脆性-延性遷移の基礎*

(Fundamentals of the Brittle-Ductile Transition*)

Sir Peter B. Hirsch**

訳 角 田 直 人†

序 文

この論文は日本金属学会秋期大会(1989年9月, 札幌)での金属学会賞受賞記念講演のために用意したものです。荣誉あるこの賞の受賞は私にとって大変名誉なことであります。私は長い間にわたり優れた同僚や学生達と一緒に研究できる幸運に恵まれていました。これらの人々の中には私のよき友でもある優秀な日本人科学者も多く含まれています。彼らの寄与は私が成し遂げたものの中で欠くべからざるものであり、受賞に際して、私は彼らに深い感謝の念を表すと共に、この共同の業績を顕彰された日本金属学会に深く感謝致します。

要 旨

予めクラックを導入した結晶(pre-cracked crystal)の定歪速度試験における脆性-延性遷移を記述するためにクラック先端(crack tip)の動的遮蔽モデルを発展させた。転位はクラック先端やその近傍にあるいくつかの転位源から放出される。脆性-延性遷移点では転位が放出され、十分早く動いて転位源から離れ、クラックの最も堅固でない部分を遮蔽する。それによって、 K_{Ic} 以上の負加応力強度因子(applied stress intensity factor) K に対して局所応

力強度因子は K_{Ic} 以下になり得る。珪素にこのモデルを適用すると、クラック先端の転位源が K_{Ic} より少し小さい $K=K_0$ の値で核生成され、その後にこれらの転位源が $K=K_N \ll K_0$ の値で活性化される場合にのみ鋭い遷移の型が観測されると予想できる。この核生成過程に対する二つのモデルを提案する。一つめは結晶中に存在する転位がクラック先端へ動き、 K_0 で転位源を形成する。二つめは $K \ll K_{Ic}$ でクラックの前方(crack front)に沿った2~3の都合のよい場所ですべりが起こり、すべり帯がこの過程で新しいクラック先端転位源を生み出しながらクラック前方に沿って拡大していく。これらのモデルのうちで第一のものは遷移温度 T_c がクラック先端と既存転位間の距離で支配されている。すなわち、 K が K_{Ic} に達する前にクラック先端の転位源が形成されるのに十分な転位速度でなければならない。第二のものは T_c が初期転位源間の距離により支配されている。 K が K_{Ic} に達する前に転位がこの距離を横断するのに十分な転位速度でなければならない。遷移の鋭さは核生成期後のクラック先端の転位源密度により決められる。モデルは予めクラックを入れた珪素の実験と詳細に比較され、うまく適用できることが見いだされた。 T_c または T_c 以上で予加工すると低温で破壊応力が高くなり、 T_c 以下で漸進的な遷移に変化することが示された。

1. 緒 言

臨界温度以下で脆性挙動を示す材料の脆性-延性遷移(BDT)は実用上大変重要である。何故なら、

* 1989年9月29日、北海道大学工学部における第105回本会大会において講演

** Department of Metallurgy and Science of Materials, University of Oxford, Parks Road, Oxford OX1 3PH, UK.

† 大阪大学助教授；工学部材料物性工学科

Keywords: brittle-ductile transition (BDT) in silicon, shape of BDT, strain-rate dependence of BDT, crack-tip shielding, dynamics of dislocation shielding, nucleation of crack tip sources, effect of existing dislocation on BDT
1989年11月27日受理

フェライト系鋼の様な汎用構造用材料がその範疇に入るからである。多くの劇的な鋼の破壊事例がよく知られており、圧力容器の設計や操作条件はその鋼の脆性-延性遷移曲線の性質により支配されている。これらの複雑な組成の合金における脆性-延性遷移を支配する機械的性質(例えば降伏応力の温度変化)や微視的組織要因⁽¹⁾については多くのことが知られている。しかし、注意深く制御された条件のもとで試験された最も単純なしかもよく性質のわかった材料の脆性-延性遷移においてさえ、鋭いクラック先端で起こる基本的な過程の理解が欠如している。例えば、図1は予めクラックを入れたタングステン単結晶の破壊応力を示す⁽²⁾。250 Kと300 Kの間の温度では試料は安定なクラックが成長せず、予め導入されたクラックの端で脆性破壊が起こらない。その温度以上では突然の破断以前に安定なクラックが成長する。この遷移の著しい特徴はそれが漸進的なことである。これと対照的に、予めクラックを入れた珪素単結晶は極端に鋭い遷移を持つ(図2⁽³⁾)。これらとその他の実験結果からいくつかの基本的な疑問が生じる。

- (1) どんな基本的な要素が脆性-延性遷移の温度と形状を決めているのか？
- (2) 脆性-延性遷移では塑性変形過程がクラックを鈍感にしたり遮蔽したりするが、それは塑性変形

図1 一定のクラック長さ(～0.008 cm)を含む予めクラックを導入したタングステン結晶の破壊応力についての温度の効果、およびクラックがない結晶とクラックを予め導入した結晶の比例限についての温度の効果⁽²⁾。
黒丸：最大負加荷重，白丸：破壊荷重，白三角：クラックがない結晶の比例限，黒三角：クラックを予め導入した結晶の比例限。

図2 真性珪素に対する破壊応力と温度の関係⁽³⁾。

がクラック先端での転位を核生成することによるのか⁽⁴⁾，またはクラック先端近傍で結晶中に存在する転位の動きと増殖によるのか？

これらの疑問に答えるためにいくつかの研究グループが最近の数年にわたり予めクラックを入れた珪素単結晶の脆性-延性遷移を研究しているが、珪素がモデル材料として適当と考える。何故なら、珪素ではいくつかの転位が存在する場合と全く存在しない場合などの性質のよく分かった試料が容易に得られ、しかも機械的性質に関する基本的な事柄がよく確立されている⁽³⁾⁽⁵⁾⁻⁽⁹⁾。

この論文では実験結果の総合報告を簡単に言い、そしてクラック先端での転位発生の動力学のシミュレーションに関する結果の説明と脆性-延性遷移に関する基本的ないくつかの疑問に答える試みを行った。

2. 実験結果

(1) 歪速度依存性

St. John⁽¹⁰⁾のパイオニア的研究につづいて Brede と Haasen⁽⁵⁾および Michot⁽⁶⁾の実験は、負加応力強度因子 K が近似的にクラックの長さとは無関係である予めクラックを入れた二重片持ち型の試料について行なわれた。Samuels と Roberts の実験⁽³⁾は押し込みで導入された小さな表面クラック(大部分は半径 13 μm でクラックは(111)へき開面に平行)を含む試料を四点曲げすることで行われた。それ故に、後者の実験では押し込まれた下の表面近傍の塑性帯域中に転位源が存在する。これらの実験で用いられた材料は浮遊帯法またはチャコラフスキー法のどちらかで作製されたもので、作製された時

