

亀裂先端転位と脆性-延性遷移挙動

田中將己* 定松 直** 東田賢二***

1. はじめに

材料の破壊力学物性について、その巨視的挙動を原子レベルで理解し、制御しようとする気運が、近年高まっている。材料の靱性を理解する上で、亀裂先端の塑性域の挙動を如何に記述しモデル化するかが最重要の課題であることは、材料工学、機械工学など分野を超えて共通した基本的認識であった。しかし、「塑性域」の物理的内容は長く不明確なまま放置され、亀裂先端近傍の塑性域の微視的構造を解明しようとする気運が生まれたのは比較的近年のことである。特に破壊物理研究分野では、転位論に基づいた材料の靱性の理解が進み、その実験的検証と新たな理論展開の上で、亀裂先端塑性域の構造解析が強く望まれるようになった⁽¹⁾⁽²⁾。そのような中、シリコン結晶は材料の破壊現象を取り扱うためのモデル結晶として注目を集めた。その理由として以下のことが挙げられる。

(1) シリコン結晶は室温では脆性的に破壊するが、温度が上昇すると延性的な性質を示すようになる。この挙動は脆性-延性遷移(Brittle-to-ductile transition: BDT)と呼ばれ、一般の金属材料でも見られるものであるが、シリコン結晶では数°Cという狭い温度域で急峻に靱性値が上昇する鋭いBDTが現れる。

(2) 半導体産業におけるシリコンウェハの大量生産技術により、高純度完全シリコン単結晶を容易に入手出来る。

(3) シリコン結晶中の転位挙動に関して、充実した研究が蓄積されている。

このように、シリコン結晶における変形・破壊の研究は、当初は学術的興味によるものが主であった。しかし近年、デバイスの更なる高機能化への要求が高まりシリコン結晶の力

学的性質自体も実用的な観点から強い関心をもたれるようになってきている。

2. シリコン単結晶におけるBDT挙動

シリコン単結晶の変形挙動において、特に注目すべき点は先に述べたようにその鋭いBDT挙動にある。これは、図1³⁾で示すように、St. Johnに見いだされた。彼は破壊靱性値が急峻に上昇する温度をBDT温度とし、このBDT温度を荷重増加率の関数として系統的に整理し、(1)BDT温度と応力拡大係数増加速度との間にはアレニウス型の関係が見られ、BDTがある種の熱活性化過程に支配されているという

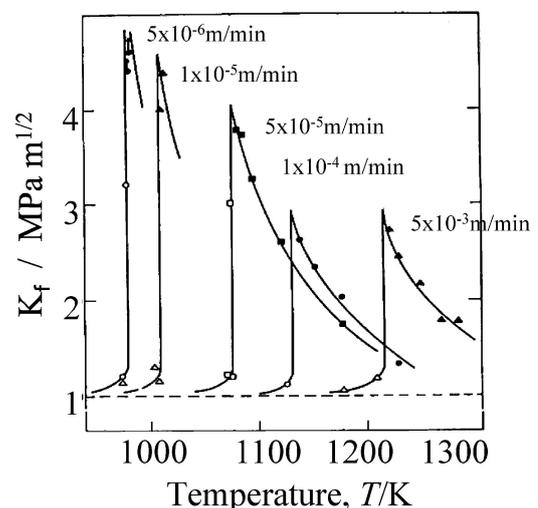


図1 シリコン単結晶における破壊靱性値の温度・歪速度依存性⁽³⁾。

* 九州大学大学院工学研究院材料工学部門；准教授(〒819-0395 福岡市西区元岡744)

** 鹿児島大学大学院理工学研究科；助教

*** 佐世保工業高等専門学校；校長，九州大学名誉教授

Crack-tip Dislocations and Brittle-to-Ductile Transition; Masaki Tanaka*, Sunao Sadamatsu** and Kenji Higashida*** (*Department of Materials Scienc and Engineering, Kyushu University, Fukuoka. **Department of Mechanical Engineering, Kagoshima University, Korimoto, Kagoshima. ***National Institute of Technology, Sasebo College, Sasebo)

Keywords: dislocation, silicon, brittle-to-ductile transition, crack, fracture, shielding, transmission electron microscopy, electron tomography, strain

2017年8月8日受理[doi:10.2320/materia.56.597]

こと、(2)BDT 温度の応力拡大係数増加速度依存性から求めた活性化エネルギーの値が BDT 温度近傍でのシリコン結晶中での転位運動の活性化エネルギーの値と良く一致すること、を実験的に示した。

ここで歪速度 ($\dot{\epsilon}$) と BDT 温度 (T_{BDT}) には次式が成り立つ⁽³⁾。

$$\dot{\epsilon} = \epsilon_0 \exp\left(\frac{-\Delta G_{BDT}}{kT_{BDT}}\right) \quad (1)$$

