

転位とクラック：強靱化メカニズムのさらなる理解に向けて*

東 田 賢 二**

1. はじめに

結晶性材料の力学的性質を考えると、その基本的問題の多くは弾塑性変形と破断の挙動に帰着する。そしてそれらは、材料の組織・構造そして置かれた環境により大きく変化するが、その研究の基盤はいずれも、20世紀前半に提唱された「転位論」と「クラック(き裂)論」にある。この2つの研究の流れを顧みると、両者はその研究の黎明期より深く結びつき、そこには強い相関性が存在する。なかでも破壊靱性に果たす塑性変形の役割に関する研究には、転位論とクラック論との融合が必須であり、それは材料科学と固体力学とが強く連携し挑まねばならない学際研究領域と言えよう。

著者はこれまで、破壊靱性に果たす塑性変形の役割を明らかにすることを目的として、「転位によるクラック先端局部応力遮蔽効果(転位遮蔽効果)」と呼ばれる理論⁽¹⁾に着目し、材料強靱化メカニズムに関する基礎研究を行なってきた。転位遮蔽効果は転位とクラックを同等の格子欠陥と見做し、破壊靱性を定量的に予測しようという基礎理論であるが、理論登場後、その実験的検証は全くなされていなかった。そこで著者らは、モデル結晶を用いて「光弾性法による遮蔽応力場の可視化」⁽²⁾⁻⁽⁴⁾、そして「き裂先端近傍の転位の超高压電子顕微鏡解析」⁽⁵⁾⁻⁽⁸⁾を行い、この効果の実証を試みた。さらに高靱性化の基本因子について考察し、それを基に実用材料への展開も図った。本稿ではそれらの研究を振り返り、改めて転位論を通して強靱化の意味を再考したい。これにより、クラック論と転位論そしてそれらを融合した学際研究が、将来に渡り材料科学・工学上の重要なテーマであることを少しでも浮かび上がらせることが出来れば幸いである。

2. 塑性変形と破壊研究の歴史的繋がり

塑性変形と破壊の研究の歴史については、別途2つの記事⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾で述べたところであるが、ここでは両者の繋がり of 必然性と意義を今一度考えて見たい。

E. Schmid と W. Boas による「結晶の塑性」と題するテキスト⁽¹¹⁾によれば、塑性変形の基本メカニズムである迂り変形と双晶変形の発見者は E. Reusch (1867)⁽¹²⁾であると記述されており、19世紀から塑性変形に関する学術研究がなされていたことが分かる。一方破壊の研究では、20世紀初頭、鉄道レールの破損原因究明や事故対策など実用的な要求⁽¹³⁾から、衝撃抵抗に関する G. Charpy の研究⁽¹⁴⁾や B. Hopkinson の仕事⁽¹⁵⁾が先行したようである。しかし、20世紀に入って基礎物理の発展、特にラウエ⁽¹⁶⁾やブラッグ親子⁽¹⁷⁾による X 線回折現象の発見に伴う結晶の概念が一般化すると共に、この分野においても数理物理を基盤とする原子論的研究に目が向けられるようになった。

ところで転位論の提唱に関しては、1934年、G. I. Taylor⁽¹⁸⁾、E. Orowan⁽¹⁹⁾、M. Polanyi⁽²⁰⁾が独立に論文を発表したこと、またそれに先行して1929年日本の山口珪次の研究⁽²¹⁾⁽²²⁾が有ったこと、さらに遡って1907年の連続弾性体における V. Volterra のモデル⁽²³⁾等が良く知られている。一方クラック論については、上記のような実用上の問題を動機としながらも、それを超えて新たな見地から、1921年 A. A. Griffith が時代を画する理論を発表する⁽²⁴⁾。これらの研究の歴史的意義については、それぞれの原著論文と共に、後年の彼ら自身或いは、近しく彼らに接した人々の回想録⁽²⁵⁾⁻⁽³²⁾が有用である。そのなかで Griffith と Taylor の関係は、クラック論と転位論の結び付きを考える上で興味深い。

Griffith 理論を世に知らしめた“The Phenomena of Rupture and Flow in Solids”と題する論文⁽²⁴⁾でまず目に留まる

* 2025年3月8日、日本金属学会第176回春期講演大会にて講演。

** 九州大学；名誉教授(〒819-0395 福岡市西区元岡744)

Dislocations and Cracks: Toward Further Understanding of Toughening Mechanism; Kenji Higashida (Professor Emeritus, Kyushu University, Fukuoka)

Keywords: *dislocations, cracks, fracture toughness, plastic deformation, lattice defects, crystal plasticity*

2024年11月28日受理[doi:10.2320/materia.64.307]

ことは、著者名 A. A. Griffith のすぐ下に Communicated by G. I. Taylor と記されていることである。すなわちこの研究には、後年転位論創始者の一人となる Taylor が深く関わっていたことが分かる。ところでこの理論に先立つ1913年、C. Inglis が楕円孔端に集中する応力を定式化し、連続体ではき裂先端で応力が無限大に発散することを明示した⁽³³⁾。すなわち破壊におけるき裂と応力集中の重要性は Griffith 理論以前に十分に認識されていた。それでは Griffith の独創性はどこにあったのか？ それは、彼が物質表面の原子論的意味を熟考し、固体にも液体と同じように表面張力が存在することに気付く⁽³⁴⁾、き裂の進展による系のエネルギー変化を歪みエネルギー減少と表面エネルギー増加の和として定式化したことであろう。Griffith はその論文⁽²⁴⁾の冒頭で、「固体強度に対する表面傷の効果は工学的には破壊の問題に直結するが、同時に分子間結合の本性というより大きな問題にも結びついている」と述べ、さらに“Molecular theory of strength phenomena”と題する節も設けて、結合性を強く意識した考察を展開している。それでは何故、当時まだ駆け出しの若手技術者であった Griffith が、日々表面傷を無くす研磨に明け暮れるなかで、今日なお材料科学の重要テーマである結合性の問題に気付けたのか？ そこには、Cambridge 大学 Trinity College の講師として、Rutherford から現代物理を創始した偉大な物理学者達の知遇を受けていた Taylor(1921年当時35歳)の存在があったに違いない。

一方 Taylor にとっても、Griffith の存在は極めて重要であった。Taylor が転位論の提唱に至るまでには Griffith 理論からなお13年の歳月を要しているが、その原点と言えるものは、この Griffith 理論において他にあるまい。Taylor は、結晶の迂り変形にも、き裂先端と同様に応力集中を持った特異な原子構造が必要であることを、Griffith の研究から強く認識したのである。すなわち、もし Griffith が居なければ、Taylor は元来彼の専門であった流体力学の研究に専念し、転位論の研究をなすことは無かったであろう。そして、このような Griffith と Taylor との強い繋がりは、Griffith 理論発表の7年前、彼が勤務していた Royal Aircraft Establishment に Taylor が Cambridge から出向し、2人で始めた共同研究⁽³⁵⁾のなかで育まれたものに違いない。クラック論と転位論の誕生は、それに先立つ提唱者2人の強い結び付きがあったからこそであり、同時にこのとは、分野や境遇の異なる研究者と技術者が、確かな信頼関係を以て結びついたときの大きな可能性を示すものと言える。なお我が国では前述の山口桂次の研究の独創性が傑出しているが、そこにも山口と Taylor との繋がりがあったことは既報⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾で述べた通りである。また三谷裕康によれば⁽³¹⁾、山口は1923年から2年間、京大で西村秀雄と机を並べていたが、その関係がその後の京大での結晶塑性研究に繋がっていくようにも思われる⁽³⁶⁾。また第二次世界大戦前の日本での材料強度や結晶塑性に関する研究状況を知る上では、寿時富彌⁽³⁷⁾、谷安正⁽³⁸⁾、村川契⁽³⁹⁾らの記事も興味深い。

