s^2)$ 倍となる。ただし

$$\text{erf} \frac{t}{2T_s} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{t/2T_s} \exp(-u^2) du \quad \dots\dots\dots (23)$$

とする。 T_s は歪の緩和時間を表わす。 $T_s \ll 1/\omega$ の場合には (19) 式はよい近似となるが、 $T_s \geq 1/\omega$ の場合には T_s の増大に伴って応力波の振幅は急激に低下する。(22) 式で与えられる検出限界程度の歪が発生した場合、 $T_s = 2 \times 10^{-6} \text{ sec}$ のときは応力波は (19) 式で近似されるが、 $T = 5 \times 10^{-6} \text{ sec}$ では $T_s = 2 \times 10^{-6} \text{ sec}$ の場合の振幅の 4×10^{-3} 倍に低下することになり、検出不能となる。換言すれば $T_s \ll 1/\omega$ では応力振幅は緩和時間、したがって歪速度または転位速度の影響をあまり受けず、 $T_s \geq 1/\omega$ では AE として検出されないで、実際に観測される AE は、その源の歪速度や転位速度の影響を受けにくいことになる。

(4) AE の歪速度依存性

変形を支配する単位要素の速度効果を明らかに示しているのは、AE の歪速度依存性の実験であろう。Malén らのモデルによると、AE の振幅はあまり歪速度によらないが、実際には AE は歪速度に顕著に依存することが知られている。このことは一見矛盾するようにみえるが、Malén らのモデルでは歪速度として一つのすべりサイトでの歪速度に着目していることを考慮すれば、以下に述べるようにむしろ実験結果は Malén らのモデルに適合すると考えられる。

Cu 単結晶^{36, 38, 39)}, Al 単結晶^{39, 40)}, 焼戻しマルテンサイト鋼⁷⁾, ジュラルミン (7075-T6)^{39, 41)}, 軟鋼⁴²⁾, β -黄銅³⁶⁾ など多くの材料に共通して歪速度 $\dot{\epsilon}_p$ と AE の rms 電圧値 v_{rms} との間に

$$v_{\text{rms}} \propto \sqrt{\dot{\epsilon}_p} \quad \dots\dots\dots (24)$$

という簡単な関係が成立する。この関係の最も単純な説明は次のとおりである³⁶⁾。AE の振幅は、すべり長さまたはすべり面積に比例すると考えられるから、個々のすべり面積を A_i とすると個々のすべりサイトによる AE のエネルギー E_i は、

$$E_i \propto A_i^2 \quad \dots\dots\dots (25)$$

で与えられる。 v_{rms}^2 はエネルギーを表わしているから

$$v_{rms}^2 \propto E \propto \sum_i E_i \propto \sum_i A_i^2 \quad \dots\dots\dots (26)$$

が得られる。平均すべり面積を $\bar{A}$ 、単位時間に q 個の AE 事象が起こったとすると、変形速度は

$$\dot{\epsilon}_p \sim q \cdot \bar{A} \quad \dots\dots\dots (27)$$

したがって

$$v_{rms}^2 \propto \sum_i A_i^2 = q \bar{A}^2 = q (\bar{A})^2 \quad \dots\dots\dots (28)$$

となる。 $\bar{A}$ が歪速度によらなければ (28) 式は (24) 式と同等である。(27) 式は Fisher ら²⁾ による AE の計数率の歪速度依存性の実験結果と一致する。Fig. 17 に Mg 単結晶の引張変形中の AE の計数率と歪速度の関係を示す²⁾。単位時間に観察された AE パルス数は歪速度に比例している。上述のモデルにおいては、個々のすべりサイトの歪速度の影響は無視されている。しかし (24) 式の関係が種々の物質で成り立つことは、個々のすべりサイトの歪速度が AE パルス振幅にあまり影響を与えないとする Malén らの結果と対応するわけであるが、一方、最近の北島ら⁴³⁾ の中性子照射した Cu 単結晶についてのすべり線、すべり帯の観察結果は、歪速度の大きい方がすべり線の数が少なく、すべり帯内のせん断量が大きいことを示しており、AE における歪速度効果についてはいまだ検討の余地が残されているように思われる。

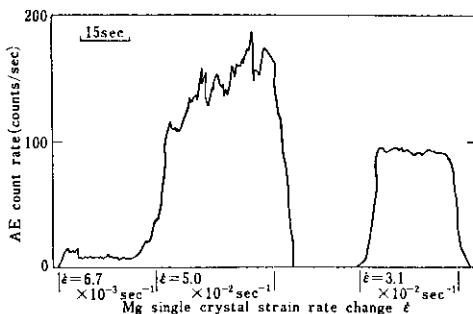


Fig.17 Count rate of emission of the largest acoustic pulses from Mg single crystal as a function of strain rate