なお、 ϵ_0 は温度に依存しない定数、 k はボルツマン定数、 ΔG_{BDT} は活性化エネルギーである。アレニウスプロットより活性化エネルギーを実験的に求める事ができる。

図 2 に種々の単結晶材料により求められた ΔG_{BDT} と遷移温度との関係を示す⁽⁴⁾。パイエルス応力の高い結晶においては、図中に示すように結晶構造に拘わらず、遷移温度と活性化エネルギーの間には直線的な関係があることがわかる。この活性化エネルギーの物理的意味を理解するために、表 1 に種々の単結晶で得られた ΔG_{BDT} の値と BDT 温度近傍での転位運動の活性化エネルギー ΔG_d との関係を示す。表よりシリコン単結晶だけでなく、他のパイエルスポテンシャルが高い単結晶材料においても ΔG_{BDT} が、 ΔG_d とよく対応する事がわかる。このことから、BDT 挙動を律速している素過程は転位運動にある事がわかる。つまり ΔG_{BDT} は亀裂を有する試料において脆性と延性を分ける転位易動度の閾値を表している。歪速度一定の条件下において転位運動の活性化エネルギーは温度上昇と共に増大するが、その値がある値に達したときに BDT が起こる。St. John はこれを、外力増加に

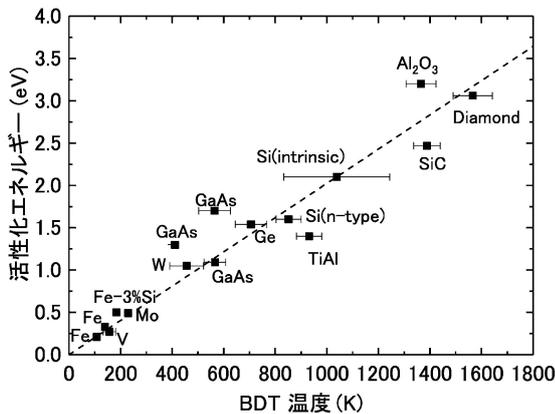


図 2 BDT 温度と活性化エネルギーとの関係⁽⁴⁾。

表 1 種々の単結晶から得られた活性化エネルギー。

Material	ΔG_{BDT} (eV)	ΔG_d (eV)
Intrinsic Si ⁽¹⁰⁾⁽⁴¹⁾	2.1	2.35
n-type Si ⁽¹⁰⁾⁽⁴¹⁾	1.6	1.7
Sapphire ⁽⁴²⁾	3.2	3.2
Intrinsic Ge ⁽⁴³⁾	1.54	1.58
GaAs ⁽⁴⁴⁾	1.09 (+0.04/-0.15)	1.1 ± 0.1
Diamond ⁽⁴⁵⁾	3.06 ± 0.25	2.6 ± 0.5
Mo ⁽⁴⁶⁾	0.49	0.49

よって生じる亀裂先端近傍での応力集中場の増大速度に、塑性域の広がり速さ、即ち転位運動速度が追いつくときに BDT が生じると表現している。

また、表 1 で見られるように n 型シリコンの ΔG_{BDT} 、 ΔG_d は純シリコンと比べて共に小さい。n 型シリコンは、電気伝導度を制御するために P や As が添加されており、これら元素が転位易動度の増加を引き起こし、その結果 BDT 温度が低下する事となる。これはいわゆる固溶軟化現象で他の金属でも同様に見られる。例えば、鉄にニッケルを添加すると BDT 温度が低下する現象はよく知られているが、この遷移温度の低下もニッケル添加に伴う鉄中の転位易動度上昇で説明できる⁽⁵⁾⁽⁶⁾。

3. 応力遮蔽効果

シリコン単結晶における BDT 挙動に関する研究は、先の St. John の研究に端を発し、Oxford (Hirsch, Roberts ら) のグループ⁽⁷⁾⁻⁽¹⁰⁾、Nancy (George, Michot ら) のグループ⁽¹¹⁾⁻⁽¹³⁾、Göttingen (Haasen ら) のグループ⁽¹⁴⁾⁻⁽¹⁶⁾等を中心として更に活発な議論がすすめられ、BDT 温度で見られる破壊靱性値の上昇は亀裂先端近傍での転位による応力遮蔽効果と呼ばれる応力緩和過程として説明できることが明らかとなった。次に、この応力遮蔽効果について述べる。

ここでモード I 亀裂を考え、そこに負荷応力拡大係数 K_I が作用し、塑性変形が全く起きていないとすると、亀裂先端近傍の応力 σ_{ij} は、よく知られるように、亀裂先端を原点とした極座標 (r, θ) の位置で、次式のように与えられる。

$$\sigma_{ij} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} f(\theta)_{ij} \quad (2)$$

