

結晶転位論の基礎

一点欠陥と転位の相関—I
～点欠陥から転位を作る～

蔵元英一*

1.1 はじめに

結晶の塑性変形の基礎である転位に関する研究は、これまでに長い歴史を有しているが、その一方で、転位は結晶の照射によっても形成されることは古くから知られている。熔融凝固を経て結晶作製時に導入された転位が、すでに結晶中に存在しており、応力下で転位の増殖が起こることが、前者の結晶の塑性変形の本質である。これに対して、後者の照射の場合には、既存の転位(成長転位: grown-in dislocation)に加えて、照射により新たな転位が導入されることが重要な点である。すなわち、照射により導入された点欠陥、詳しくは、格子間原子と原子空孔の対(フレンケル対, Frenkel pair)の移動・集積の結果、主として格子間原子の平面状集合体が形成され、その成長・合体を通して転位網の形成に至る。もちろんこの状態の試料を応力下におけば、既存転位、照射導入転位の両方から増殖が起こる。既存の転位は線状欠陥として扱われ、点欠陥との関係を考えることは通常はないが、照射導入転位は点欠陥から形成されるために、必然的に点欠陥との関連の中で扱われる。すなわち、照射の研究をきっかけに、はからずも、転位の点欠陥性の研究が始まったということになる。このような背景から、従来の結晶転位論を、点欠陥との相関という立場から見直してみることは意義のあることである。

図1.1と図1.2に、それぞれ変形組織と照射組織を示す。図1.1には、低温で変形された高純度のモリブデン単結晶中の転位組織を示す。図1.2には、中性子照射されたオーステナイト合金中の照射組織を示す。どちらも転位線が多数見ら

れるが、前者は既存転位から応力下で増殖された転位であり、後者は既存転位も存在するはずであるが、それよりもはるかに多数の転位が、照射により新たに形成されている。ここで注意すべきことは、照射導入転位は、結晶作製時に導入された転位、すなわち既存転位に対比されるべきものであり、図1.1の応力下で増殖された転位に対比するものではないことである。言いかえるなら、結晶中に現存する転位組織の形成過程を、結晶中への転位の導入過程と、その後の一様せん断応力下での増殖過程の2つに分けて考えると、通常の変形組織はこの2つの段階を経て形成されているのに対して、照射組織は前段階にのみ対応するものである。

1.2 結晶中への転位の導入

結晶作製時に転位が導入される主たる原因のひとつは、冷却時に結晶の表面と内部で温度差が発生することである。すなわち結晶表面の方が内部よりも早く冷却するので、表面と内部との間に熱ひずみが発生する。これを緩和するために、刃状転位の導入に至ることは容易に理解できる。すなわち、低温側と高温側の間に、低温側に余剰原子面(extra-half-plane)を有する刃状転位を導入すると、格子が伸ばされていた低温側では縮み、格子が圧縮されていた高温側では、解放されて伸びる。その結果、熱ひずみが緩和され、結晶全体のエネルギーが減少する。この辺の事情を図1.3に示す。すなわち、刃状転位の導入は長さ調節の役目を果たす。

一方、照射中の結晶の様子を核融合環境下を例にとり図1.4に示すが、結晶の左側面から中性子、プロトン、ヘリウムなどの粒子によって照射され、種々の欠陥が形成されてい

* 九州大学名誉教授、非常勤：(1)九州大学キャリア支援センター・コーディネータ、(2)福岡大学工学部非常勤講師(〒813-0025 福岡市東区青葉5-15-8)

Fundamental Aspects of Crystal Dislocation Theory—Correlation between Point Defect and Dislocation— I Construction of Dislocation from Point Defects; Eiichi Kuramoto (Emeritus Professor in Kyushu University, Fukuoka)

Keywords: lattice defect, point defect, crowdion, bundled crowdions, defect cluster, dislocation loop, edge dislocation, screw dislocation, vacancy