点では無転位の結晶である．真性，n 型および p 型結晶が用いられた．調べられたどの試料も数度以内の温度範囲で鋭い遷移を持ち，遷移は歪速度に敏感である．図 2 はオックスフォード・グループの実験で得られた代表的な歪速度に対する温度と破壊応力の関係を示す．遷移温度 T_c 以下で破壊は完全に脆性的であり，破壊応力は温度に依存しない．それは脆性破壊に対する低温臨界応力強度因子 K_{Ic} の値によりグリフィスの基準で支配されている．遷移点において破断は脆性破壊で起こるが，かなり高い K の値で起こる． T_c 以上では試料全体が塑性変形し，延性的に振舞う．図 3 は $\ln \dot{K}$ と T_c^{-1} の形で表された T_c の歪速度感受性を示す．ここで， $\dot{K}$ は定歪速度試験における応力強度因子の増加率を表す．図 3 のオックスフォード・グループの実験に対する二つの曲線はそれぞれ真性と n 型の材料に対応する． $\dot{K}$ は次式の様に書ける．

$$\exp(-U_{BDT}/kT_c) = C\dot{K} \quad (1)$$

ここで， U_{BDT} は T_c の歪速度依存性を支配する活性化エネルギーであり， k はボルツマン常数， C は常数である．我々は U_{BDT} が転位速度 (v) を支配している活性化エネルギー U に等しいことを見いだした．後者は

$$v = A\tau^m \exp(-U/kT) = \tau^m v_0 \quad (2)$$

の様に与えられ，関係する温度範囲内で温度と共に

図 3 T_c の歪速度依存性．曲線 A, B, C は Brede と Haasen⁽⁶⁾ から採用し，曲線 D は St. John⁽¹⁰⁾ および FZ 法で作製した真性珪素に対する Michot と George⁽⁷⁾ から採用し，曲線 E, F は CZ 法で作製した珪素に対する Michot と George⁽⁷⁾ からであり，曲線 G, H はそれぞれ真性と n 型珪素に対する Samuels と Roberts⁽³⁾ から採用した．曲線 C は曲線 G に対するものより長いクラック寸法を持つ真性珪素からのものである．詳細は参考文献を参照のこと．

表 1 活性化エネルギー．

実 験	活性化エネルギー	
	真性珪素 ($2 \times 10^{19} \text{ Pm}^{-3}$)	n 型珪素 ($2 \times 10^{24} \text{ Pm}^{-3}$)
脆性-延性遷移 (Samuels and Roberts ⁽³⁾)	$0.34 \pm 0.02 \text{ aJ}$ ($2.1 \pm 0.1 \text{ eV}$)	$0.26 \pm 0.02 \text{ aJ}$ ($1.6 \pm 0.1 \text{ eV}$)
脆性-延性遷移 (St. John ⁽¹⁰⁾)	0.30 aJ (1.9 eV)	—
転位速度 (George and Champier ⁽¹¹⁾)	0.35 aJ (2.2 eV)	0.27 aJ (1.7 eV)
転位速度 (Imai and Sumino ⁽²²⁾)*	0.37 aJ (2.3 eV)	0.27 aJ (1.7 eV)

* 用いられた試料の不純物濃度： $2 \times 10^{18} \text{ Bm}^{-3}$ and $6.2 \times 10^{24} \text{ Pm}^{-3}$ ．

ゆっくりと変化する⁽¹¹⁾．ここで， A は常数， $m \sim 1$ である． v_0 は速度関係式 (2) において強く温度に依存する項である． U_{BDT} と U の比較が表 1 に示されている．

他の実験で見いだされた活性化エネルギーも，脆性-延性遷移について調べられた特定の材料で転位速度が支配されている活性化エネルギーと一般的には近い値である．しかしながら，図 3 は明らかに種々の曲線の交点が異なることを示す．例えば，Michot⁽⁶⁾ および Samuels と Roberts⁽³⁾ の互いに比較可能な歪速度での実験で見いだされた T_c の値の間にはほぼ 100 K の違いがある．実験結果は T_c で

$$\dot{K} \propto v_0 \quad (3)$$

であり，比例常数は実験から実験で変化することを示している．オックスフォード・グループの実験ではクラック半径が $13 \mu\text{m}$ から $37 \mu\text{m}$ に変化すると T_c は 50 K 増加する．それ故，我々は式 (3) の比例常数，そして実際には T_c が構造敏感であると指摘する．

(2) エッチピット法による転位分布の観察

オックスフォード・グループはエッチピット法により詳細な転位分布の観察を行った． T_c より数度低い温度で破壊した試料には特別に意味のある活動を示す転位分布が得られなかった． T_c では試料が T_c 以下の温度での応力よりかなり高い応力で破壊するが，その破壊した試料を腐食すると，クラック前方位置の特別な点から広がった転位配列が観察された．図 4 は $K = 1.6 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$ で破断した遷移状態の試料の腐食破断面の痕跡を示す．転位列は試料内部へ約 $100 \mu\text{m}$ 拡大しており，各転位列は 80～100 本の転位を含んでいる．(111) へき開面に対して傾いた {111} 面がクラックの前方位置と接する点 (点 X と Y) から 2 本の顕著な転位列が発生しており，クラック前方位置に沿った X と Y の間の点 (点

図4 $K=1.6 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$ で破断した遷移試料の腐食された破壊面の痕跡。転位の列は特定の部分、すなわちクラックの前方位置での接面がすべり面と交差している X, Y から優先的に発生している⁽³⁾。

Z) が主にこれらの転位で遮蔽されていることを示唆している。 T_c 以上では試料全体が塑性変形し、脆性破壊でなく塑性曲げ変形で破断する。

ある試料を T_c 直上で低温破壊応力の約1.3倍で変形し、除荷した後室温に冷却し、破断まで荷重を再負加した。この試料は高温で除荷される直前の応力と近似的に同じ応力で破断した(図5)。これは鋼でよく知られている温間予加工効果である。この実験では低温での破断面を腐食して明らかにした転位は、高温で荷重負加中に導入され、冷却でそれらが凍結されたものである。これらの腐食孔の配列は図4の配列に大変似ている。室温での破壊中に転位は発生しないから、図4の転位配列は荷重負加中に導入されたものであり、それにつづく破壊時に導入