Griffith 理論以降、クラック論における目立った研究は、

転位論に比べ少ない。その一因は Griffith 理論が完全脆性体を前提とし、その適用範囲が限られたことにあろう。この問題を解決すべく G. R. Irwin⁽⁴⁰⁾ と Orowan⁽⁴¹⁾ はそれぞれ Griffith 理論に修正を施した。すなわちクラック進展に伴う塑性仕事 γ_p を表面エネルギー γ_s と同じ抵抗項と見做すことで塑性変形の効果を Griffith 理論に取り込んだのである。その後、第2次世界大戦における戦時標準船の破壊等の問題を受けて、き裂の力学への要求が急速に高まり、Irwin を中心に破壊力学が体系化されて行く⁽⁴²⁾⁽⁴³⁾。そこでは前述のき裂先端での応力発散の問題が、応力拡大係数 K の概念により物理的明快さをもって解決された。さらに1970年代後半に入り、塑性緩和について、破壊力学と転位論との融合とも言えるべき精緻な理論が登場する⁽⁴⁴⁾⁻⁽⁴⁶⁾。次節以降、これについて少し詳しく述べていく。なお、20世紀中期から始まった計算力学⁽⁴⁷⁾⁻⁽⁴⁹⁾の発達も注目されるもので、今後も実験系と連携した研究の進展が期待される。また数学者の転位への関心も付記しておきたい⁽⁵⁰⁾。

3. 転位論とクラック論の相関性

上述のように、破壊と塑性変形の研究は、その黎明期において深く結び付いていたが、その後クラック論は破壊力学に基づいた、どちらかと言えば巨視的問題の解析を中心に発展したのに対して、転位論に関する研究は総じて電子顕微鏡レベルでの微視的観察や議論を主に研究が進み、両者間の交流は必ずしも充分でなかった憾みがある。このような状況に新たな変化を呼び起こす契機となったのが、1980年前後、R. Thomson を中心に提案された「転位遮蔽効果 (Crack-tip Shielding by Dislocations)」と呼ばれる理論の登場である⁽¹⁾⁽⁴⁴⁾⁻⁽⁴⁶⁾⁽⁵¹⁾⁻⁽⁵³⁾。この考えの最大の特徴は、クラックを転位と同等の格子欠陥と見做し、破壊靱性値への個々の転位の寄与を定量的に記述したことにある。Thomson はその理論研究の集大成として著した“Physics of Fracture”⁽¹⁾(1986)の序文のなかで「転位とクラックは双子の格子欠陥であり、これらを組み合わせることで、材料破壊における第一の基本的問題(延性か脆性か)に答えることが出来る」と述べている。以下ではクラックと転位の相関性を示すことで、クラックを格子欠陥と見做すことの妥当性を検証したい。

表1は、(a)から(f)の各項目について、転位論とクラック論を対比させたものである。まず表1(a)の理想強度について、20世紀初頭、種々の材料が結晶であるとの認識が広まるなかで、その強度への関心が高まり、へき開、せん断、それぞれの理想強度の評価がなされた。へき開の理想強度については、Griffith⁽²⁴⁾がガラスや幾つかの金属の結合性の研究⁽⁵⁴⁾から論じており、Polanyie⁽⁵⁵⁾、F. Zwicky⁽⁵⁶⁾の研究も有る。一方、迂りの理想強度については、J. Frenkel(1926)⁽⁵⁷⁾のものが代表的と言われている⁽⁵⁸⁾。そして周知のように、いずれの理想強度も現実の強度に比べ桁違いに高くなる矛盾を克服すべく、クラック論と転位論それぞれが出現したことは、全く同じ研究の流れと言えよう。表1(b)の転位芯構造は、

表1 転位論とクラック論の相関性.

	転位運動	クラック進展
(a)	せん断の理想強度	破壊の理想強度
(b)	Peierls potential 転位芯	格子トラップ障壁 Crack-tip core
(c)	転位の性格(刃状, ラセン)	クラックのモード I, II, III
(d)	Peach-Koehler 力	クラック進展力
(e)	転位 - 溶質原子, 転位 - 転位相互作用など	クラックと結晶欠陥 との相互作用
(f)	材料強度と組織	破壊靱性と材料組織

結晶構造やその物質の結合性由来して変化し、それは転位運動の基本的障害である Peierls 障壁⁽⁵⁹⁾と深く結びついている。一方、原子的に鋭いへき開き裂先端でも芯構造が考えられ⁽¹⁾、き裂の進展時に原子間結合を切っていく際のエネルギー障壁を格子トラップ障壁⁽⁶⁰⁾と呼び、これは転位の Peierls 障壁に対応する。表1(c)の刃状、ラセンといった転位の性格⁽⁶¹⁾⁽⁶²⁾は、き裂のモード I(開口型)、II(面内せん断型)、III(面外せん断型)⁽⁴²⁾⁽⁴³⁾に良く対応している。表1(d)の転位に作用する力として、 $\mathbf{F} = (\sigma \mathbf{b}) \times \mathbf{t}$ で表される Peach-Koehler 力⁽⁶³⁾があるが(σ : 応力テンソル, $\mathbf{b}$: burgers vector, $\mathbf{t}$: 転位線ベクトル)、その大きさはき裂先端に作用する力としてのき裂進展力(エネルギー解放率) g ⁽⁴²⁾⁽⁴³⁾に相当するものと言える。なお g は次式で与えられる。

$$g = \{(\kappa + 1)/8G\} (K_I^2 + K_{II}^2) + \{1/(2G)\} K_{III}^2 \quad (1)$$

(ここで K_i : 各モードの応力拡大係数($i = \text{I, II, III}$), $\kappa = 3 - 4\nu$ (平面ひずみ), $\kappa = (3 - \nu)/(1 + \nu)$ (平面応力), ν : ポアソン比 G : 剛性率)

さらに表1(e)(f)に示すように、固溶強化、加工硬化など高強度化を考えると、溶質原子と転位、転位同士など種々の格子欠陥と転位との相互作用として議論するが、これを破壊靱性にも適用するならば、き裂を格子欠陥の1つと見做し、き裂とその他の格子欠陥との相互作用として高靱性化を議論することも可能であろう。そこには転位-転位相互作用で加工硬化が起こると同様に、き裂-き裂相互作用による Micro-crack toughening も含まれる⁽⁶⁴⁾。それは岸輝雄が提唱する Fail Safe Materials にも繋がるものと考えられる⁽⁶⁵⁾。以上、クラック論と転位論の相関性は、き裂を転位と同様に格子欠陥の1つと見做すことの妥当性を保証するものと言える。

4. 転位とクラックとの相互作用について

(1) 転位によるクラック先端局所応力遮蔽効果(転位遮蔽効果)

塑性変形が破壊を抑制する原因として、前述の塑性変形に

よるエネルギーの吸収⁽⁴⁰⁾⁽⁴¹⁾、そしてクラック先端の鈍化による応力集中低下⁽³³⁾が良く知られている。しかし、前者のエネルギー吸収を定量的に扱うことは容易ではなく、また鈍化の効果は、開口型の Mode I クラックに限定されてしまう。それらの効果だけでは、塑性変形の破壊靱性に果たす本質的役割を見落としてしまうのではないかと。このような問題意識のもと、前述のように転位遮蔽効果の考え方が Thomson⁽⁴⁴⁾そして少し遅れて J. Weertman⁽⁴⁶⁾により提案され、それが基軸となって破壊物理の研究が活性化した。そこでこの転位遮蔽効果について今少し述べたい。なお式の導出など詳細は既報⁽²⁾⁽³⁾や文献⁽¹⁾⁽⁶⁶⁾に委ね、以下その要点を記す。