ここで、 $f(\theta)_{ij}$ は亀裂のモードやその他のき裂の幾何学的条件によって決まる θ の関数である。

次に塑性変形が起きた時を考えると、亀裂先端近傍の応力場は、外力に加えて発生した転位の内部応力場も考慮する必要がある。一般に、亀裂先端近傍に転位が導入されると、転位によって生じる内部応力場によって外力と同様に亀裂先端近傍では応力集中が生じる。この転位による応力 σ_{ij}^D も式 (2) と同様の形式で以下に表す事ができる。

$$\sigma_{ij}^D = \frac{k_{1d}}{\sqrt{2\pi r}} f(\theta)_{ij} \quad (3)$$

なお、 k_{1d} は転位による局部応力拡大係数である。

式 (2)、(3) より、負荷状態において転位も存在する場合での応力 σ_{ij}^T は、次式のように書ける。

$$\begin{aligned} \sigma_{ij}^T &= \sigma_{ij} + \sigma_{ij}^D \\ &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} f(\theta)_{ij} + \frac{k_{1d}}{\sqrt{2\pi r}} f(\theta)_{ij} \\ &= \frac{K_I + k_{1d}}{\sqrt{2\pi r}} f(\theta)_{ij} \end{aligned} \quad (4)$$

ここで、 $k_1 = K_I + k_{1d}$ と表され、 k_1 は局部応力拡大係数と呼ばれ、亀裂先端にかかる正味の応力拡大係数である。転位が導入された場合、その転位による k_{1d} は、一般に外力による

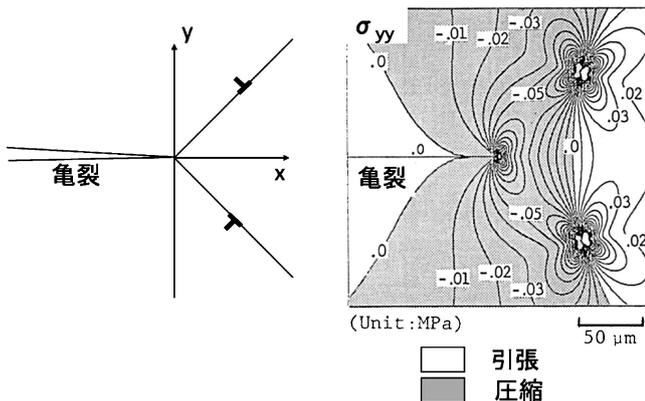


図3 転位による亀裂先端での応力分布⁽¹⁹⁾。

応力集中を緩和する(遮蔽する)ように働き、その際の k_{ID} の符号は負となる。ここで、この応力遮蔽効果を直感的に示すために、Thomson potential¹⁷⁾を用いて計算した刃状転位を含む亀裂先端近傍の応力場を図3に示す⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾。刃状転位は亀裂先端から100 μm 離れた所に位置し、それらの転位線方向は紙面に垂直で extra half plane はいずれも迂回面に対して亀裂側にあるとする。このような転位は mode I 亀裂が開く際に発生する。図3で示す応力成分は亀裂面に垂直な σ_{yy} で、外力は全く負荷されていないため応力場の発生源は転位の弾性応力のみである。転位芯に等高線が集中し、応力集中が生じていることはもちろんであるが、ここで注目すべき点は、それに加え亀裂先端にも応力集中が生じている事にある。この等高線は0.01 MPa毎に描いたもので、さらに陰影を施した領域が負の値、即ち圧縮応力を示している。この圧縮応力は、外力による亀裂先端の引張り応力集中を緩和(遮蔽)するため、亀裂を進展させるためには、より正の応力集中の増加、即ち負荷応力拡大係数を増加させる必要がある。これが転位の応力遮蔽効果を用いた破壊靱性値の上昇メカニズムである。

そこで次に転位遮蔽効果が破壊靱性の増加に実際に寄与することを確かめるため、シリコン単結晶を用いて次のような実験を行った。まず、予亀裂を導入した試料を1137 Kで亀裂先端近傍から塑性変形が発生したことを確認後、除荷、冷却した試料を作製した。次に予亀裂導入後全く高温での予変形を加えない試料を準備した。これら2種類の試片を用いて、新たには全く塑性変形の起こらない室温という条件で破壊靱性値を測定し、両者を比較した。その結果、1137 Kで予変形を与えた試料での破壊靱性値は $1.6 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ となり、予変形を与えなかった試料の破壊靱性値 $1.0 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ と比べ、約1.6倍に上昇した。これより、1137 Kでの変形時に亀裂先端で発生した転位による破壊靱性値の上昇量は $0.6 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ である事がわかる。この値が、式(3)で示した k_d に対応する。このように転位の導入によって破壊靱性値の上昇が認められ、応力遮蔽効果は確かに存在すると言える。