図5 予め導入された深さ $13 \mu\text{m}$ のクラックを持つ珪素の温間予加工。室温での荷重負加(経路(a))は通常の低温破壊応力での破壊に導く。一方、 T_c 以上での予加工とそれに続く除荷重、室温への冷却(経路(b))は室温での破壊応力を増加させる⁽³⁾。

されたものでない。それ故 T_c の歪速度依存性の起源は明らかである。それは荷重負加中における転位発生歪速度依存性による。

転位が T_c で放出され始める K の値は、ほぼ K で $K < K_{1c}$ の値まで試料に応力を負加し(温度は T_c)、続いて除荷、冷却、破壊し、室温でそれらを腐食して決定された。これらの動的な荷重負加条件のもとでは T_c でクラック先端において重要な転位の活動が $K \sim 0.9K_{1c}$ 以上で観測されている。試料に $K (< K_{1c})$ の値まで荷重を負加して、例えば 1.8 ks 間その値に保持した実験では、転位が $K \sim 0.35 K_{1c}$ で活動し始めるのが見いだされた。同様な値が Michot と George⁽¹²⁾ および Zhang と Haasen⁽¹³⁾ により異なる試験方法を用いた静的荷重負加実験で報告されている。

3. 転位遮蔽モデル

T_c でのエッチビット実験によるオックスフォード・グループの研究で明らかにされた転位分布(図4)は、脆性-延性遷移においては、転位ループの列が図で円弧状に書いたクラックの(111)へき開面での点、またはその近傍の転位源からクラック断面に接する{111}すべり面上に優先的に放出されることを示唆している。一般的にはクラック先端の応力場によって促進された転位の活動は鈍感になるだろうと考えられているけれども、Rice と Thomson⁽⁴⁾, Weertman⁽¹⁴⁾, Thomson⁽¹⁵⁾, および Majumdar と Burns⁽¹⁶⁾ の研究によると、転位によるクラック先端の遮蔽が破壊応力の増加と延性に導くもう一つの大変重要な機構であることが明らかになった。特定の性格を持つ転位が鋭いクラック先端で誘起され負加応力強度因子 K と反対符号を持つクラックの強度因子を遮蔽する。その時、局所的応力強度因子 K_e は

$$K_e = K - \Sigma K_D \quad (4)$$

で与えられる。ここで ΣK_D は転位の遮蔽効果である(Thomson の総合報告⁽¹⁷⁾を参照)。鈍感さが無視され、完全に脆性機構、すなわちへき開中に転位の発生が無くクラック先端の原子結合の解離でクラックの伝播が起るとき、破壊に対する基準は次式で与えられる。

$$K_e = K_{1c} \quad (5)$$

遮蔽を生じ、そして式(2)で支配される速度でクラック先端の応力場の中を離れ去る転位がクラック

ク先端の特定な点で発生するという動的シミュレーション・モデルを發展させた。図 6(a)は交差するすべり面がクラック断面に接する点での実際の結晶幾何学を示す(オックスフォード・グループの実験についてのもの)。転位のバーガース・ベクトルがクラック断面の接面に平行と垂直の成分を持つ。図 6(b)と(c)はモデルで仮定されている結晶幾何学を示す。クラックの面上に放出された螺旋転位(モードⅢ, 図 6(b))がクラックの面と90°に放出された刃状転位(モードⅠ, 図 6(c))。図 7 はモデルがクラック前方位置に沿った転位源の個別の性質を如何に考慮するかを示したものである。曲がったクラックは真直ぐなクラックにより置き換えられ、転位源が点 X と Y にあり、クラック前方の位置に対し平行および垂直の両方に拡大する転位半ループを放つと仮定する。図 7 はバーガース・ベクトルがクラック前方の位置に対し平行であるモードⅢ(図 6(b))のモデルに対応する。

図 7 はモデルから得られる重要な結果をきわだたせている。点 X と Y から放出された転位はそれらが放出されるやいなやそれぞれ点 X と Y での転位源を遮蔽するだろう。しかし、転位源から離れた点、すなわち点 Z での遮蔽は多くないだろう。実際、図 7 に示された配列は転位ループが点 Z で反遮蔽を生じている。モデルを扱い易くするために、点 Z での遮蔽が点 Z を通過した転位により引き起こされると仮定する。モードⅢの場合に対して局所応力強度因子は次式で与えられる。

図 6 (a) オックスフォード・グループの実験におけるクラック先端でのすべり面の結晶幾何学。(b)と(c)はそれぞれモードⅢとモードⅠのモデルにおける結晶幾何学。

図 7 計算機シミュレーションの為に単純化されたクラック前方の位置と転位ループのモデル。転位ループは点 X と Y から拡張し、ついには Z を通過する。

$$K_{es} = K - \sum_j K_D$$

$$= K - \sum_j \mu b / (2\pi x_j)^{1/2} \quad (\text{点 X, Y で}) \quad (6a)$$

$$K_{ez} = K - \sum_{j>j_0} K_D$$

$$= K - \sum_{j>j_0} \mu b / (2\pi x_j)^{1/2} \quad (\text{点 Z で}) \quad (6b)$$

ここで、 x_j はクラック先端から転位までの距離、 μ は剛性率、 b はバーガース・ベクトル、そして $j > j_0$ は点 Z を通過した転位だけが和に含まれていることを示す。モデルにおいては転位がクラック前方の位置と平行および垂直に同じ速度で動くとは仮定されている。モードⅠの場合の相当式は次の様である。

$$K_{es} = K - \sum_j 3\mu b / 2(1-\nu)(4\pi x_j)^{1/2}$$

$$(\text{点 X, Y で}) \quad (7a)$$

$$K_{ez} = K - \sum_{j>j_0} 3\mu b / 2(1-\nu)(4\pi x_j)^{1/2}$$

$$(\text{点 Z で}) \quad (7b)$$

各転位の動きは常に式(2)で決められる。応力 τ はクラック先端の応力場および他のすべての転位との相互作用を含む。後者はクラック前方の位置と平行な1組の転位に特定であるとする。線張力と鏡像力も取り入れられている。これらを仮定すると、各転位の位置は一定の値 $\dot{K}$ での試験中で常に計算でき、そして遮蔽が計算できる。式(2)中の A, U, m の値はよく確立されており、George と Champier⁽¹¹⁾ から採用された。詳細は Hirsch, Roberts と Samuels の論文⁽⁸⁾⁽⁹⁾⁽¹⁸⁾ に述べられている。モードⅠの計算は Hirsch と Roberts の論文⁽¹⁹⁾ でなされている。