き裂が応力に晒されると、その先端には式(1)に示すき裂進展力が作用する。その作用力は、応力の湧源が外部応力か内部応力か、いずれに起因するかには影響されないはずである。しかし従来、外力がき裂先端に作用することは当然とされる一方、転位内部応力も同様にき裂先端に作用力を生み出すことは見逃されて来た。転位遮蔽理論の特徴である前述の「き裂先端と転位とを同様の格子欠陥と見做す」とは、き裂先端に作用する応力場として、「転位内部応力も外部負荷応力と同等に扱う」ことである。すなわち転位遮蔽理論では、き裂先端に実際に作用する局所応力拡大係数 k_i というコンセプトを持ち込み、それを次式のように、外部応力からの寄与 K_{iA} と転位内部応力からの寄与 k_{iD} の和として表す(k_{iD} は複数の転位が存在する場合その総和を取るという意味で Σ を付す)。

$$k_i = K_{iA} + \Sigma k_{iD}, \quad (\text{添字 } i: \text{モード I, II, III}) \quad (2)$$

ここで右辺第1項 K_{iA} を外部応力拡大係数、第2項 k_{iD} を転位による局所応力拡大係数と呼ぶ。そして式(2)左辺の局所応力拡大係数 k_i が Griffith 条件 $g = 2\gamma$ (g : き裂進展力, γ : 表面張力)を満足させる臨界値に達したときき裂進展が起こる。議論簡素化のためモード I 平面歪み条件とすると、 k_I が Griffith 条件を満足するときの外部応力拡大係数として、破壊靱性値 K_{IC} が次式のように表される。

$$K_{IC} = 2\{\gamma G/(1 - \nu)\}^{1/2} - \Sigma k_{iD} \quad (3)$$

上式(3)の右辺第1項は、表面エネルギーと弾性定数だけから構成されており、原子間結合切断に要する応力拡大係数である。つまりこれは完全脆性体での破壊靱性値で、本稿ではこれを Griffith Level と呼ぶ。次に右辺第2項は転位の内部応力による破壊靱性値への寄与を示す項であり、これこそ前述の転位遮蔽効果に対応するものである。この第2項は、2次元問題の場合、転位のバーガースベクトルと存在位置が決まれば文献(2)の式(5)を用いて一義的に計算出来る。ここで導入される転位は、後述するように、外力による応力集中を抑制する働きを持つもので、例えば外力が引張である場合、この項は圧縮、つまりその符号は負となり、式(3)の右辺第2項は破壊靱性値 K_{IC} を増加させる。

図1はこの転位遮蔽効果を、より分かり易く、応力分布として表したものである⁽²⁾。図1(a)はその計算モデルで、簡素化のため、き裂先端から引張外力で導入される2つの刃

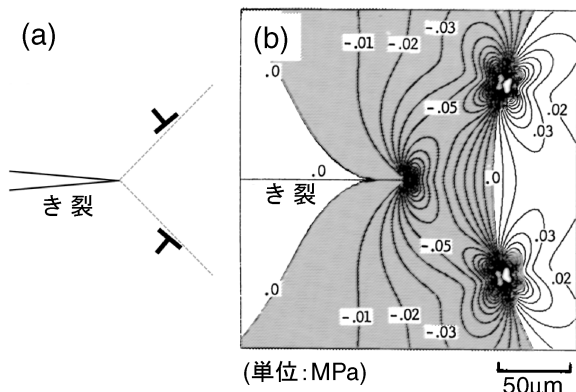


図1 き裂先端から生成された転位の内部応力の分布⁽²⁾。(a) 転位モデル、(b) き裂面に垂直な法線応力分布。岩塩結晶を想定。

状転位を仮定した(弾性定数は後述の岩塩を想定)。外部応力は完全に除き、ここに現れる応力場はすべて転位の内部応力に起因する。応力成分はき裂面に垂直な法線応力で、白色領域は引張応力、陰影領域は圧縮を意味する。図中の注目点は、応力集中が2つの転位だけでなく、き裂先端にも発生し、しかもそれが圧縮場となっていることである。すなわちこの2つの転位は、圧縮の応力集中を発生することで、外部引張応力集中を低減し、き裂を進展させまいとする。これは恰も、き裂先端への外部応力集中を転位内部応力場が遮蔽しているかのように見えるため、転位遮蔽効果と呼ぶ。

(2) 応力集中の塑性緩和の意味

そこで、転位遮蔽効果による応力集中の緩和の意味について今少し考えてみたい。図2は、モードIき裂の存在する無限媒体に外部負荷応力 σ_0 を負荷したときの転位生成前後の応力分布を模式的に比較したものである。黒曲線が生成前、赤曲線が生成後である。ここでは長さ $2a$ のき裂がX軸に沿いき裂中心位置を原点($X=0$)として、 $-a \leq X \leq a$ の範囲に存在するものとする。図は $0 < X$ の領域での、き裂面に垂直な法線応力 σ_N の変化を表している(σ_0 で規格化)。なお外部負荷応力は転位生成前後で変化しないものとする。まず、モードIき裂の存在する $0 \leq X \leq a$ では当然、自由表面の境界条件のもと $\sigma_N=0$ となる。そして黒線で示す転位生成前、き裂先端前方、 $a < X$ で発生する集中応力の分布は、次式で表される⁽⁶⁷⁾。 r はクラック先端からの距離($r=X-a$)である。

$$\sigma_N = \sigma_0 \{1 + (a/r)\} / \{1 + (2a/r)\}^{1/2} \quad (4)$$

これより、き裂先端の近傍領域($r \ll a$)では、式(4)は $\sigma_N = K_I / (2\pi r)^{1/2}$ となる。ここで K_I は応力拡大係数($K_I = \sigma_0 (\pi a)^{1/2}$)である。そこで $r \rightarrow 0$ のとき、 σ_N は $1/\sqrt{r}$ の形で無限大に発散する(なお原子結合性を考えると、へき開理想強度が上限値となる)。一方き裂先端から離れた領域($a \ll r$)では、式(4)は $\sigma_N = \sigma_0 \{1 + (1/r^2)\}$ となり、先端から遠ざかるにつれ σ_N は外部応力 σ_0 に漸近する。次に図2中の赤線は転位生成後の応力分布である。ここで引張の外部応力拡大係数 K_I に対して、転位による局部応力拡大係数 k_D は圧縮で

負の値を取るの、トータル応力拡大係数($K_I + k_D$)は低下し、き裂先端近傍では、赤曲線は黒曲線を下回る。しかし前述のように、転位生成前後で外部負荷は変化しないので、その低下分は必ず別の場所で補償されねばならない。それはき裂先端から離れた領域での σ_N の増加で賄われる。すなわち黒曲線と赤曲線との交差点を境に、陰影を施した領域Aの負担減少は、同一面積を持つ領域Bの負担増加に置き換えられる。このように、き裂先端から生成された転位は、その内部応力により、き裂先端近傍に集中する外部負荷を、き裂先端から離れた領域に広く分散させることで、応力拡大係数を低下させる。これによりき裂進展力は低減され、破壊靱性値は増加する。以上、転位遮蔽効果による塑性緩和の本質は、決して外部負荷そのものの軽減にあるのではなく、外部負荷による集中応力を、転位の内部応力によって出来るだけ広く薄く分散させようとする材料側の応答にある。