4. 亀裂先端歪場の可視化

前述の転位による亀裂先端近傍の応力遮蔽効果は、転位による弾性場によって生じている。その効果を原子スケールで立証するため、近年提案されている geometric phase analysis (GPA)⁽²⁰⁾を用いて、転位による遮蔽場の可視化に試みた。この手法は、高分解能電子顕微鏡法を用いて格子像をまず取得し、測定領域の格子像と歪の無い参照領域における格子像とを比較することで、原子サイズスケールでの歪場を測定できる。

図4(a)にシリコンウェハにインデンテーション法を用いて導入した亀裂先端近傍の高分解能電子顕微鏡像を示す⁽²¹⁾。亀裂は、図中央上部から中心に向けて伸びてやや開口しており、黒抜きで示している。なお、亀裂面は $\{110\}$ 面、亀裂進展方向は $\langle 100 \rangle$ 方向である。格子像より、亀裂先端に計4本の転位が導入されている事がわかる。FS/RH convention⁽²²⁾に基づきバーガースペクトルの解析を行った結果、いずれの転位の extra-half plane も迂回面を基準として亀裂に近い側に存在していることが明らかとなった。

図4(b)にGPAにより測定した(a)と同領域の歪マップを示す。座標軸は亀裂進展方向を x 軸、亀裂面方向を y 軸とし ϵ_{yy} を示す。亀裂先端から約3 nm離れた位置に4箇所の歪集中部が見られる。これは転位による歪場で、いずれの亀裂に近い側に圧縮の歪場を有しており、図3で示した転位での応力集中と対応している。ここで、亀裂先端部分の歪分布に着目してみると、圧縮歪場となっている。このように応力遮蔽効果の存在が原子サイズオーダーでも明らかとなっている。

5. 亀裂先端転位の透過電子顕微(TEM)鏡観察

Lawnら⁽²³⁾は圧痕法で亀裂を導入した試料を薄膜化し、透過電顕観察を行い、この手法が亀裂先端を膜内に含んだTEM試料の作製に有効である事を示した。彼らは更に、この手法で導入された亀裂は非常に鋭いことや、加熱によってその亀裂から発生する事を示した。またChaoとClarck⁽²⁴⁾は、試料ホルダーと試料の熱膨張率の違いによって亀裂に引張り荷重がかかるように試料を電顕ホルダーにセットし、TEM内で試料を加熱し、亀裂周辺から転位の発生する様子をその場観察した。このように、幾つかの亀裂先端転位像の観察例は報告されていたがTEM試料作製の難しさもあり、シリコン結晶の亀裂先端近傍をTEM観察した例はその後あまり報告されてこなかった。これを打開したのが、集束イオンビーム(Focused Ion Beam: FIB)法の開発である。FIB法は特定領域を選択的に薄膜化する事が比較的容易に行える。坂ら⁽²⁵⁾⁻⁽²⁷⁾はこの手法を亀裂先端領域の薄膜化に初めて応用し亀裂先端近傍のTEM観察を行った。

亀裂先端近傍での転位は3次元で入り組んでいる。それら転位の3次元構造を明らかにするために強力な手法とし

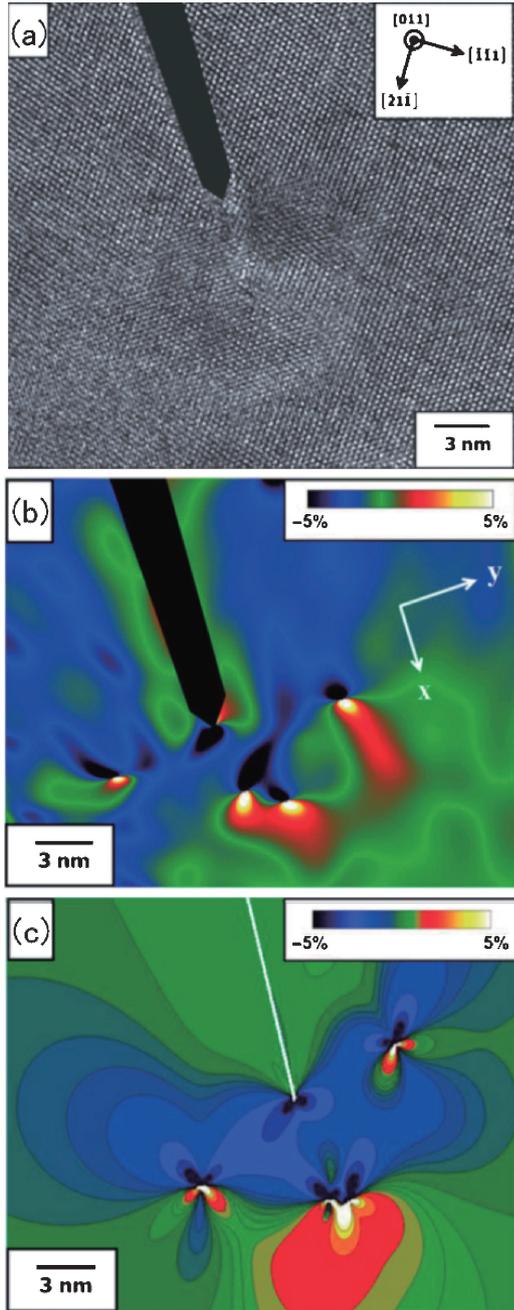


図4 (a)シリコン単結晶における転位を含む亀裂先端近傍の高分解能電子顕微鏡像, (b)GPAを用いて測定した亀裂先端近傍歪マップ(ϵ_{yy}), (c)解析式より求めた亀裂先端歪マップ⁽²¹⁾.