点 X, Y での新しい転位ループの核生成に対する条件は、クラック先端からの臨界距離 x_c での応力が線張力/鏡像力の抵抗に抗して転位ループを拡大する為に十分な大きさでなければならない。最初に放出された転位に対して核生成は次式で与えられる K の臨界値で起こる(モードⅢのモデル)。

$$K_N = \alpha \mu b (2\pi/x_c)^{1/2} \quad (8)$$

この式はモードⅠのモデルと同じ表現である。ここで α は常数。計算は異なる値の α と x_c に対して行われた。

図 8 は計算機シミュレーションの主な特徴を図で示したものである。図 8(a)は転位の位置の時間変化を示す。それらは無転位帯(DFZ)を素早く横切り、移動しながら逆に堆積する。 $d_{crit} = XZ$ で転位は点 Z を遮蔽する。図 8(b)は一定 $\dot{K}$ の値の試験で負加された K の線型増加を、各転位が放出されそ

図8 計算機シミュレーションの主な特徴。
(a) 転位の位置と時間の関係。DFZ は転位が存在しない帯域の限界である。 d_{crit} で転位は図7の点Zを遮蔽することができる。
(b) 時間に伴う負応力強度因子 K 、転位源での局所応力強度因子 K_{es} および点Zでの局所応力因子 K_{ez} の変化。 $K_{ez}=K_{1c}$ の時に破断が起こり、それに対応する負応力強度因子 K を K_F とする。

して立ち去る過程に応じた転位源での K_{es} のジグザグ変化を、そして最初の転位が d_{crit} を横断したときに初めて K の直線から外れて、 K_{es} と同様に变化する K_{ez} の変化を示す。モデルでは破壊は

$$K_{ez}=K_{1c} \quad (9)$$

を満たす時に起こると仮定されている。対応する $K=K_F$ の値は図8(b)に示されている。

図9は異なる K_N の値に対する K_F と d_F (先行する転位が運動する距離)の変化を示す(モードⅢ)。計算された歪速度に対して、遷移は観測した温度範囲で起こるが、遷移は漸進的で鋭くないと予想される。

鋭い遷移は、 K_{1c} に非常に近い $K=K_0$ の値で核

図9 種々の K_N の値に対して、温度に伴う K_F および先行する転位が運動する距離 d_F の予想される変化(モードⅢ)。漸進的に遷移する性質に注目⁽⁹⁾。

生成される現象($K=K_N \ll K_0$ で活動する転位源を K_0 で核生成する現象)が起こると仮定される場合にのみ得られる。図10は K_N と $0.95K_{1c}$ の間で変化する K_0 と K_F の関係を示す(モードⅢ)。急峻な遷移が $K_0 \sim K_{1c}$ を満たす時にのみ得られることは明瞭である。図11はどの様にしてこれが得られたかを示す。三つの温度での K_{ez} が示されている。各々の場合、時間軸の零は $K=K_0$ に対応する。いくらかの時間が経過してから K_{ez} が K の直線から外れ始め、転位がZに達する(すなわち、実験では転位が $d_{crit}=7.5 \mu m$ 運動する)。783 Kでは、この離脱は K が K_{1c} を超えた後に起こり、それ故その挙動が脆性的である。 $T_c(808 \text{ K})$ では K_{ez} は K_{1c} あるいは

図10 $K_N=0.2K_{Ic}$ の場合で、種々の K_0 の値(転位源が核生成される時)に対して、温度に伴う K_F (そして d_F) の変化. $K_0=0.95K_{Ic}$ の時、鋭い遷移が得られることに注目⁽⁹⁾.

図11 T_c 直下, T_c および T_c 直上の温度での時間に伴う K_{ez} の変化. 遷移点で K_F に飛びが生じることに注目⁽⁹⁾.

K_{Ic} より少し小さい値で K から外れる. それから K_{ez} は急速に下降し, そして後に上昇して K_{Ic} に近づく. その時, はるかに大きい K_F の値で脆性破壊する. この様にして K_{ez} の降下を引き起こした転位の雪崩的放出により T_c の直下から直上の温度で K_F の値に飛びが起こる. T_c 以上の温度(843 K)で K_{ez} の降下量は大きい. モード I の計算でも詳細は少し異なるが, 基本的には同じ様な結論が得られた⁽¹⁹⁾.

これらの計算からの結論は“ $K=K_{Ic}$ 近傍での核生成現象が鋭い遷移を説明する為に必要である”ということである.

4. 核生成モデル

二つの核生成モデルが発展された. 一つは転位が表面に存在しているオックスフォード・グループの実験に適応する. 二つめは例え在るとしても少ない転位が予め結晶中に存在するゲッチングやナンシー・グループの実験に適応する.

モデル A—結晶中に存在する転位の効果

オックスフォード・グループの実験では先駆のクラックが室温で表面を押し込むことにより導入された. 塑性帯が押し込みの過程で形成される. 図12は

その結晶幾何学を示す。斜線を入れた領域は塑性帯である。半円型のクラック断面はPYQである。核生成現象は転位が塑性帯からクラック先端へ運動し、交差すべりによりクラック先端転位源を形成することから成り立っていると考えられる。その様な可能性の一つが図12に示されている。図では転位がYへ動き、交差すべりにより転位源に変換する。多分、多重交差すべりによるクラック断面の周りの螺旋転位の運動を含むもっと複雑な経路が可能である。すべり面がクラック先端に接するならば、転位源から放出され、それが張り出した転位ループにかかるクラック先端の応力が最大になるので、クラック断面上の点XとY(図4参照)が転位源の形成に都合のよい場所であるらしい。転位がクラック先端に達するためにはクラックの半径(r_0)程度の距離を運動しなければならないだろう。もし塑性帯中の転位源の長さが l であればこの転位源に働く応力は $\tau_d = \mu b/l$ で、それに対応する応力強度因子 K_d は

$$K_d = ((8\pi r_0)^{1/2}/f) \mu b/l \quad (10)$$

ここで、 f は方位因子である。一定 $\dot{K}$ の値の試験中に K が増加するにつれ、転位は $K=K_d$ を満たす時に動き始め、先端に到達し、そして $K=K_0$ を満たす時にその転位は転位源を形成する。 f が転位の運動中一定であると仮定すると、式(2)を用いて次式が導かれる。

$$K_0^{m+1} - K_d^{m+1} = \frac{2(m+1)(8\pi)^{m/2} r_0^{1+m/2}}{(m+2)f^m} \cdot \left(\frac{\dot{K}}{v_0}\right) \quad (11)$$