(3) 光弾性法による転位遮蔽効果の可視化

上記、転位遮蔽応力場の存在を検証するため、著者らは透光性のNaCl結晶をモデル結晶として、き裂先端近傍の応力場を光弾性法により可視化した⁽²⁾⁻⁽⁴⁾⁽⁶⁸⁾⁻⁽⁷⁰⁾。図3(a)はモードI引張で発生したき裂と、その先端から導入された転位列を示す模式図である。これは平面ひずみ状態で現れるヒンジ型塑性域に対応する。図3(b)はそのエッチピット観察結果で、 $\{001\}$ 面に沿うき裂先端前方に、 $\{110\}\langle 1\bar{1}0 \rangle$ 系の転位が生成されている。図3(c)はその光弾性像である。詳細は既報⁽³⁾⁽⁶⁸⁾⁽⁷⁰⁾に委ねるが、本研究の光弾性観察では鋭敏色板を用いることで像の色で応力の符号を判別した⁽³⁾。応力ゼロのとき赤紫となる。図3(c)の光弾性で、き裂先端の上下に黄と青の像が見られるが、これが応力集中場に対応する。またその前方に斜めに見える青と黄の像は $\{110\}$ 面に沿う迂り帯の像である。なおここで、青と黄の色がき裂面を境に上下反転している。これは観察条件が $\beta=0$ (β :き裂面と偏光子のなす角度)で、この条件下では主にき裂面に平行(或いは垂直)なせん断応力が像に寄与するためである。次に図4(a)(b)は $\beta=(\pi/4)$ radでの光弾性像である。この条件下では主にき裂面に垂直な法線応力が像に寄与し、無負荷では赤紫、引張応力は黄色、圧縮は青色となる。図4(a)は室温でモードI引張負荷をかけたときの像で、き裂先端周辺に引張応力に対応する黄色の像が広がっている。一方図4(b)は、後述するようにNaCl結晶の靱性値が大きく増加する503 Kで変形後、除荷しき裂先端近傍を観察したものである⁽⁶⁸⁾。き裂先端周辺に強い青色の像、つまり図4(a)とは逆に大きな圧縮応力場が形成されている。変形後、無負荷状態で観察されるこの青色像は、き裂先端近傍に生成された転位群による内部圧縮応力場に他ならず、この観察結果は転位遮蔽効果の存在を実証するものである。

(4) クラック先端から生成された転位群の超高圧電子顕微鏡による観察

上記の転位遮蔽効果を生み出す転位群の様相を観察すべ

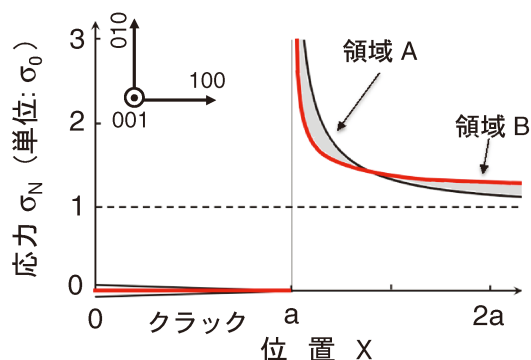


図2 転位生成前後のクラック前方の応力集中の変化の模式図．黒曲線：転位生成前，赤曲線：転位生成後． σ_0 は無限遠方での引張外力， σ_N はクラック面に垂直な法線応力， a はクラック長さの(1/2)．

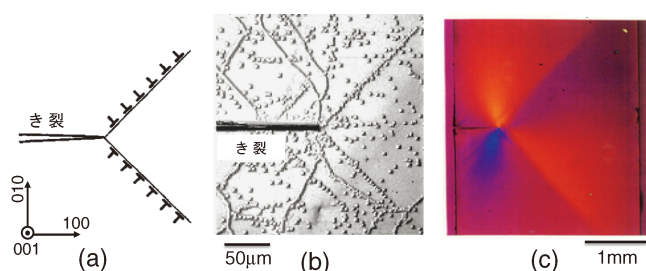


図3 クラック先端近傍の転位分布と応力場の可視化．(a) 模式図，(b) エッチピット分布，(c) 光弾性像($\beta=0$)．

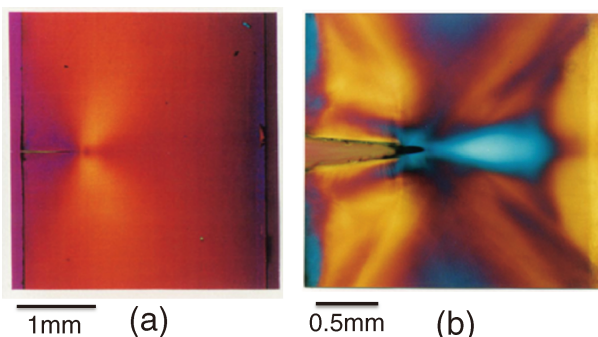


図4 クラック先端近傍の応力場の光弾性像($\beta=\pi/4$)．(a) 外部負荷による引張応力場，(b) 転位遮蔽による圧縮応力場．

く、著者らは岩塩と同じ NaCl 構造を有する MgO 結晶を用いて超高压電子顕微鏡(HVEM)観察を行った⁽⁵⁾⁽⁷⁾⁽⁷¹⁾⁽⁷²⁾．図5(a)がその観察像で、(010)き裂の先端(写真右端)から左に向かって多くの計30本の転位が生成されている．像解析の詳細は既報⁽⁷¹⁾に委ねるが、観察されたすべての転位の回り面、性格、符号を決定した．ここで特に重要なことは、遮蔽転位か反遮蔽かを決定する符号の解析であり、このため図5(b)に示すような転位像計算を行った⁽⁷³⁾．観察された転位はほぼラセン転位であるが、右巻ラセンか左巻かで、白黒のジグザグ像が左右逆転する．これにより符号を確定した．その結果、図5(a)中の1～15の番号を付した転位はすべて(0 $\bar{1}$ 1)面上の右巻ラセン転位、1～15は(011)面上の左巻ラセン転

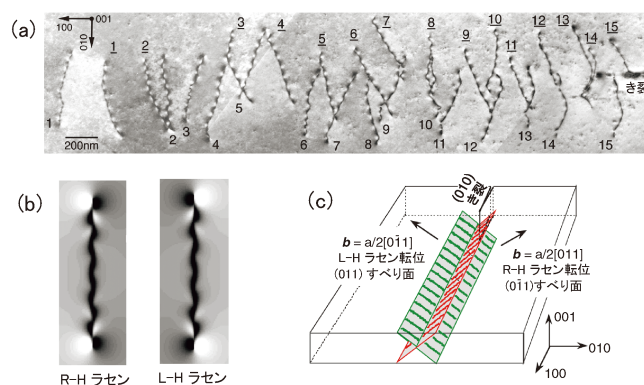


図5 (a) クラック先端近傍の転位分布のHVEM像⁽⁵⁾，(b) 符号の異なるラセン転位の計算像，(c) 転位分布の模式図．(オンラインカラー)

位と決定された．以上の解析結果を纏めた模式図を図5(c)に示す．そこでこの構造に関して、H. Gao の提案した転位遮蔽効果に関する3次元解析法⁽⁷⁴⁾を用いて、転位による局部応力拡大係数 k_D を評価した．その結果、観察された30本の転位の k_D の総和は純粋なモードI遮蔽となり、この転位構造がき裂先端近傍に圧縮場を生成するものであることが明らかとなった⁽⁷²⁾．以上、HVEMによる転位構造解析からも転位遮蔽効果の存在が証明された．なお当観察では加速電圧1000 kVのHVEMを用いたが、それでも試料膜厚は約1 μ m程度であり、そのためこの観察試料では平面応力状態となり、図3、4とは異なる、45°せん断型の塑性域が形成されたと考えられる(なお今日、エネルギーフィルターを完備したHVEMを用いれば10 μ m厚さのSi結晶の観察も可能である⁽⁷⁵⁾)．