4. 結言にかえて——再び塑性変形における不均質性と AE——

双晶変形、リュウダース変形、Portvin-Le Chatelier 効果など巨視的にみても明らかに不均質な変形はともかくとして、一般に塑性変形過程をその変形速度(歪速度)が $\dot{\epsilon}_p = \rho b v$ (ρ = 運動転位密度、 b = Burgers ベクトルの大きさ、 v = 転位速度)で表わされるような、平均的または連続的なものと考えたことの是非についての検討は、塑性変形を記述するうえできわめて重要である。

通常材料試験では、応力と歪の関係はなめらかな曲線として記録され、十分に配慮された実験はほとんどの場合 $\dot{\epsilon}_p = \rho b v$ を想定して歪速度一定の条件で行われている。また材料の降伏応力や変形応力を記述する理論においても、多くの場合取扱いの単純化のために、通常均一で定常的な変形過程を仮定しているが、先述したように実際の塑性変形中におけるすべり帯の形成は、時間的にも空間的にも不均質である。

いま一定の歪速度で塑性変形している結晶に、時間 t で N_s 本のすべり帯が生じたとする。 $n(\text{cm})$ を 1 本のすべり帯中での運動転位の平均長さ、 $l(\text{cm})$ をその平均の運動距離とすると、せん断歪 γ_p は (29) 式で与えられる。

$$\gamma_p = \frac{N_s \left(\frac{n l b}{A} \right)}{h} \quad \dots\dots\dots (29)$$

ここで A 、 b 、 h は (9) 式と同様で $n l b / A$ は 1 本のすべり帯あたりのずれの量である。(29) 式から

$$\dot{\gamma}_p = \frac{1}{h} \left\{ \dot{N}_s \frac{n l b}{A} + N_s \frac{d(n l b / A)}{dt} \right\} \quad \dots\dots\dots (30)$$

が得られる。すなわち $\dot{\gamma}_p$ での塑性変形は、新しいすべり帯の形成速度 $\dot{N}_s$ とその瞬間に存在する既存のすべり帯でのずれ速度、つまりすべり帯の成長速度 $d(n l b / A) / dt$ との 2 つの因子によって支配される。(30) 式を書き直すと

$$\dot{\gamma}_p = \frac{1}{h} \left\{ \dot{N}_s \cdot \frac{n l b}{A} + N_s \cdot \frac{b(n \dot{l} + n v)}{A} \right\} \quad \dots\dots\dots (31)$$

となり、塑性変形の歪速度 $\dot{\epsilon}_p$ を表わす一般的な関

係 $\dot{\epsilon}_p = \rho b v$ が成立するという条件では、変形中に活動するすべり帯の数 N_s および各すべり帯を運動する平均の転位長さ n も変化しないことになる。このような平均的または連続的な塑性変形は非常に特殊なケースである。またジャンプ運動中の転位の速度はたとえばCu単結晶の場合 10^3 cm/sec に達するが、休止期間を含めた平均速度は 10^{-4} cm/sec の程度でしかない。このように実際の塑性変形は不均質で不連続な素過程からなっている。AEパルスの特徴づけるのは、バースト時のすべり帯の形成速度や密度および転位の速度や密度であり、特にAEと塑性変形の間関係を考える場合に、塑性変形過程のこの不連続性、不均質性が無視できなくなる。これが塑性研究におけるAE法の著しい特徴なのである。

AEは応力-歪曲線の本質的な不連続性に起因しており、一般にはこれらの不連続性は微視的な応力低下を伴う。この応力低下は微小かつ高速現象であるためAE法以外の方法では検出が困難である。このため、不連続性に関する情報はこれま

であまり有効には活用されていなかった。最近、すべりの不均一性や転位の集団運動が塑性変形の素過程として注目されつつあり⁴⁵⁾、これらのモードで変形が動的に進行する場合、多くは現在普及している測定技術によって十分検出可能なAEを伴うものと考えられる。一方、電子顕微鏡内で試料を変形しながら運動転位の挙動を観察する技術の進歩⁴⁴⁾などにより、直接、変形中の転位の挙動を明らかにする実験の重要性が認識されてきている。その目的のための数少ない観測手段の一つであるAE法によって得られる情報は、今後いっそう重要なものとなるであろう。Fisherら²⁾の言葉を借用すると、変形後の転位構造の観察から変形中の運動転位の挙動を推察する方法は、検屍裁判において殺人現場に残された証拠や解剖結果から事件を再構成するようなもので、しばしば誤った推論に陥る。AE法はまだ不完全なものではあるが、事件の現場を目撃する手段であることにその有用性がある。