2008年1月6日受理

低温変形したMoの転位組織

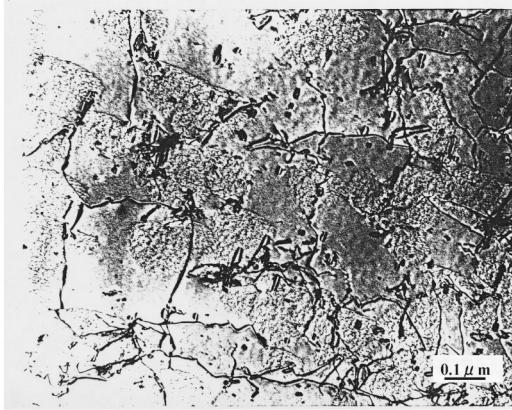


図1・1 変形組織の例，低温で変形されたモリブデン中の転位組織.

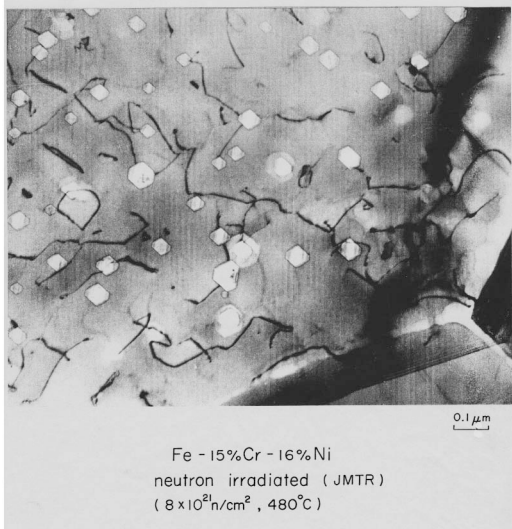


図1・2 照射組織の例，中性子照射されたオーステナイト合金中のマイクロ組織.

る。基本的には格子位置の原子が弾き出され，格子間原子と原子空孔の対，すなわち，フレンケル対が形成される。もし結晶の温度がこれらの欠陥の移動開始温度よりも高い温度であれば，欠陥が移動することにより対消滅，集合体形成などが起こる。

この段階ですでに結晶であることの特徴が現れていることに留意する必要がある。すなわち，格子間原子と原子空孔の系は，広い視野から眺めてみると，粒子・反粒子の系に相当する。ただ，絶対値が異なるのでこの対比は完全ではないが，例えば，電子・陽電子の系を考えてみると，対消滅のみ生じて同種粒子同士の集合体形成はありえない。これに対して，格子間原子と原子空孔の系は，同種粒子同士の集合体が形成されることが特徴であることが分かる。結晶という媒体の中に存在している粒子であるため，集合体形成を通して，結晶全体のエネルギーの減少に寄与すること，すなわち粒子間に結合エネルギーが存在することがその基本的要因である。

高温

高温

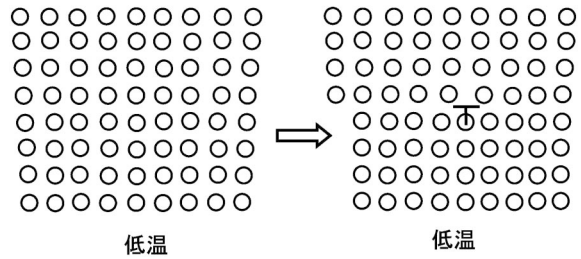


図1・3 熱ひずみによって結晶内に刃状転位が導入される様子.

Structures of Various Radiation Defects

照射下の材料中の種々の欠陥構造

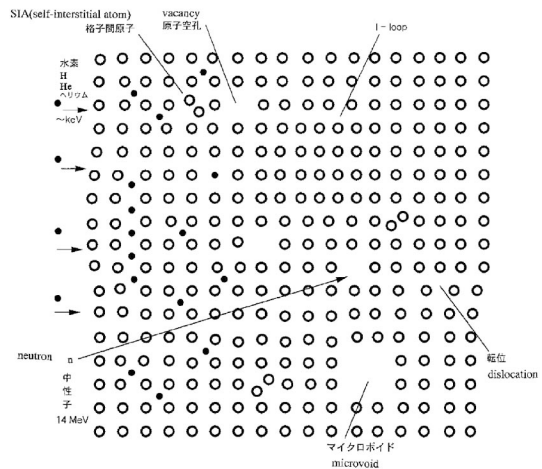


図1・4 種々の欠陥の模式図，結晶の表面から粒子の照射を受けている状態.