て電子線トモグラフィーが挙げられる⁽²⁸⁾⁽²⁹⁾. 電子線トモグラフィーは試料ホルダーを約 2° 毎に回転させて連続傾斜像を取得し, それらをコンピュータ上で再構築することで3次元像を得る手法である. この手法を応用し, 転位のトモグラフィ観察を初めて報告したのは Barnard ら⁽³⁰⁾⁽³¹⁾である. 彼らは GaN 薄膜中に存在している転位群を weak-beam 暗視野法とトモグラフィーを組み合わせで観察し, 膜内に垂直に並ぶ転位群の3次元再構築に成功した. TEMにおいて明瞭な転位像のコントラストを得るためには, 入射電子線をなる

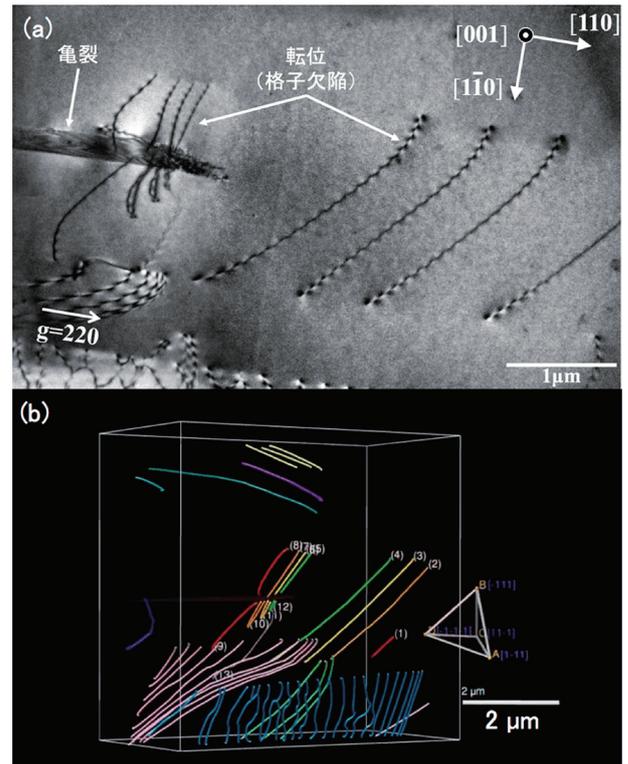


図6 (a)Si単結晶中の亀裂先端転位の超高压電子顕微鏡像(明視野), (b)(a)で観察された転位の再構築像⁽³⁵⁾.

べく平行に当て(平行ビーム), 透過波と一つの回折波のみを励起させる二波励起の条件で観察すると良い. 明瞭に転位の二次元像が得られる条件でトモグラフィ観察を行うことで回折コントラストを反映した転位の三次元像が得られる. トモグラフィ解析は連続傾斜観察で得られた各二次元観察像の重ね合わせから転位の三次元再構築を図るため, 信頼性の高い再構築像を取得するための鍵は, 試料ホルダーを $\pm 60^\circ \sim 70^\circ$ 程度連続傾斜させる間, 如何に同一の二波励起条件を保ち続けるかに尽きる. 一般の二軸傾斜ホルダーは, その先端部の幅が大きく, 高傾斜まで回転する事が出来ない. そのため, 電子線トモグラフィー用に細身で且つ多軸高傾斜ホルダーが開発されている⁽³²⁾.

ここで, 図5(a), (b)で示すように試料厚さを d とすると, 試料を θ 傾斜させたときの見かけの試料厚さは $d/\cos\theta$ で表される. この見かけの試料厚さは(c)で示すように始めは θ が変化してもほとんど変化しないが, 傾斜角度が 50° を超えたあたりから急激に増加を始め, 60° では元の試料厚さの2倍, 70° では3倍にも達する. 60° を超えてからの観察像の質と量が再構築像の像質を特に決定するため一般の二次元観察で用いる試料より薄い試料を用いた方が質の高い再構築像が得られる. しかし膜厚を薄くすると, 得られる深さ方向の情報が増えるため, 三次元観察の意義も低下してしまうことになる.