5. 脆性-延性遷移と材料の強靱化に向けて

(1) 脆性-延性遷移

材料が脆性的か延性的かに影響を与える因子には、材料組織、環境など様々あるが、或る1つの因子に関して、その値が変化することで、その挙動が脆性から延性に移行することを脆性-延性遷移(Brittle-to-ductile transition: BDT)と呼ぶ．なかでも環境因子としての温度は、その代表的なものである．温度変化に伴うBDTは、転位のPeierls障壁が高い材料において一般的に見られるが、体心立方(BCC)構造を持つ金属材料でも、ラセン転位の芯構造に由来する高いPeierls障壁⁽⁷⁶⁾のため、低温脆化が起こる．周知のように鉄鋼材料を中心に、高強度を保ちながら靱性を如何に改善して行くかは、今日なお大きな課題である．以下では、破壊靱性に影響を及ぼす因子について幾分かの考察を加えると共に、これまで著者らの行って来た実用材料に関する幾つかの研究成果についても紹介したい．

(2) 破壊靱性を決定づける因子

破壊靱性は、4.(1)節式(3)に従えば、原子間結合性と転

位遮蔽効果の2つを基に考えることが出来る．そこで、この2つの事象がどのようなメカニズムで靱性に関わっているのか、項目別に検討してみたい．

(a) 原子間結合力の影響

原子間結合の強さの靱性への寄与を考えるにあたり、まず結合性だけから導かれる K_{IC} の値、すなわち Griffith Level を、式(3)の右辺第1項、 $2\{\gamma G/(1-\nu)\}^{1/2}$ から求めると、例えば鉄の場合、その値は大凡 $1 \text{ MPam}^{1/2}$ となる．鉄鋼材料は一般に数 $10 \text{ MPam}^{1/2}$ から $100 \text{ MPam}^{1/2}$ を超える靱性値を持っており、Griffith Level の値はそれに比べ桁違いに小さい．このことは前述の Orowan や Irwin による Griffith 理論の修正⁽⁴⁰⁾⁽⁴¹⁾を促したが、一方、単に γ_s を $(\gamma_s + \gamma_p)$ で置き換えるだけでは解決しない次のような問題が浮かび上がる．すなわち、上記 γ_s と γ_p の2つの項がそれぞれ独立で、靱性が両者の単純な和で表されるならば、結合性 γ_s の寄与は塑性仕事 γ_p のそれに比べ桁違いに小さいため、結合性の大小は靱性に殆ど影響しないはずである．しかし言うまでもなく、これまでの多くの研究が示すように、結合性は靱性を左右する極めて重要な因子の1つである．この一見矛盾する事実をどのように理解するか？ 結合性の靱性への寄与を明らかにするには、従来の理論が放置してきたこの素朴な問いに答える必要がある．

図6(a)は、外部からの負荷、すなわち外部応力拡大係数(applied K)を一定速度で①②③と増加させたときの、局部応力拡大係数(local k)の時間変化を模式的に示したものである．転位がき裂先端から次々生成されるとき、その遮蔽効果により local k はギザギザと急減を繰り返すが、全体としての増加速度は applied K のそれに比べ大きく低減され、図中①②③と漸増するに留まる．そして local k が前述の Griffith Level に達するとき原子間結合が切断され破壊が起きる．そこで図6(a)において2つの原子結合力の強さ、つまり Griffith Level として K_G^* と K_G^{**} を想定する．まず Griffith Level が K_G^* のとき、local k が図中の①から出発し Griffith Level の②に達したときき裂進展が起こる．このときの applied K は③となっており、これに対応する破壊靱性値は K_{IC}^* となる．次に、原子間結合が強化され、Griffith Level が K_G^* から K_G^{**} に増加すると、より多くの転位が生成される猶予が生ずるため遮蔽効果が増し、local k が Griffith Level の③に達するまで破壊は起きない．この間に applied K は④にまで増大し、その結果、破壊靱性値は K_{IC}^* から K_{IC}^{**} に大きく増加する．すなわち、原子結合力の僅かな増加が、転位遮蔽効果によって大きく増幅され、破壊靱性に大きな影響を及ぼす．このように、結合性と破壊靱性との結び付きは、転位遮蔽効果を通して初めて理解できる．著者らは、極低炭素鋼への Mn 添加の効果を研究する中で、Mn 添加量を 2 mass% まで増やすと BDT 温度が上昇するという結果を得たが、その原因が Mn 添加に伴う結合強度の低下(この場合は粒界強度)にあることを示した⁽⁷⁷⁾⁽⁷⁸⁾．また上記の考えに基づいた離散型転位動力学シミュレーションにより、

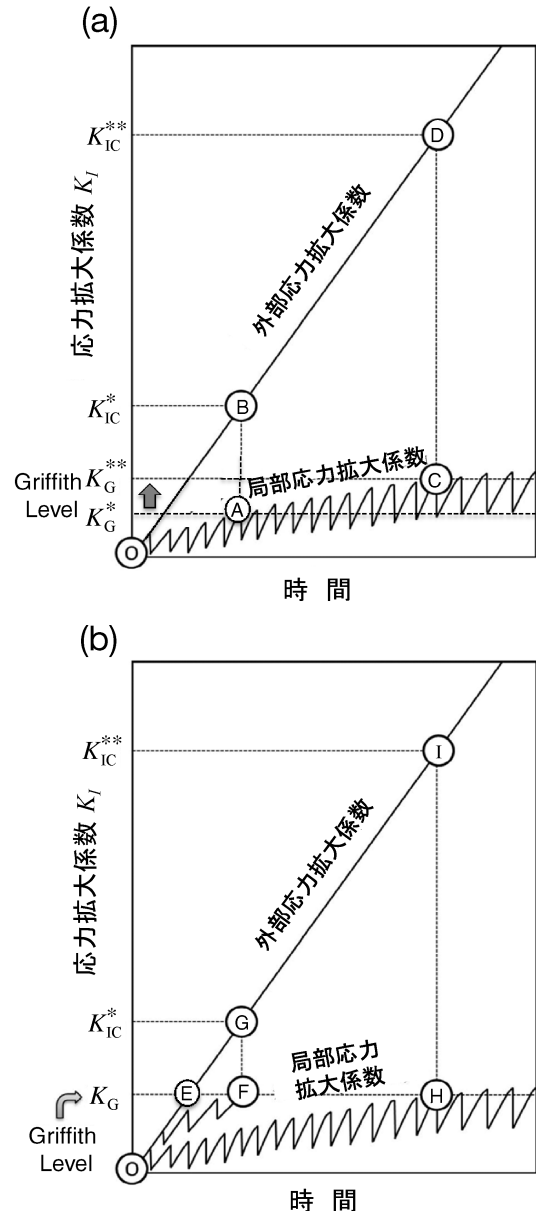


図6 外部応力拡大係数と局部応力拡大係数の時間変化の模式図．Griffith Level と転位移動度の破壊靱性値への影響：(a) Griffith Level の変化、(b) 転位移動度の変化．

結合強度の低下が BDT 温度を上昇させることも確認した．

(b) 応力緩和に及ぼす因子

〔転位移動度〕

St. John は1975年、Si をモデル結晶として用い、BDT が転位移動度により決定付けられることを示した⁽⁷⁹⁾．Si の BDT 温度の変形速度依存性から求められた BDT の活性化エネルギーと転位移動のそれとが良く一致したのである．その後、複数のグループが Si を用いて BDT の研究を始めたが^{(80)–(82)}、BDT の活性化エネルギーはいずれも上記 St. John の値⁽⁸⁰⁾と一致した．さらに、BDT と転位移動の活性化エネルギーの一致は Si だけでなく、パイエルズ障壁が高い他の材料にでも見出され⁽⁸³⁾、BDT を律速する素過程が転