つぎに集合体の形態であるが，図1・4から分かるように格子間原子は平面状集合体(二次元集合体)を形成する。その理由は，格子間原子はその周囲に大きな歪を伴っており，したがって形成エネルギーが比較的大きいことである。例えば，鉄の場合4 eV程度程度のエネルギーを有していると考えられ，これは原子空孔の1.8 eV程度に対して大きい。もし，格子間原子が三次元集合体を形成すると，非常に大きな歪を伴うことになり，結果として二次元集合体のみが形成される。実はこのことが転位形成につながる根本要因である。すなわち平面状集合体の縁の部分は転位線であるからである。平面状に並ぶことは，いずれは原子面一枚を新たに形成して完全結晶にもどることを意味し，対消滅によらずに欠陥を結晶から消失させる最善の方法である。言い換えれば，結晶中に存在している欠陥であることの特徴を利用した，最も有効な自己消滅方法である。

さらに根本要因を探ることは意味のあることであり，格子間原子の高い形成エネルギーは，結晶構造そのものに起因している。一般に金属の多くは，稠密充填(面心立方晶(FCC)，稠密六方晶(HCP))あるいは，それに近い構造(体心立方晶(BCC))を有している。剛体球モデルでは，充填率がそれぞれ74%，68%である。結局，このような高い充填

率を有する結晶構造が、格子間原子の高い形成エネルギーを生み出し、ひいては平面状集合体形成、転位ループ形成に至っている。したがって結晶構造が稠密充填から遠い場合にはこの結論は成り立たないこともありうる。ダイヤモンド構造などは隙間の多い構造(剛体球モデルによる充填率34%)であるため、状況は金属などとは非常に異なる。

1.3 点欠陥, 集合体, 転位の相関性

1.3.1 格子間原子の平面状集合体

格子間原子の平面状集合体には2種類あり、クラウドイオンの束(bundled crowdion)である可動転位ループ(glissile dislocation loop)と、それ以外の不動転位ループ(sessile dislocation loop)である。ここで、束ということの本質は、構成クラウドイオンの軸がそろっているという意味である。後者の場合は前者の場合と異なり、そのひずみが原子列方向に伸びた格子間原子の束とみなせない。ただし、前者のクラウドイオンには、最近接方向にひずみが伸びている本来のクラウドイオンの他に、他の原子列方向に伸びたものも含む。BCCの場合を例にとると、 $\langle 111 \rangle$ クラウドイオンが本来のクラウドイオンであるが、 $\langle 100 \rangle$ 方向に伸びた格子間原子も含む。BCCの場合には、この2種類の格子間原子からなる平面状集合体があり、どちらの場合も可動転位ループになる。これに反して、FCCの場合には少し事情が異なっており、 $\langle 110 \rangle$ クラウドイオンの束の場合は、BCCの場合と同様に可動転位ループになるが、Frank型転位ループ(Frank type dislocation loop)の場合には、不動転位ループである。このループは、 $\{111\}$ 面の積層の間に、格子間原子の平面状集合体である、新たな面を挿入して形成されたもので、ループ内に積層欠陥を有する。形成過程から分かるように、ひずみの伸びている方向が当然のことながら、 $\langle 111 \rangle$ 方向を向いており、原子列に沿った方向ではないので、クラウドイオンの束とはみなせない。このタイプの転位ループは、原子空孔が平面状に集合しても形成される。Frank型転位ループも、サイズが増大して積層欠陥が消滅すれば、完全転位ループ、すなわち可動転位ループになる。