一旦クラック先端の転位源が核生成されると、遮蔽は大変早く、その結果実際には $K_0 \sim K_{1c}$ となる。

図12 圧子下の塑性領域内で転位がクラック先端へ動き、それに続いて交差すべりすることによるクラック先端転位源の核生成。

この様にして、もしクラックの結晶幾何学(r_0)と塑性帯中の転位の構造(K_d)が一定であれば、 $(\dot{K}/v_0)$ が遷移点で一定であり、実験的に観測されたもの(式3))と一致する。式(1)の C の値は次式の様に予想される。

$$C = \frac{2(m+1)(8\pi)^{m/2} r_0^{1+m/2}}{(m+2)f^m A (K_{1c}^{m+1} - K_d^{m+1})} \quad (12)$$

表2は $\ln C$ の計算値と実験値を比較したものである。両者は大変良く一致している。モデルはまたクラック寸法(r_0)が大きければ、 $(\dot{K}/v_0)$ が小さいことを、それ故に同じ $\dot{K}$ に対して v_0 と T_c は大きくなければならないことを予言する。この効果はオックスフォード・グループの実験(図3)で観測されている。37.4 μm のクラック半径に対する T_c は13.3 μm のクラック半径に対するものよりも約50 K高いことが見いだされた⁽⁹⁾。

この様に、観測された T_c の歪速度依存性はこのモデルで定量的に説明される。そして T_c は構造敏感であり、結晶中に存在する転位の転位源の長さ l とクラック先端からの距離(r_0)の両方に依存することが明瞭である。転位密度を増加させると、すなわち r_0 を減少させると(しかし、 l は一定に保ちながら)、 T_c を下げるるとともに、一般的に材料中に存在する転位で延性が増す効果を例証している。

提案されたモデルは、オックスフォード・グループの実験ではクラック先端転位源を生み出す既存転位が表面での押し込み塑性帯の中に存在すると仮定する。それ故に、深さ4 μm の表面層を研磨で取り除いて実験が行なわれた。その結果が図13⁽²⁰⁾⁽²¹⁾に示されている。(a)は最初の照査試料の結果を示し、 $T_c=818$ Kである。(b)は表面層が研磨された試料に対する遷移曲線を示す。 T_c に約50 Kだけ増加し、 $T_c=868$ Kである。(c)は(b)での処理後、擦り減らした試料に対する曲線を示す。後者の処理は表面転位を導入する。 T_c が再び約40 Kだけ減少し、828 Kになった。これらのオックスフォード・グループの実験結果は T_c が表面層の既存転位により支配されていることを確実にした。

表2 $\ln C$ の計算値と実験値
(C の単位は $\text{Pa}^{-1} \cdot \text{m}^{-1/2} \cdot \text{s}$ である)

	真性珪素 ($2 \times 10^{19} \text{ Pm}^{-3}$)	n型珪素 ($2 \times 10^{24} \text{ Pm}^{-3}$)
式(2)からの計算値	-35.8	-30.2
Hirsch, Roberts および Sameles の実験値 ⁽⁹⁾	-36 ± 1	-31 ± 1

図13 (a)通常の予めクラックを導入した珪素に対する脆性-延性遷移。
(b)4 μm の表面層が研磨された試料に対する脆性-延性遷移。 T_c が 50 K 上昇することに注目。
(c) (b)と同様に表面層が研磨され、その後擦り減らされた試料に対する脆性-延性遷移。 T_c が再び 40 K 下降していることに注目^{(20) (21)}。

モデルはまた既存のクラック先端転位源を持つ試料が動的なシミュレーション・モデルにより予言された型の漸進的な遷移を有すること、すなわち図 9 を予言する。それ故に、 T_c で予加工されている (適切な K の値で) 試料は $K \sim 0.9K_{1c}$ まで上昇する。この様な条件下ではクラック先端転位源が、遮蔽する為に活動することなく形成されるべきである。この様な試料は漸進的遷移を示すと期待される。図14は実験結果を示す。遷移曲線(白丸)は実際に漸進的であり、照査試料からの曲線(黒丸)と比べると低い温度に移行した。シミュレーションにより予言された曲線(黒四角)も示されている。実験と予想される曲線が定性的に一致している^{(20) (21)}。

これらの実験は、モデルの基礎的な推進力を、鋭い遷移が核生成現象に付随していることを、そして、もし十分な数のクラック先端転位源が存在するならば、遷移は漸進的であるだろうことを確実なものにした。

モデル B—クラックの前方に沿った低転位源密度

このモデルでは結晶中に存在する転位が何の役にもたたないと仮定される。すなわち、

$$K_d > K_{1c} \quad (13)$$

である。これは Brede と Haasen⁽⁵⁾ や Michot⁽⁶⁾ の実験の場合であると考えられる。それにもかかわらず静的荷重負加条件下で^{(5) (12)}, $K < K_{1c}$ の値に対するこれらの実験で転位は生み出される。それ故に、我々は転位がクラックに沿った数個の特別な場所で、すなわち表面またはレジ等で、 $K = K_N < K_{1c}$

図14 黒丸：予めクラックを導入した珪素の照査試料。
白丸：照査試料を T_c で $\sim 0.9K_{1c}$ まで変形した試料から得られる漸進的な脆性-延性遷移。
黒四角：予加工した試料に対して計算機シミュレーションで予想される脆性-延性遷移^{(20) (21)}。

を満たす時に放出されると仮定する。これらの場所から放出された転位ループはその前方の応力を遮蔽しないのでクラック前方に沿った他のもっと困難な場所を活性化するのを助ける。あるいは拡張する転位ループの螺旋部分がクラック先端で交差すべりにより新しい転位源を生み出すかもしれない。もくろまれたモデルが図15(a)に図示されている。それは

図15 核生成期に対するリュースダス帯型モデル：

(a)すべりはクラック先端に沿った2~3の都合のよい場所で始まり、クラックの前方に沿って拡大する。

(b)単純化された(a)を記述するための計算機シミュレーション・モデル。 T_c で転位は $K = K_{1c}$ になる前に $i d_{crit}$ だけ動かねばならない。そして、その過程で多くの転位源を核生成する。