位移動にあることが立証された。

それでは何故 BDT が転位移動度に決定付けられるか？
ここでも図 6(b) で示すように、転位遮蔽効果が重要な役割を果たしている。もし転位生成が全く無ければ、外部負荷がそのままクラック先端に集中する。このため local K は㉔から㉕まで Applied K と同様に増加し、Griffith Level K_G がそのまま破壊靱性値となる。一方温度が上昇し転位生成が始まると、㉔㉕のように遮蔽効果を通して local k の増加は抑制され、Griffith Level ㉕に達したときには Applied K は㉔まで増加する。さらに温度が上昇し転位速度が増せば、その運動距離の増加によって back stress が低減され、より多くの転位が生成される。その結果遮蔽効果も増大し、local k が Griffith Level ㉕に到達するまでに Applied K は㉔にまで達し、靱性値は大きく上昇する。以上のことを踏まえ、著者らは、Si 結晶の BDT 温度へのボロン(B)とアンチモン(Sb)の添加効果を測定した。その結果 B の影響は殆ど無いのに対し、Sb 添加では BDT 温度は低下することを見出した⁽⁸⁴⁾。その原因を究明するため転位移動の活性化エネルギーを測定したところ、Sb 添加でのみ活性化エネルギーが低下した。すなわち Sb 添加による転位移動度の増加が BDT 温度の低下を引き起こしているのではないかと考えられる。またその BDT 曲線の転位動力学シミュレーションによって⁽⁸⁵⁾、転位移動度の増大や Applied K 負荷速度の低減により BDT 温度が低下することも再現された。さらに、良く知られる鋼の低温靱性改善に有効な Ni 添加の効果に着目し、極低炭素鋼を用いて Ni 濃度の増加に伴う転位移動の活性化エネルギーの変化を測定した。そしてここでも Ni 濃度増加に伴う活性化エネルギーの低下が見出され、BDT 温度低下の原因が転位移動度増加にあることが示唆された⁽⁸⁶⁾。

【結晶粒径】

結晶粒微細化は高強度化と低温靱性の改善とを両立させる手法として良く知られている。著者らは ARB (Accumulative Roll Bonding) 処理で粒径をサブ μm に微細化した低炭素鋼を用いて 77 K での靱性試験を行い、通常材 (粒径 0.8 mm) に比べ低温靱性が大きく改善されることを明らかにした⁽⁸⁷⁾。そしてその原因として粒界を転位源と見做すことが有効であることを示した。すなわち粒微細化により転位源密度が増加すれば、き裂先端を遮蔽するのに必要な転位移動距離は小さくて済むため、温度低下で転位移動度が低下しても遮蔽効果は維持出来ると考えられるからである。転位源間隔の減少による BDT 温度の低下はシミュレーションでも確認された⁽⁸⁷⁾。さらに分子動力学法によるシミュレーションでも、粒界が転位源になることで靱性が向上することが明らかになった⁽⁸⁸⁾。また新たな軽量高強度材料として近年注目されている LPSO 型 Mg 合金⁽⁸⁹⁾⁻⁽⁹¹⁾において、急冷凝固により結晶粒を微細化すると、高強度に加え優れた靱性も持つことが見出されており⁽⁹²⁾、結晶粒微細化は今後の新材料開発分野でも重要な役割を果たすものと考えられる。

【塑性変形の自由度】

図 7 (a) (b) は NaCl 結晶を用いた結果⁽⁶⁸⁾で、(a)破壊靱性

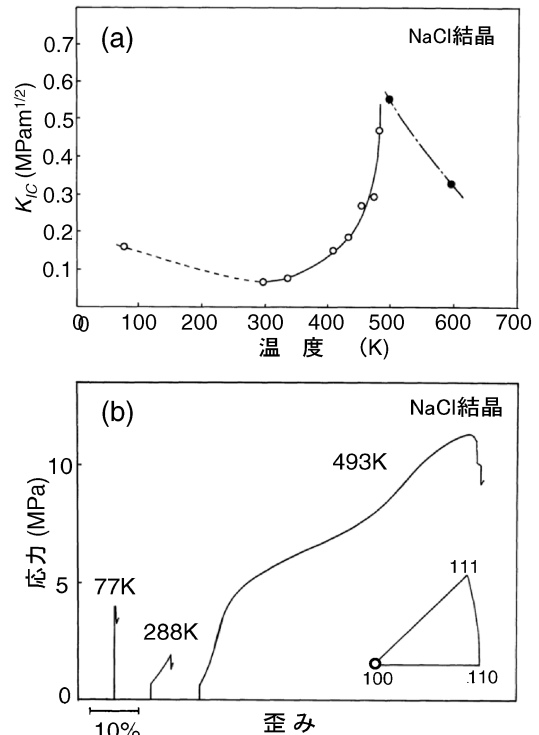


図 7 岩塩結晶における (a) 破壊靱性値 (K_{IC}) の温度依存性、(b) 応力-歪み曲線の温度依存性⁽⁶⁸⁾。

の温度依存性、(b) 応力-歪み (S-S) 曲線の温度依存性を示している。NaCl 結晶は充分な可塑性と著しいへき開性という相反する性質を同時に持っているが、室温では後者が前者に勝り、塑性変形はするが靱性値は全く増加しない。しかし 400 K 付近から靱性値は急激に上昇し始め明確な BDT を示す (図 7(a))。また図 7(b) に示すように、493 K ではそのへき開性を完全に克服して大きな延性と加工硬化を示し、最終的にナイフエッジでネッキングするまでに至る。このようなへき開性と可塑性の顕著な逆転は何故起こるのか？ その原因は独立な迂り系の数にある。NaCl 結晶の室温での迂り系は $\{110\}\langle 1\bar{1}0\rangle$ 系に限定されるが、400 K 付近から $\{001\}\langle 1\bar{1}0\rangle$ 系の活動も加わる。 $\{110\}\langle 1\bar{1}0\rangle$ 系の独立な迂り系の数は 2 であるが、それに $\{001\}\langle 1\bar{1}0\rangle$ 系が加わると von Mises の条件 (任意の変形には 5 つ以上の独立な迂り系が必要) を満足する。すなわち、図 4(b) で観察された NaCl 結晶中の強力な転位遮蔽場は、単に強いというだけでなく、不均質な変形で生ずる多様な応力集中成分を緩和出来る柔軟な対応性を持つものと言える。セラミックス材料など、塑性変形機構に制約が多い場合、独立な迂り系の数に代表される変形の自由度の確保も重要となる。

なお、鉄鋼材料に代表される実用材料では結合性と塑性緩和の効果がいずれも寄与することも多く⁽⁹³⁾、また塑性緩和機構として近年、 β 型 Ti 合金において変態誘起塑性の効果も見出されている⁽⁹⁴⁾。詳細は文献を参照されたい。