図1.5に、照射下で起きている事象を、点欠陥から転位までの相関性という視点に立ち、簡単に図示する。転位ループはここでは六角形で表示してあるが、もちろん円形に表示してもよい。転位ループのすべり面は、もちろん、外側の六角柱、あるいは円筒になる。ここでは単一のクラウドイオンから、転位ループを経て、直線状刃状転位へ至る過程を模式的に示してあるが、この場合、想定しているのは広い意味でのクラウドイオンの束、すなわち可動転位ループの場合である。当然のことながら、転位ループのバーガース・ベクトル(Burgers vector)の方向は、クラウドイオンの軸方向である。不動転位ループは対象外である。この一連の欠陥の族(ファミリー)は、せん断ひずみに反応して移動可能である、という性質を共有しており、いいかえれば、シア・ファミリー(shear family)である。そして、その極限、すなわち刃状

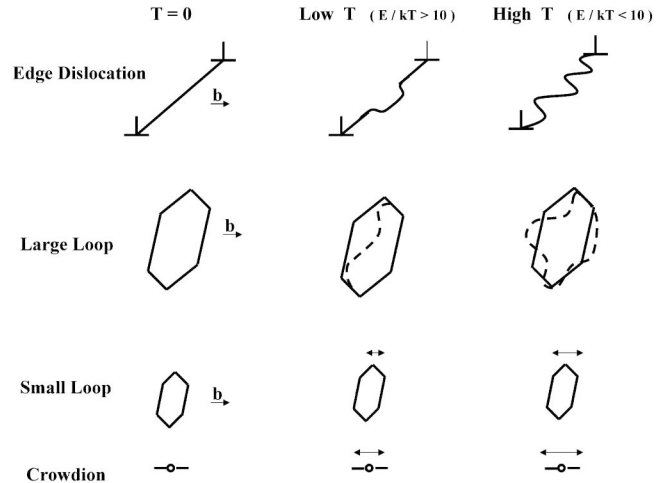


図1.5 クラウドイオン, 種々のサイズの転位ループ, 刃状転位の熱活性化運動の模式図。

転位は、クラウドイオンを半無限に積み重ねて構成されることが分かる。不動転位ループであるFCCのFrank型転位ループの場合も、サイズが増大とともに積層欠陥が消滅し、完全転位ループに変化するので、やはりクラウドイオンの束という構造に帰着する。

図1.5には温度が高くなったときの転位ループの挙動を、活性化エネルギーの大きさ E/kT を尺度にして、模式的に示してある。すなわち、サイズが小さいときは、集合体全体が一体として運動すると考えられるが、サイズが増大とともに部分的な運動、すなわちキック形成が現れてくると考えられる。また、サイズが小さいものは活性化エネルギーも低く、大きなものに比して、より低温から運動が活発になると考えられる。

次に、上に述べてきたクラウドイオンを積み重ねていく議論において一つ重要なことは、クラウドイオン単独の性質が、そのまま保存されているわけではないということである。具体的には、クラウドイオンの置かれた位置が、集合体の縁から離れるにしたがって、そのひずみがクラウドイオンの軸上で反対向きに伸びていき、最後には完全結晶に近づくことである。この辺の事情を図1.6に示している。すなわち、図中に集合体あるいは刃状転位の、種々の位置にあるクラウドイオンの軸上の、隣接する原子間隔の変化をプロットしてある。転位芯に近い位置にいるクラウドイオンは、図中に示す孤立クラウドイオンの場合と同様に、ひずみが局在しているが、集合体の縁、すなわち転位芯の部分から離れるにしたがって、ひずみが両側に分散していく姿がわかる。10原子以上離れるとかなりひずみが伸びている。すなわち、転位ループのサイズが増大とともに中心部分から完全結晶へと近づいていくこと、同様に、直線状刃状転位の場合も、転位芯から離れると完全結晶へと近づいていくことがわかる。