一般に電子線の試料透過能は電子の加速電圧に依存して大

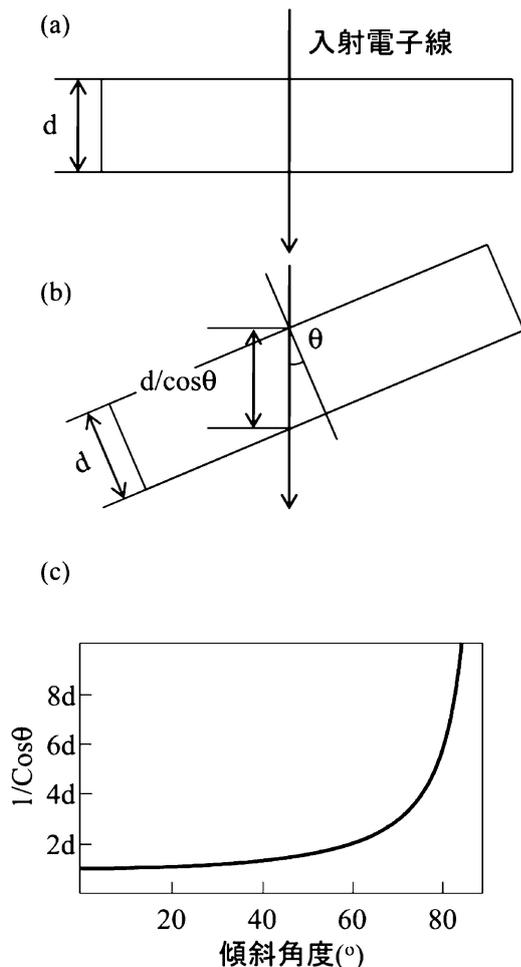


図5 (a)厚さ d の試料における膜面入射, (b)試料傾斜時の見かけの厚さ, (c)試料の傾斜角度 θ と見かけの試料厚さとの関係.

きくなる. そのため, 加速電圧の高い電子顕微鏡を使うことでより厚い試料中の転位を観察する事が可能となる. 特に, 超高圧電子顕微鏡(HVEM)は1000 kV以上の加速電圧をかけることが可能であることから, HVEM法と電子線トモグラフィーを組み合わせたHVEM-トモグラフィーが転位の三次元構造解析に有効な手段となる. 図6(a), (b)に超高圧電子顕微鏡(JEM-1300NEF)で観察した亀裂先端近傍の転位像とその連続傾斜観察より求めた転位の3次元再構築像とを示す. 再構築像を用いることで, 転位が載っている迂り面の同定が容易になる. また, 転位の消滅実験を用いた転位のバーガスベクトルの決定と併せて, 転位の性格付けを行うことによって, これら転位が亀裂先端へ及ぼす影響を計算することが可能となる. 即ち, 転位構造とバーガスベクトルがわかれば, 式(3)中の k_d の値を計算することが可能となる⁽³³⁾. k_d 計算の結果, これらの転位は亀裂先端を遮蔽するタイプの転位である事が明らかとなった⁽³⁴⁾. これは, 先ほどの高分解能電子顕微鏡観察結果とよく一致している.

転位の遮蔽(圧縮)場は転位ループの内側に発生し, 転位ループの外側では反遮蔽(引張)場となる. そのため, 迂り面が

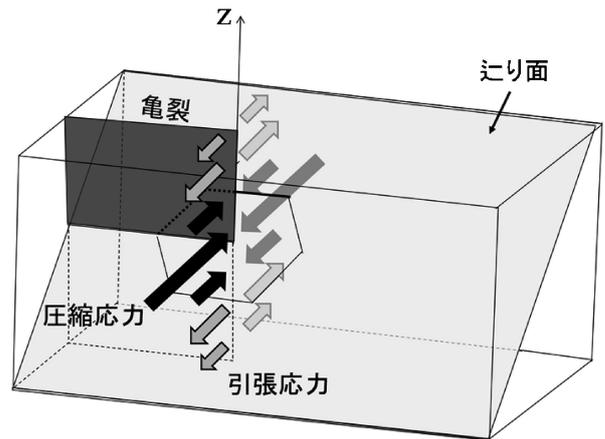


図7 亀裂面に対して迂り面が傾いている際の亀裂先端での応力分布模式図.