(c)ゲッチンゲン・グループとナンシー・グループの実験における実際の結晶幾何学。

クラック先端に沿ってそしてクラック先端から離れて拡大するミニ・リュウダース帯の様である。計算を実行する為の単純化したモデルが図15(b)に示されている。このモデルでは転位ループが存在しないクラック前方の部分に沿って遮蔽がおこらず、初期の転位源の間にある点Zでの遮蔽が拡張する転位ループが点Zを通過したときのみ起こると仮定されている。転位ループがクラック前方に沿って横断するにつれて、さらに多くの転位源が生みだされるだろうとも仮定されている。すなわち、リュウダース帯の伝播により生みだされた転位源間の距離 $2d_{crit}$ が初期の転位源間の距離 $2i_{crit}$ より短いだろうと仮定されている。その上、脆性-延性遷移に対する条件は $K=K_{1c}$ を満たす前に初期の転位源からの転位ループが距離 i_{crit} 横断しなければならないことである。この条件が T_c を決定する。遷移の鋭さは i_{crit} により決められる。もし i_{crit} が d_{crit} よりはるかに短ければ、新たに形成された転位源から雪崩的に放出された転位により遮蔽は大変早くそして効率的に行われ、その結果遷移は鋭い。このモデルでも実験結果(式(3))と一致して、 $(\dot{K}/v_0)$ は T_c で一定である。

このモデルは Michot⁽⁶⁾、Michot と George⁽⁷⁾ および Brede と Haasen⁽⁵⁾ の実験に応用された。しかしながら、彼らの実験のほとんどはクラック断面が{112}面に沿っており、活動すべり面がクラック断面に平行でなくて図15(c)に示した様にクラック断面と相交わる。それ故、単純化されたモデルが実験を詳細に説明出来ると思えない。図15(c)の結晶幾何学に対して、我々は前に形成されたすべり線から応力を遮蔽しないか、またはすべり帯の広がりを生み出す二重交差すべり機構のどちらかで促進されて新しい転位源を生み出すことにより、 K_{1c} 以下でクラック前方に沿って塑性帯が広がりつづけると考える。

ナンシー・グループの実験(Michot の総合報告参照⁽⁶⁾)では、クラック先端の周りに形成された塑性帯の外周の転位速度がX線トポグラフで測定された。{112}面に平行なクラック断面を持つ試料に対し、塑性帯はクラック先端から伝播している5本の明瞭な葉状の部分から成る。すべての葉状の部分は(111)クラック面と交わる三つのすべり面上のすべりと関係している。一つの葉状の部分(E)はクラック先端の{110}伝播方向に平行であり、それに先んじて広がる。他の四つ(A, B, C, D)は{112}クラ

ック断面と30°傾いた線に沿ってクラック面と交わるすべり面に平行である(図5(c)参照)。浮遊帯法で作製した真性珪素について、 $T=998\text{ K}$ ($T_c=988\text{ K}$ より少し高い)、 $\dot{K}=310\text{ Pa}\cdot\text{m}^{1/2}\cdot\text{s}^{-1}$ で試験したこれらの葉状部分の先端の位置(すなわち先行する転位の位置)が、 K の関数として図16に示されている。図16は色々な K_0/K_{1c} の値について、この温度と $\dot{K}$ に対する計算機シミュレーションの結果も示す。このシミュレーションはモードIとモードIIIの両方ともに $K_N=0.3K_{1c}$ を仮定している。大きな K/K_{1c} の値で、すなわち大部分のトポグラフの結果が得られた長い時間で、予想された先行する転位の位置は仮定されている K_0/K_{1c} の値に比較的鈍感であり、実験値はモードIとモードIIIの場合に対するシミュレーションの結果の間にあることに気付く。実験とシミュレーションの結果の一致は、実験とモデルの間の結晶幾何学の差を考慮すると驚くほどよい。

この一致は、与えられた $\dot{K}$ と温度に対して、動的シミュレーション・モデルがクラック先端で生み出される転位の伝播を十分に説明出来ることを支持する。しかしながら、これらの実験は T_c を予言するモデルで核生成の部分の妥当性を調べる結果を供

図16 X線トポグラフにより決められた⁽⁷⁾塑性領域A, B, C, D, Eの異なる部分で先行する転位の位置と時間または K の関数。実線は $K_N=0.3K_{1c}$ と仮定した、色々な K_0/K_{1c} の値に対する計算機シミュレーションの結果である(モードIとモードIIIに対するS. G. Robertsの計算による)。

表3 ナンシー・グループの実験に対するモード I のシミュレーション⁽⁶⁾⁽⁷⁾.

(1) $\dot{K}/\dot{K}_0$	0.3	1.0	2.0	10.0
(2) T_c (実験)	946	988	1000	1075 (K)
(3) τ (実験)	10	14.6	16.3	13.1 (MPa)
(4) T_c (モデル)	945	988	1015	1090 (K)
(5) τ (モデル)	10-11	10-12	10-12	9-14 (MPa)
(6) v_d (モデル)	0.8	2.8	6	30 ($10^{-7} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$)
(7) $v_d/\dot{K}/\dot{K}_0$	2.7	2.8	3.0	3.0 ($10^{-7} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$)
$(\dot{K}_0=310 \text{ Pa} \cdot \text{m}^{1/2} \cdot \text{s}^{-1})$				
モデルに対する $K_N=K_0=0.3K_{1c}$,				
パラメーター $K_{1c}=0.93 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$,				
$i d_{\text{crit}}=550 \mu\text{m}$				

Roberts による計算.

給しない. モデルのこの部分の妥当性を調べるためには, 初期の転位源間距離, すなわち $2i d_{\text{crit}}$ を知る必要がある. この情報がないから, 色々な $\dot{K}$ の値に対して観測された T_c を最もよく予言できる $i d_{\text{crit}}$ の値を計算機シミュレーションで決めた. 表3 はナンシー・グループが浮遊帯法で作製した真性珪素について行った実験条件での $\dot{K}$ の値に対するモード I のシミュレーションの結果を示す. $\dot{K}$ の値は標準的な $\dot{K}_0=310 \text{ Pa} \cdot \text{m}^{1/2} \cdot \text{s}^{-1}$ の値に関する比として表されている. 表3の列(2)と(3)は T_c と葉状部分中の先行する転位に働く応力 τ の実験値を与える. 後者は, 例えば図16に示した転位の位置のデータを, 異なる葉状部分にわたり平均化し, そして式(2)を用いて計算した速度から得られる. モデル計算は $K_N=0.3K_{1c}$, $K_{1c}=0.93 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$ (T_c 以下での実験値)そして $i d_{\text{crit}}=550 \mu\text{m}$ について遂行された. 列(3)と(4)は T_c と τ (範囲は速度が計算される K の値に依存する)の計算値を与える. それらの値の一致は非常に満足できるものである. すべてのデータは一つの $i d_{\text{crit}}$ の値を基準として十分に説明することが出来る. この大きさは結晶の厚さと同じ程度である. それ故, 我々はナンシー・グループの実験ではすべりは表面で開始すると考える.