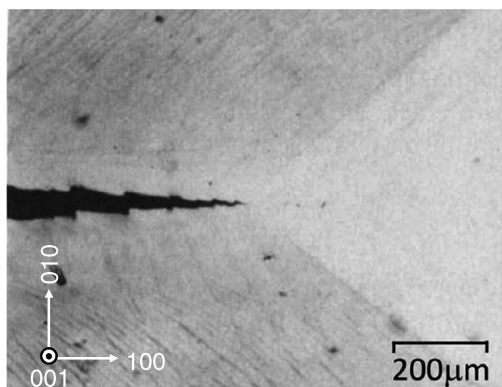


図8 水素チャージ下でのFe-Si単結晶でのクラック進展の様相。

(3) 水素脆化について

材料の強靱化を考えると、水素脆化は大きな課題である。周知のように、これまで多くの学説が提案されているが⁽⁹⁵⁾、ここでは、水素脆化と低温脆性とを隔てる相違・着目点として、「塑性変形と脆性的き裂進展の同時発生」を挙げたい。著者らはFe-Si合金結晶を用いて、き裂進展に及ぼす水素の影響を観察した⁽⁹⁶⁾⁽⁹⁷⁾。その特徴は、き裂進展中その先端は極めて鋭利であるにも拘らず、その進展速度は非常に遅く、且つ周囲に多くの塑性変形を伴っていることである。図8はその観察結果の一例で、{001}き裂の先端は極めて鋭利である一方、その周辺に多くの{110}面に沿う迂り帯が観察され、き裂進展中もその先端から迂りが継続的に活動したことが分かる。低温脆化は、転位移動度低下により、き裂先端局部応力集中を、緩和出来なくなった結果起こるといふ理論的にも明快な現象である。それに対し水素環境下では、塑性変形がこれほど起きているにも拘らず、何故鋭利なき裂進展が可能なのか？ 独立な迂り系の数は保証されているにも拘らず、何故延性と脆化が同居出来るのか？ この問いに答えることが、水素脆化機構解明の1つの鍵になるように思われる。現状、その解を示すことは著者には出来ないが、これまでの議論に基づけば、水素添加に伴う結合性の低下、そして転位遮蔽効果の低下が考えられよう。本稿で述べてきた転位遮蔽効果に着目するならば、転位への水素集合に伴う転位の内部応力場の減衰といった見地からの議論も可能かもしれない。なお最近、水素添加に伴いむしろ延性が増すという結果も示されており⁽⁹⁸⁾、力学的性質に対する水素のポジティブな寄与も期待される。今後材料科学と固体力学とが協調して挑むべき課題と考える。

6. おわりに

A. H. Cottrellによる名著“Dislocations and Plastic Flow in Crystals”⁽⁹⁹⁾の序文冒頭の言葉、“When a large force is applied to a crystal two things may happen: the atoms in the crystal may slide past one another; and they may pull apart.”の通り、結晶性材料の力学的挙動は塑性変形と破断の問題に

帰せられる。本稿では、まず塑性変形と破壊に関する研究の歴史、そして転位とクラックの関わりについて小論を紹介させて頂いた。そのなかで、破壊靱性に果たす塑性変形の役割を改めて考えるとき、それなりの普遍性を持った理が浮かび上がって来るように思われる。

強い材料とするためには、まずは外部負荷に対する高い耐力を具備しておくことは勿論大切である。しかし材料は必ず不均質で、き裂や欠陥の存在はむしろ当然のことである。そしてそこに集中する「ストレス」は、理想強度など直ちに凌駕してしまう。そのような状況のもとでは、耐力に代わって、集中するストレスの緩和能力がより肝要となる。その要点はひとえに、容赦無く集中しようとするストレスを材料の中で広く分かち合い、支え合うことにある。換言すれば、ストレス緩和とは決して外部負荷から逃れることなく、分散させることにある。壊れにくい「タフ」な材料の真髄はまさにこのストレス分散能力すなわち、互いに協力してストレスに立ち向かうその姿勢にこそあると言えよう。そしてストレス集中に対するこのような材料の振る舞いは、「タフな心の持ちようとは?」「人間社会の強さや脆さとは?」というもう1つの問いかけへの答えにも相通ずる所が有るのではなかろうか。

このたびの学会賞受賞は、著者にとって真に身に余る光栄である。本稿を終えるに当たり、これまでの教育研究生活を顧みて、すべてのことにわたりご指導を賜った恩師故高村仁一先生、故成田舒孝先生に深い謝意を表する。また暖かく見守りご指導下さった小野寺龍太先生に深く感謝する。故三浦精先生、吉永日出男先生には、ここに至るための唯一無二の機会を与えて頂いたことに深謝する。美浦康宏先生、故森勉先生はじめ多くの先生方、先輩、知友からのご支援に感謝の念を禁じ得ない。さらに、田中将己教授を初め研究室を支えて貰ったスタッフならびに今や社会の第一線で活躍する当時の学生諸君との自由闊達な議論が今更ながら尊く思われる。プロジェクトや共同研究に参画させて頂くことで、力不足ではあったが実用材料に目を向ける機会を下さった大学・企業の皆様にも深く感謝申し上げる。今後将来に渡り厳然として社会の基盤たる金属や様々な材料の研究に従事する会員諸賢の一層のご鑽鑿と、本学会の隆盛を祈念して謝辞とする。

文 献

- (1) R. Thomson: Physics of Fracture, F. Seitz and D. Turnbull (Eds.), Solid State Physics, **39**, Academic Press, INC., (1986), 1-129.
- (2) 成田舒孝, 東田賢二: 日本金属学会会報, **27**(1988), 615-622.
- (3) K. Higashida, N. Narita, K. Matsunaga and R. Onodera: Phys. Stat. Sol. (a), **149**(1995), 429-443.
- (4) K. Higashida, M. Tanaka, A. Hartmaier and Y. Hoshino: Mater. Sci. Eng. A, **483-484**(2008), 13-18.
- (5) 東田賢二, 成田舒孝: まてりあ, **37**(1998), 991.
- (6) 東田賢二: まてりあ, **39**(2000), 990.
- (7) K. Higashida, N. Narita, S. Asano and R. Onodera: Mater. Sci.