1.3.2 原子空孔の平面状集合体

図1.5には、格子間原子(クラウドイオン)の平面状集合体

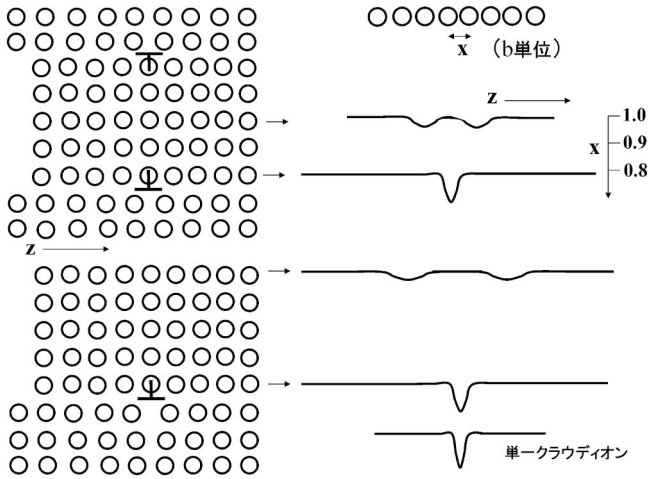


図1-6 転位ループ(上), 刃状転位(下)を構成するクラウディオンのひずみの拡散の状況.

大きく成長することはなく、最後に残るのは、主として三次元集合体のポイドのような形態である. 図1-2に典型的なポイド形成の結果を示す. このため原子空孔から、結晶内全体に発達した転位組織が形成されることはない. 両系列の形成に関して、単一欠陥からスタートしてその移動、平面状集合過程の結果として、転位ループが形成される場合の他に、もう一つ考えなければならないことは、ある大きさの平面状集合体として、格子間原子型、原子空孔型集合体が同時発生する可能性である. もちろんこの単一の場合が照射であるが、複数の場合は、むしろ照射以外の分野において追跡する方がよい.

1-3-3 格子間原子型・原子空孔型転位ループの相関性とそれらの両極限

両系列の関係をもう少し深く考えてみる必要がある. すなわち、独立したそれぞれの成長過程の他に、集合体として同時発生、さらには正負対形成などの相関性という観点からみても. この過程が、実現の有無は別として、結晶に恒久的な構造変化を残す操作の一つであり、点欠陥から転位に至る格子欠陥の全体像の把握に際して、仮想的にはあるにせよ、思考過程の中においてみる価値がある. 図1-7の右に模式的に示してある. 実在しているのは、もちろん、単一欠陥の場合である. すなわち、格子間原子と原子空孔は同時発生する、粒子・反粒子対であるが、もう一歩進んで、同一原子列上での同時発生、すなわち、お互いを結ぶ方向に軸を持ったクラウディオンと原子空孔、正式の表現では、置換連鎖衝突(RCS: replacement collision sequence)が実際に存在する. 衝突という言葉を使わないで表現するならば、原子列のある長さの範囲を一原子距離だけ、原子列方向に集団移動するという操作であり(図1-7の右下では右から左)、結果として、両端に原子空孔と格子間原子(クラウディオン)が形成される.

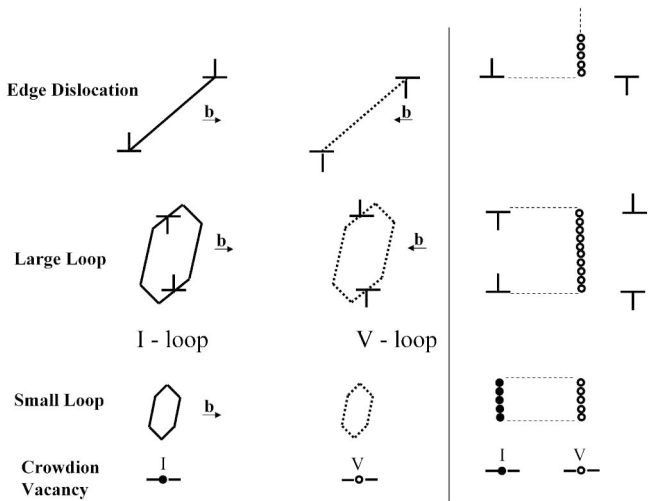


図1-7 格子間原子型転位ループ・原子空孔型転位ループの相関性とそれらの両極限.