亀裂面に対して傾いている場合, 発生した転位は亀裂の前縁全体を遮蔽せずその一部のみを遮蔽する(図7). 一本の転位ループがもたらす反遮蔽場はその転位ループ外側のある位置で最大値をとる⁽³⁴⁾⁽³⁵⁾. 複数の転位ループが発生している亀裂先端における k_d の計算を実際に観察された転位構造を用いて行ったところ, 転位ループの中心から約 $1 \mu\text{m}$ 離れた位置に反遮蔽のピークが見られた. 反遮蔽がピークになる亀裂先端部が新たな転位源として働くことが示唆される. 実際に, 同じ試料のTEM観察で見られた転位源間隔は $0.6 \sim 1 \mu\text{m}$ であった. このことから迂り面が亀裂面と傾いている試料において, 次のような亀裂前縁での転位源増殖モデルが構築できる⁽³⁴⁾⁽³⁵⁾. (1)亀裂先端でまず転位ループが発生する. (2)発生した転位ループの反遮蔽場によって生じる引張力が亀裂前縁上にある別の転位源を活動させる駆動力となり, 新たな転位ループが発生する. (3)このプロセスが連鎖的に起こることにより, 亀裂前縁全体が転位によって覆われる. (4)亀裂先端からの転位発生が続くと, 亀裂先端近傍で転位の2重交叉迂りが起こる. この転位がFrank-Read源となり, 亀裂前縁以外での転位増殖が進む. このように, 亀裂先端近傍での転位の爆発的な増殖が図1で見られる破壊靱性値の急激な上昇を引き起こすことになる.

TEMの観察試料が厚くなれば, 試料中に含まれる転位の数が多くなり転位構造に関する情報は増す一方で, 試料厚さの増加に伴う電子線の色収差の影響が大きくなる. 色収差の増加は像質の低下をもたらすため, 像内に含まれる転位の数は増えるがその解析が困難になる. 図8にシリコン結晶において膜厚が $0.1 \mu\text{m}$, $4.1 \mu\text{m}$ での電子エネルギー損失スペクトルを示す. 膜厚が $0.1 \mu\text{m}$ の場合には, 電子エネルギー損失は0の位置にピークが現れ, 電子エネルギー損失の分散幅も高々 30 eV 程度であるのに対し, 膜厚が $4.1 \mu\text{m}$ の場合には, 電子エネルギー損失が0の位置にはほとんど強度は見られず, 電子エネルギー損失スペクトルの分散も 1000 eV にわたる. 更に膜厚が増加すると, 電子エネルギー損失スペクトルの分散は更に大きくなり, 電子線は透過するものの転位像

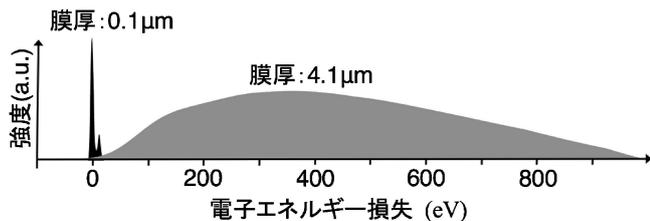


図8 シリコン単結晶における電子エネルギー損失スペクトル⁽³⁶⁾.

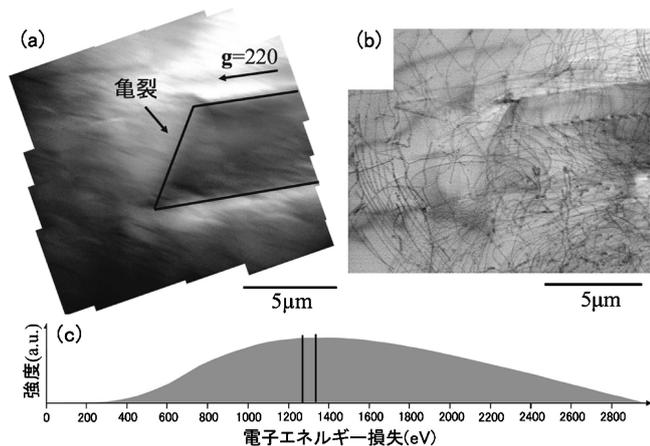


図9 (a)試料膜厚 10 μm のシリコン単結晶における亀裂先端 HVEM 明視野像 (Ω -フィルター無し), (b) Ω -フィルター使用時における (a) と同領域の HVEM 明視野像, (c) 観察試料から得られた電子エネルギー損失スペクトル. 図中の黒線は, 結像に用いた電子エネルギー損失域⁽³⁶⁾.

の明瞭な観察は困難となる. 図9(a)および(c)に膜厚が約 10 μm のシリコン単結晶の HVEM 明視野像およびその電子エネルギー損失スペクトルを示す. この膜厚ではエネルギー損失スペクトルの幅が 2800 eV にも達する. 図9(a)中に線で囲った領域は亀裂であるが, 像がぼけてしまいもはや亀裂及び転位の像を識別することはできない(なお, この図は非点収差も含んでいる). そこで, Ω 型フィルターを用い, エネルギー損失スペクトルの中で最も強度が高い 1360 eV を中心に ± 40 eV の電子のみが結像に寄与するようにして, 結像した明視野像が図9(b)である⁽³⁶⁾. 図9(a)とほぼ同じ視野領域であるが, 亀裂と転位が明確に識別できる. このようにエネルギーフィルター法を応用することによって, 厚さ 10 μm に達する試料中の転位の観察も可能となってきている.