- Eng. A, **285**(2000), 111–121.
- (8) K. Higashida, N. Narita, M. Tanaka, T. Morikawa, Y. Miura and R. Onodera: *Phil. Mag.*, **82**(2002), 3263–3273.
- (9) 東田賢二, 大橋鉄也: 日本金属学会誌, **88**(2024), 91–105.
- (10) 東田賢二, 金子賢治, 波多 聡, 田中將己: 熱処理, **64**(2024), 78–84.
- (11) E. Schmid and W. Boas: *Plasticity of crystals*, F. A. Hughes & Co. Limited, London, (1950) (原典: *Kristallplastizität*, Springer, Berlin (1935)).
- (12) E. Reusch: *Ann. Phys.*, **132**(1867), 441–451.
- (13) T. Tóth, H.-P. Rossmanith and T. A. Siewert: *European Structural Integrity Society*, **30**(2002), 3–19.
- (14) G. Charpy: *Note sur L'essai des métaux à la flexion par choc de barreaux entaillés*, Soc. Ing. Civ. de Français, (1901), 848–877.
- (15) B. Hopkinson: *Philos. Trans. R. Soc. Lond. A*, **213**(1914), 437–456.
- (16) <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1914/summary/>
- (17) <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1915/summary/>
- (18) G. I. Taylor: *Proc. Roy. Soc. A*, **145**(1934), 362–387.
- (19) E. Orowan: *Z. Phys.*, **89**(1934), 634–659.
- (20) M. Polanyi: *Z. Phys.*, **89**(1934), 660–664.
- (21) K. Yamaguchi: *Sci. Pap. Inst. Phys. Chem. Res.*, **11**(1929), 223–241.
- (22) 山口桂次: 理化学研究所彙報, 第9輯第4號(1930), 260–286.
- (23) V. Volterra: *Annales scientifiques de l'École Normale Supérieure*, Série 3, **24**(1907), 401–517.
- (24) A. A. Griffith: *Phil. Trans. Roy. Soc. London Ser. A*, **221**(1921), 163–198.
- (25) G. K. Batchelor: *Biographical Memoirs of Fellows of the Royal Society*, **22**(1976), 565–633.
- (26) G. I. Taylor: “Note on the Early Stages of Dislocation Theory” in *The Sorby Centennial Symposium on the History of Metallurgy* (1965), ed. C. S. Smith, 355–358.
- (27) F. R. N. Nabarro and A. S. Argon: *Egon Orowan, Biographical Memories*, **70**(1996), 261–318.
- (28) M. Polanyi: “My Time with X-Rays and Crystals” in *Fifty Years of X-Ray Diffraction* (1962), ed. P. P. Ewald, 629–636.
- (29) 大塚明郎: 創発の暗黙知: マイケル・ポランニーその哲学と科学, 青玄社(1987).
- (30) 鉛市太郎, 西村秀雄他: 軽金属時代, **120**(1941), 15–34.
- (31) 三谷裕康: 日本金属学会会報, **30**(1991), 839–845.
- (32) J. P. Hirth: *Metal. Trans. A*, **16A**(1985), 2085–2090.
- (33) C. Inglis: *Trans. Inst. Naval Archit.*, **55**(1913), 219–224.
- (34) I. N. Sneddon: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, **187**(1009), 229–260.
- (35) A. A. Griffith and G. I. Taylor: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, **93**(1917), 755–809.
- (36) 西村秀雄, 高村仁一: 電子顕微鏡, **1**(1950), 42–47.
- (37) 寿時富彌: 日本金属学会誌, **1**(1937), A463–A467.
- (38) 谷安 正: 可塑性論, 岩波講座 物理學, (1939).
- (39) 村川 梨: 日本数学物理学会誌, **15**(1941), 96–118.
- (40) G. R. Irwin: *Fracture Dynamics, Fracturing of Metals*, ASM, Cleveland (1948), 152–166.
- (41) E. Orowan: *Trans. Inst. Eng. Shipbuilders, Scotland*, **89**(1945), 165–215.
- (42) G. R. Irwin: *J. Appl. Mech.*, **24**(1957), 361–364.
- (43) G. R. Irwin: *Fracture, Elasticity and Plasticity*, Springer, Berlin (1958), 551–590.
- (44) R. Thomson: “Some Microscopic and Atomistic Aspects of Fracture”, *The Mechanics of Fracture*, Ed. F. Erdogan, ASME Winter Annual Meeting, (1976), 1–21.
- (45) R. Thomson: *J. Mater. Sci.*, **13**(1978), 128.
- (46) J. Weertman: *Acta Metall.*, **26**(1978), 1731–1788.
- (47) M. J. Turner R. W. Clough, H. C. Martin and L. J. Topp: *J. aeronautical sciences*, **23-9**(1956), 805–823.
- (48) B. J. Alder and T. E. Wainwright: *J. Chem. Phys.*, **27**(1957), 1208–1209.
- (49) V. Bulatov, F. Abraham, L. Kubin, B. Devincere and S. Yip: *Nature*, **391**(1998), 669–672.
- (50) 松谷茂樹: 現代数学, **675**(2023), 86–87.
- (51) B. S. Majumdar and S. J. Burns: *Acta Metall.*, **29**(1981), 579–588.
- (52) R. Thomson and J. Sinclair: *Acta Metall.*, **30**(1982), 1325–1334.
- (53) J. Weertman, I.-H. Lin and R. Thomson: *Acta Metall.*, **31**(1983), 473–481.
- (54) I. Traube: *Zeitschrift für anorganische Chemie*: **34**(1) (1903), 413–426.
- (55) M. Polanyi: *Z. Phys.*, **7**(1921), 323–327.
- (56) F. Zwicky: *Z. Phys.*, **24**(1923), 131–137.
- (57) J. Frenkel: *Z. Phys.*, **37**(1926), 572–609.
- (58) J. P. Hirth and J. Lothe: *Theory of Dislocations* (**2nd ed.**), Wiley, New York, (1982), 6.
- (59) R. E. Peierls: *Proc. Phys. Soc.*, **52**(1940), 34–37.
- (60) E. Bitzek, J. Kermode and P. Gumbsch: *Int J Fract.*, **191**(2015), 13–30.
- (61) J. M. Burgers: *Proc. R. Neth. Acad. Sci.*, **42**(1939), 293–325, 378–399.
- (62) J. M. Burgers: *Proc. Phys. Soc.*, **52**(1940), 23–33.
- (63) M. Peach and J. S. Koehler: *Phys. Rev.*, **80**(1950), 436–439.
- (64) J. W. Hutchinson: *Acta Metall.*, **35**(1987), 1605–1619.
- (65) 岸 輝雄: まてりあ, **42**(2003), 356–361.
- (66) J. Weertman: *Dislocation Based Fracture Mechanics*, World Scientific Pub, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, (1996).
- (67) 村上裕則, 大南正英共編: 破壊力学入門, オーム社, (1979), 41.
- (68) N. Narita, K. Higashida, T. Torii and S. Miyaki: *Mater. Trans. JIM*, **30**(1989), 895–907.
- (69) K. Higashida and N. Narita: *JJAP, Ser.2*, (1990), 39–43.
- (70) K. Higashida and N. Narita: *Mater. Trans.*, **42**(2001), 33–40.
- (71) K. Higashida, N. Narita, R. Onodera, S. Minato and S. Okazaki: *Mater. Sci. Eng. A*, **237**(1997), 72–78.
- (72) K. Higashida, S. Okazaki, T. Takahashi, N. Narita, T. Morikawa and R. Onodera: *Mater. Sci. Eng.*, **234-236**(1997), 537–540.
- (73) K. Higashida, S. Okazaki, T. Morikawa and R. Onodera: *Mater. Trans. JIM*, **39**(1998), 967–974.
- (74) H. Gao: *J. Mech. Phys. Solids*, **9**(1991), 157–172.
- (75) S. Sadamatsu, M. Tanaka, K. Higashida and S. Matsumura: *Ultramicroscopy*, **162**(2016), 10–16.
- (76) 鈴木秀次: 格子欠陥と金属の機械的性質, 日本金属学会編, 丸善, (1967), 7 章, 163–174.
- (77) 田中將己, 前野圭輝, 吉村信幸, 星野 学, 植森龍治, 潮田浩作, 東田賢二: 鉄と鋼, **100**(2014), 1267–1273.
- (78) M. Tanaka, K. Matsuo, N. Yoshimura, G. Shigesato, M. Hoshino, K. Ushioda and K. Higashida: *Mater. Sci. Eng.*, **A682**(2017), 370–375.
- (79) C. St. John: *Philos. Mag.*, **32**(1975), 1193–1212.
- (80) M. Brede and P. Haasen: *Acta Met.*, **36**(1988), 2003–2018.
- (81) A. George and G. Michot: *Mater. Sci. Eng.*, **A164**(1993), 118–134.
- (82) B. Hirsch and S. G. Roberts: *Philos. Trans. R. Soc. London*, **A355**(1997), 1991–2002.
- (83) 田中將己, 定松 直, 東田賢二: まてりあ, **56**(2017), 597–603.
- (84) M. Tanaka, K. Maeno and K. Higashida: *Mater. Trans.*, **51**(2010), 1206.
- (85) K. Higashida and M. Tanaka: *ISIJ Int.*, **52**(2012), 704–709.
- (86) 前野圭輝, 田中將己, 吉村信幸, 白幡浩幸, 潮田浩作, 東田賢二: 鉄と鋼, **98**(2012), 667–674.
- (87) M. Tanaka, N. Fujimoto and K. Higashida: *Mater. Trans.*, **49**(2008), 58–63.
- (88) T. Shimokawa, M. Tanaka, K. Kinoshita and K. Higashida: *Phys. Rev. B – Condensed Matter and Materials Physics*, **83**

- Noguchi: Scripta Mater., **64**(2011), 537–540.
- (98) Y. Ogawa, M. Tanaka, T. Fujita and A. Shibata: Int. J. Hydrog. Energy, **74**(2024), 170–182.
- (99) A. H. Cottrell: Dislocations and Plastic Flow in Crystals, Oxford, At the Clarendon Press. (1953). Preface.



東田賢二

★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★

1980年 京都大学大学院工学研究科博士課程単位修得退学

1982年 京都大学工学部助手

1992年 九州大学工学部助教授

2007年 九州大学工学研究院教授

2016年 佐世保工業高等専門学校校長(2018年高専機構理事兼任)

2021年 九州大学鉄鋼リサーチセンター特任教授

2023年 3月 同上退職-現在に至る
専門分野：結晶性材料の力学的性質
◎強度と靱性の研究をさらに続けて行きたいと思ひます。

★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★