列(6)は $K \sim K_{1c}$ の条件で配列中の先行する転位の速度 (v_d) の予想値を与える. 列(7)は v_d と $(\dot{K}/\dot{K}_0)$ の比を与える. Michot と George の実験⁽⁷⁾では T_c でのこの比が 150 K の間に渡り一定であるように見える. シミュレーションの結果(列(7))はその不変と実際の大きさを考慮してこの実験結果を確実にした.

モード III の計算も実行された. これらの結果もまた T_c の観測値と計算値のよい一致をみたけれど, その時の $i d_{\text{crit}}$ の値は $1050 \mu\text{m}$ である. 予想された $v_F/(\dot{K}/\dot{K}_0)$ の値はやはり一定であるが, 観測値より因数が約 2 だけ大きい.

表4 ゲッチング・グループの実験に対するモード I のシミュレーション⁽⁵⁾.

(1) $\dot{K}/\dot{K}_0$	14.78	37.42	69.03	144.5
(2) T_c (実験)	939.7	973.7	993.8	1023.2 (K)
(3) T_c (モデル)	940	974	994	1023 (K)
(4) τ (モデル)	30-40	30-40	30-40	30-40 (MPa)
(5) v_d (モデル)	2.5-3.5	6-9	12-16	25-35 ($10^{-7} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$)
(6) $v_d/\dot{K}/\dot{K}_0$	~ 0.2	~ 0.2	~ 0.2	~ 0.2 ($10^{-7} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$)
$(\dot{K}_0=310 \text{ Pa} \cdot \text{m}^{1/2} \cdot \text{s}^{-1})$				
モデルに対する $K_N=K_0=0.3K_{1c}$,				
パラメーター $K_{1c}=0.93 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$,				
$i d_{\text{crit}}=40 \mu\text{m}$				

Roberts による計算.

大部分の Brede と Haasen の実験⁽⁵⁾はかなり大きい歪速度で行われた. 表4 は浮遊帯法で作製した n 型珪素についての彼らの実験に対する計算機シミュレーションの結果を示す. 列(1)は $\dot{K}_0$ の値に規格化された Michot と George の実験⁽⁷⁾⁽¹²⁾での $\dot{K}$ の値を与え, 列(2)は T_c の実験値を与える. 列(3)は, この場合には $i d_{\text{crit}}=40 \mu\text{m}$ を仮定した T_c の計算値を与える. 転位速度の活性化エネルギーは $\dot{K}$ の T_c 依存性から見いだされたものと矛盾しない高い温度範囲における真性珪素の値を仮定している (Brede と Haasen⁽⁵⁾の表3を参照). 計算上の他のパラメーターは表3のものと同一である. T_c の観測値と計算値の一致はほぼ完全で, 思いがけないくらいである. 先行する転位の速度(列(5))とそれに働く応力(列(4))はナンシー・グループの実験(表3)でのものよりかなり大きい値であると予想されるが, この場合の比較のための実験データが手に入れない.

Michot と George⁽⁷⁾および Brede と Haasen⁽⁵⁾の実験において, T_c の値は後者の実験の歪速度がはるかに高いにもかかわらず同じ様な値である理由は, シミュレーションから推論される $i d_{\text{crit}}$ の値が遥かに小さいからである. これに対する理由は分からない. しかしながら, Brede と Haasen⁽⁵⁾の実験の一つの問題点は $K \sim K_{1c}$ でしばしばクラック・ジャンプを観測していることであるが, その現象が時々刻々にクラックを捕捉して転位源を導入したことによるかどうかに関しては憶測の域を出ない.

T_c の $i d_{\text{crit}}$ および $\dot{K}$ 依存性は簡単に理解することが出来る. 先行する転位が $K=K_{1c}$ になる前に $i d_{\text{crit}}$ だけ動ける時間は $(K_{1c}-K_N)/\dot{K}$ である. v_d は近似的にこの時間間隔での転位の平均速度と等しいと仮定すると, 転位が $i d_{\text{crit}}$ 動くのに要する時間は $i d_{\text{crit}}/v_d$ である. 我々はこれらの二つの比が T_c で等しいと期待する. それ故に,

$$\frac{v_d}{\dot{K}} \sim \frac{i d_{\text{crit}}}{(K_{1c} - K_N)} \quad (14)$$

この様にして、小さい $i d_{\text{crit}}$ の値に対して、もし v_d が温度のみに依存すると仮定すると(すなわち、色々な $\dot{K}$ の値に対する応力の変化が比較的小さいと仮定する.)、同じ T_c の値は適当に大きい $\dot{K}$ の値に対して得られるだろう。たとえ予想された転位に働く応力の値が表3のものより表4のものの方が高いとしても、上の結論はやはり有効である。これらの実験において T_c の値の範囲は、表4の $\dot{K}$ の値が表3の値より遥かに大きい故に類似している。モデルに従うと表3と表4で予想された $v_d/(\dot{K}/K_0)$ の値は近似的に $i d_{\text{crit}}$ の値の比であることにも気が付く。

T_c の値が初期のクラック先端転位源間の距離 ($2i d_{\text{crit}}$) により決められる一方、脆性-延性遷移の鋭さは核生成段階が完了した後の転位源間の距離、すなわち $i d_{\text{crit}}$ により支配される。モードⅠとモードⅢの両方で、小さい $i d_{\text{crit}}$ の値、 $1 \sim 10 \mu\text{m}$ に対する計算が、遷移点での破壊時の応力強度因子 (K_F) の各段階で実行された。図17に代表的な結果を示す。モードⅠに対する計算は、 K_{ez} が十分長い時間では K_{ez} に近似でき、そして $K_f \sim 3K_{1c}$ となる。モードⅢに対する計算は、 $i d_{\text{crit}} \sim 1 \sim 2 \mu\text{m}$ の値の場合 K_f の値が Brede-Haasen の実験⁽⁵⁾で達成されている値の $\sim 10K_{1c}$ を超えると予想される。

図17 T_c で K_F の値に大きな飛びを示す小さい $i d_{\text{crit}}$ の値に対する遷移点での K , K_{ez} および K_{es} の変化。

5. 結 論

クラック先端で発生する転位の動力学を計算機シミュレーションによる結果と、それに対応する珪素についての実験は、脆性-延性遷移の性質を支配する基礎的な過程に対してかなりの洞察を与える。

(1) たとえあるにしてもクラック先端に最初に存在する転位は少なく、新しい転位源が $K_0 \sim K_{1c}$ の値で核生成された時に鋭い遷移が起こる。核生成の後、これらの転位源は $K_N \ll K_0$ で働く。