6. おわりに

BDT 挙動にも見られるような破壊挙動は, これまで現象論としての取り扱いが多いように思われる. そのような中, Thomson らによって提唱された破壊の物理によって, 転位論を基盤として扱えるようになった. このような取り扱いの妥当性は, シリコン結晶などのモデル単結晶を用いて確かめ

られて来た. 一方, 実用上重要な鋼などの構造用金属材料では, 結晶粒径⁽³⁷⁾⁽³⁸⁾や添加元素の影響⁽⁵⁾⁽³⁹⁾⁽⁴⁰⁾など材料組織や冶金学的因子が靱性に大きく影響する. それらが BDT 挙動に与える影響について一つ一つ明らかにし, その物理的メカニズムを明らかにしていくことが今後重要である.

本稿で取り上げた内容の一部は科学研究費補助金 (26249106, H1504147) により支援を受けて得られた成果を含んでいる. ここに謝意を表す.

文 献

- (1) J.R. Rice and R. Thomson: *Philos. Mag.*, **29**(1974), 73-97.
- (2) J.R. Rice: *J. Mech. Phys. Solids*, **40**(1992), 239-271.
- (3) C. St. John: *Philos. Mag.*, **32**(1975), 1193-1212.
- (4) A. Giannattasio, M. Tanaka, T.D. Joseph and S.G. Roberts: *Physica Scripta*, **T128**(2007), 87-90.
- (5) 前野圭輝, 田中将己, 吉村信幸, 白幡浩幸, 潮田浩作, 東田賢二: *鉄と鋼*, **98**(2012), 667-674.
- (6) K. Okazaki: *Journal of Materials Science*, **31**(1996), 1087-1099.
- (7) P.B. Hirsch: *Mater. Trans., JIM*, **30**(1989), 841-855.
- (8) P.B. Hirsch, S.G. Roberts and J. Samuels: *Proc. R. Soc. Lond. A*, **421**(1989), 25-53.
- (9) P.B. Hirsch and S.G. Roberts: *Philos. Mag. A*, **64**(1991), 55-80.
- (10) J. Samuels and S.G. Roberts: *Proc. R. Soc. Lond. A*, **421**(1989), 1-23.
- (11) G. Michot: *Cryst. Prop. Prep.*, **17-18**(1988), 55-98.
- (12) A. George and G. Michot: *Mater. Sci. Eng. A*, **164**(1993), 118-134.
- (13) M.A.L. de Oliveira and G. Michot: *Acta Mater.*, **46**(1998), 1371-1383.
- (14) R. Behrensmeier, M. Brede and P. Haasen: *Scripta Metall.*, **21**(1987), 1581-1585.
- (15) M. Brede and P. Haasen: *Acta Metall.*, **36**(1988), 2003-2018.
- (16) T.Y. Zhang and P. Haasen: *Philos. Mag. A*, **60**(1989), 15-38.
- (17) R. Thomson: F. Seitz and D. Turnbull (Eds.), *Solid state physics*, vol. 39, Academic Press, INC., Orlando, San Diego, New York, Austin, Boston, London, Sydney, Tokyo, Toronto, (1986), 1-129.
- (18) N. Narita, K. Higashida, T. Torii and S. Miyagi: *Mater. Trans. JIM*, **30**(1989), 895-907.
- (19) K. Higashida and N. Narita: *JJAP Ser.2, Lattice Defects in Ceramics* (1989), 39-43.
- (20) M.J. Hÿtch, E. Snoeck and R. Kilaas: *Ultramicroscopy*, **74**(1998), 131-146.
- (21) D.R. Adhika, M. Tanaka, T. Daio and K. Higashida: *Microscopy*, **64**(2015), 335-340.
- (22) J.P. Hirth and J. Lothe: *Theory of dislocations*, McGraw-Hill, (1986), 19-25.
- (23) B.R. Lawn, B.J. Hockey and S.M. Wiederhorn: *J. Mater. Sci.*, **15**(1980), 1207-1223.
- (24) Y.-H. Chiao and D.R. Clarke: *Acta Metall.*, **37**(1989), 203-219.
- (25) H. Saka and G. Nagaya: *Philos. Mag. Lett.*, **36**(1995), 73-75.
- (26) H. Saka and S. Abe: *Japan Soc. Electr. Microscopy*, **1**(1997), 45-57.
- (27) Su Prijadi and H. Saka: *Philos. Mag. Lett.*, **78**(1998), 435-443.
- (28) 金子賢治, 馬場則男, 陣内浩司: *顕微鏡*, **45**(2010), 37-41.
- (29) P.A. Midgley and R.E. Dunin-Borkowski: *Nature Materials*, **8**(2009), 271-280.
- (30) J.S. Barnard, J. Sharp, J.R. Tong and P.A. Midgley: *Science*, **313**(2006), 319.
- (31) J.S. Barnard, J. Sharp, J.R. Tong and P.A. Midgley: *Philos. Mag.*, **86**(2006), 4901-4922.