参 考 文 献

- 1) 実吉純一、菊地喜充、能本乙彦監修：超音波技術便覧、(1960)、[日刊工業新聞社]
- 2) R. M. Fisher and J. S. Lally : Can. J. Phys., 45 (1967), 1147
- 3) A. Green et al. : U.S.-JAPAN Joint Symposium on Acoustic Emission, Tokyo, Japan, July, (1972), 233
- 4) N. Brown, (J. C. McMahon, Jr., ed.) : Microplasticity, (1968), 45, (John Wiley & Sons)
- 5) S. Mader : Z. Physik, 149 (1957), 73
- 6) S. Mader and A. Seeger : Acta Met., 8 (1960), 513
- 7) K. Sano, T. Imanaka, T. Funakoshi and K. Fujimoto : Proc. 2nd Acoustic Emission Symposium, Tokyo, (1974), 1-Session 5 ; 佐野謙一、今中拓一、船越督巳、藤元克巳：鉄と鋼, 60 (1974), A155, 85
- 8) R. M. Fisher and J. S. Lally : Dislocation Dynamics, (1968), (McGraw-Hill)
- 9) A. F. Joffe : The Physics of Crystals, (1928), [McGraw-Hill]
- 10) R. Becker and P. Haasen : Acta Met., 1 (1953), 325
- 11) N. K. Chen and R. B. Pond : Trans. AIME., J. Metals, 4 (1952), 1085
- 12) R. B. Pond : The Inhomogeneity of Plastic Deformation, (1973), 1, (ASTM)
- 13) 北島貞吉：転位の運動と降伏シンポジウム予稿、(1970), 35
- 14) J. C. M. Li : Discussions Faraday Soc., 38 (1964), 38
- 15) P. B. Hirsch, R. W. Horn and M. J. Whelan : Dislocations and Stacking Faults in Stainless Steel, Cavendish Laboratory, Cambridge, (16mm motion picture film distributed by the British Film Institute, London)
- 16) J. M. Roberts and N. Brown : Acta Met., 11 (1963), 7
- 17) N. G. Sanker, J. R. Frederick and D. K. Felbeck : Met. Trans., 1 (1970), 2979
- 18) P. Neumann : Z. Metalk., 59 (1968), 927
- 19) P. Neumann and R. Neumann : Scripta Met., 4 (1970), 645
- 20) 小倉次夫、辛島誠一：日本金属学会報, 9 (1970), 423

- 21) E. Siegel : Scripta Met., 8 (1974), 585
- 22) K. N. Tandon and K. Tangri : Met. Trans. A, 6A, (1975), 809
- 23) P. J. Worthington and E. Smith : Acta Met., 12 (1964), 1277
- 24) W. E. Carrington and D. McLean : Acta Met., 13 (1965), 493
- 25) J. C. Suits and B. Chalmers : Acta Met., 9 (1961), 854
- 26) K. N. Tandon and K. Tangri : Met. Trans. A, 6A, (1975), 809
- 27) F. R. N. Nabarro : Theory of Crystal Dislocations, (1967), (Oxford University Press)
- 28) J. P. Hirth and J. Lothe : Theory of Dislocations, (1968), (McGraw-Hill)
- 29) P. P. Gillis : Acoustic Emission, ASTM STP505, (1972), 20; P. P. Gillis and M. A. Hamstad : Mater. Sci. Eng., 14 (1974), 103
- 30) B. H. Armstrong : Bulletin of the Seism. Soc. Amer., 59 (1969), 1259
- 31) C. Kittel : Introduction to Solid State Physics, 2nd ed., (1956), (John Wiley & Sons)
- 32) T. Imanaka, K. Sano and M. Shimizu : Crystal Lattice Defects, 4 (1973), 57
- 33) K. Malén and L. Bolin : Phys. Stat. Sol., (b) 61, (1974), 637
- 34) N. Kieswetter : Scripta Met., 8 (1974), 249
- 35) G. Cortelazzi, S. Boffi, G. Cagliotti and F. Rossitto : J. Appl. Phys., 44 (1973), 1918
- 36) J. Eisenblätter and P. Jax : Proc. 2nd Acoustic Emission Symposium, Tokyo, (1974), 1-Session 7
- 37) P. Jax and J. Eisenblätter : Battelle Frankfurt Inf., 15, (1972)
- 38) 今中拓一, 佐野謙一, 清水真人 : 金属学会講演概要 (10月), (1973), 210
- 39) H. Hatano : Proc. 2nd Acoustic Emission Symposium, Tokyo, (1974), 77-Session 5
- 40) M. Shimizu, K. Sano, T. Imanaka and K. Fujimoto : ibid, (1974), 1-Session 5
- 41) M. A. Hamstad and A. K. Mukherjee : Lawrence Livermore Laboratory, Univ. Calif. Rept. U. C. R. L. 76077, Oct. 5, (1974), Submitted to Mater. Eval.
- 42) 清水真人, 今中拓一 : 金属学会講演概要 (4月), (1975), 44; 高圧力技術協会 (HPI) : AE委員会資料 AE-31-135, (1975)
- 43) 厚東敏行, 篠原和敏, 北島貞吉 : 金属学会シンポジウム講演概要 (11月), (1974), 61
- 44) 井村徹, 藤田広志 : 電子顕微鏡, 10 (1975), 51
- 45) 第I総合分科会主催, 関西物理冶金談話会協賛 : 金属学会分科会シンポジウム (10月), 結晶塑性における転位の集団運動, (1975)
- 46) K. Marukawa : J. Phys. Soc. Japan, 22 (1967), 449