(2) 鋭い遷移に対しては、定歪速度試験での T_c がクラック前方に沿って起こる核生成現象に要する時間により決められ、二つの機構が提案された。

(a) 既存転位がクラック先端へ動き、そして転位源を形成することによりクラック先端転位源を核生成する。 T_c は外部転位が $K \sim K_{1c}$ の前にクラックに到達するのに要する時間で支配される。 T_c を支配する因子は $(\dot{K}/v_0)$ 、既存転位が動き始める応力強度因子 $K_d (< K_{1c})$ 、および転位とクラック前方の間の距離 (r_0) である。すなわち、 T_c は既存転位の配列に依存する。結晶中の既存転位は $K_d < K_{1c}$ の場合にだけ脆性-延性遷移に影響する。遷移の鋭さは核生成期の末期のクラック先端転位源間の距離 ($2i d_{\text{crit}}$) で支配される。オックスフォード・グループの実験における臨界試験の結果はこのモデルに相当する。

(b) 2~3 の特別な場所から放出された転位ループがクラック前方に沿って運動(リュエダース帯型機構)して核生成する。 T_c は K が K_{1c} に到達する前に初期の転位ループが $i d_{\text{crit}}$ 動くのに要する時間で支配される。 T_c を支配する因子は $(\dot{K}/v_0)$, K_N および $i d_{\text{crit}}$ である。後者のパラメーターは T_c を特に構造敏感にする。遷移の鋭さは $i d_{\text{crit}}$ と K_0 により支配される。このモデルは矛盾なく関連した実験結果を説明するけれども、現時点では $i d_{\text{crit}}$ についての独立した証拠がないのでモデルは推測の域を出ない。

(3) クラック先端転位源がすでに存在し、核生成が無視できるとき、遷移は漸進的に起る。これはクラック先端近傍での既存転位密度が大きいときの場合に当てはまる。これは多分予めクラックを導入した b.c.c. 金属で見いだされた漸進的な遷移、すなわち図1⁽²⁾の原因である。

(4) T_c の歪速度依存性は転位ループの核生成に対する活性化エネルギーでなくて転位速度を支配する活性化エネルギーにより支配されている。無転位珪素に対してでさえ、すべりが $K < K_{1c}$ で開始できる場所が何か存在するように思われる。

(5) T_c または T_c 以上で予加工された予めクラックを導入した材料は二つの効果を持つ。

(a) すべての転位の動きが凍結される温度に冷却

すると、脆性破壊応力は試料が高温で除荷されたの
とほぼ同じ応力になる(延性は全く増加しない)。

この効果は、高温での塑性変形によりクラックを
遮蔽し、その遮蔽効果が室温で凍結されていること
による。この過程は既存のクラックを危険でないよ
うにするのに役立つ。この効果は鋼でよく知られて
いる温間予加工効果である。

(b) 鋭い遷移を持つ、すなわちクラック先端で殆
ど転位源がない材料では、 T_c または T_c 以上で予加
工すると T_c 以下の温度で活動するクラック先端転
位源を核生成して、漸進的な遷移に移行する。漸進
的な遷移領域の温度で変形すると、脆性破壊が起こ
るまでその温度でクラックの周りの塑性帯の拡大が
続く。

両方の機構が脆性-延性遷移を示す材料で起こる。
それ故、この様な予加工処理が材料例えば金属間化
合物やファイナ・セラミックスに施されると、特殊
な場合に材料の利用範囲が拡大される可能性がある。

謝 辞

実験を実行した協力者 J. Samuels と P. D.
Warren に、その予言力が印象的であった計算機シ
ミュレーション・モデルの開発と実験全体を指揮し
た S. G. Roberts 博士に、そして活気ある実験結果
の検討を一緒に行った彼らのすべてに対して感謝す
る。研究費を援助していただいた SERC と BP 開
発研究部門に感謝する次第です。

文 献

- (1) J. F. Knott: *Fundamentals of Fracture Mechanics*, London, Butterworth, (1973).
- (2) D. Hull, P. Beardmore and A. P. Valintine: *Phil. Mag.*, **12**(1965), 1021.
- (3) J. Samuels and S. G. Roberts: *Proc. R. Soc. Lond.*, **A421**(1989), 1.
- (4) J. Rice and R. Thomson: *Phil. Mag.*, **29**(1974), 73.
- (5) K. Brede and P. Haasen: *Acta Metall.*, **36**(1988), 2003.
- (6) G. Michot: *Crystal Properties and Preparation*, **17 and 18** (1988), 55.
- (7) G. Michot and A. George: *Proc. of 6th Intern. Confer. on Dislocations in Semiconductors*, ed. D. B. Holt and S. G. Roberts, Bristol, Institute of Physics, (1989), in press.
- (8) P. B. Hirsch, S. G. Roberts and J. Samuels: *Revue Phys. Appl.*, **23**(1988), 409.
- (9) P. B. Hirsch, S. G. Roberts and J. Samuels: *Proc. R. Soc. Lond.*, **A421**(1989), 25.
- (10) C. St. John: *Phil. Mag.*, **32**(1975), 1193.
- (11) A. George and G. Champier: *Phys. Status. Solidi*, **53a**(1979), 529.
- (12) G. Michot and A. George: *Scripta Metall.*, **20**(1986), 1495.
- (13) T. Y. Zhang and P. Haasen: *Phil. Mag.*, **60**(1989), 15.
- (14) J. Weertman: *Acta Metall.*, **26**(1978), 1731.
- (15) R. Thomson: *J. Mater. Sci.*, **13**(1978), 128.
- (16) B. Majumdar and S. J. Burns: *Acta Metall.*, **29**(1981), 579.
- (17) R. Thomson: *Solid State Physics*, ed. H. Ehrenreich and D. Turnbull, New York, Academic Press, vol. 39 (1986), p. 1.
- (18) P. B. Hirsch, S. G. Roberts and J. Samuels: *Scripta Metall.*, **21**(1987), 1523.
- (19) P. B. Hirsch and S. G. Roberts: *Scripta Metall.*, (1989), in press.
- (20) P. D. Warren: *Scripta Metall.*, (1989), in press.
- (21) P. B. Hirsch, S. G. Roberts, J. Samuels and P. D. Warren: *Advances in Fracture Research*, ed. K. Salama, K. Ravi-Chandar, D. M. R. Taplin, P. Rama Rao, Oxford, Pergamon Press, (1989), p. 139.
- (22) M. Imai and K. Sumino: *Phil. Mag.*, **A47**(1983), 599.