を基礎に、単一欠陥から平面状集合体を経て、直線状の刃状転位に至る道筋を示してきた. 一方、原子空孔の場合についても、図1-7に示すように、その平面状集合体を基礎に、同様の道筋を考えることができる. 原子空孔の平面状集合体は2枚の内表面に囲まれ一原子幅の狭い空間を形成するが、エネルギー低減のため、その隙間をつぶすという過程を経て、格子間原子の場合と反対符号の刃状転位ループ、および刃状転位が形成される. すなわち、原子空孔の平面状集合体はつぶれることにより、外側に格子間原子(クラウディオン)の束の平面状集合体を形成し、本来、空孔であった部分は完全結晶へと戻る.

単一欠陥の集合により平面状集合体を形成する系列として、格子間原子による系列と、原子空孔による系列の両方が存在してよいはずであるが、現実はそのようではない. 照射の場合は、フレンケル対という形で、格子間原子と原子空孔が同数発生する. 原子空孔は平面状集合体も形成するが、通常大

今、このプロセス、すなわち原子列上の集団移動を基礎において考えてみる. すなわち、このプロセスを、相隣なる原子列上で平行して多数同時に起こすことを考える. その結果、図1-7の右に示すように、クラウディオンの束である格子間原子型転位ループと、原子空孔の平面状集合体が形成される. 後者をつぶした後に得られるものが、原子空孔型転位ループであり、同図の一番右に示してある. これは見方を変えれば、外側に格子間原子(クラウディオン)の平面状集合体を形成したことに相当する. したがって、結果として正負の転位ループ対の形成に至る. しかし、これは通常は存在しない. さらに、原子空孔の平面状集合体は、原子空孔の数が少ない場合にはつぶれないので、正負転位ループ対にはなりえない. もちろん単一の原子空孔もつぶれないのでこの範疇には入らない. 反対に正負の転位ループ対のサイズを大きくした極限は、同じく図1-7に示すように、正負の刃状転位対の発生に至るが、これも直接には難しい. しかし、無から有を作るのは難しいが、すでに転位源が存在しており、そこから転位ループが新たに増殖される、いわゆる、転位増殖の

ときは可能である。

以上、ここまで考えてきたことは、単一の格子間原子(クラウディオ)と原子空孔、あるいはそれらの平面状集合体からはじめて、刃状転位に至る過程の理想化されたモデルであるが、実際の結晶中で、すべてがこのまま実現されることは通常はない。とくに正負の転位ループ対発生は、そのまま結晶中では実現しないが、その前段階である原子空孔の平面状集合体の形成に関しては、その形成場所を限定してなら実現していると考えられる。すなわち、結晶中ではなく結晶の表面、あるいは内表面、界面などに原子空孔集合体を残したと考えられる場合である。転位ループのみならず、直線状刃状転位の結晶への導入がこれらの場合に当たる。以下具体的なこの該当例について考えてみる。

1.3.4 照射以外の転位ループ、転位形成

図1.8に示すように、結晶内に内圧の高いガスバブル、あるいはオーバーサイズの析出物などが存在していると、その外側に転位ループが形成されることは、よく知られている。パンチアウト(punched-out)された転位ループとして観察されているものは、実は格子間原子(クラウディオ)の束である。バブルの表面に同サイズの凹みを残して、転位ループが外に向けて放出されているわけであるが、見方を変えれば、格子間原子と原子空孔の対(フレンケル対)を同時に多数、しかも整列させて発生させたことに相当する。すなわち、上で考えた原子列上の集団移動を、ある領域にわたって同時に行った結果である。ただし、原子空孔の平面状集合体の発生場所はバブルの内表面であり、結晶中ではない。このことは、照射の場合は、原子空孔は必ず結晶中に発生するのに対比される。

同じく図1.8で、オーバーサイズの析出物の場合には、この残された原子空孔をひずみの緩和のために、界面において吸収してしまったと考えるのがよい。両者の場合をまとめて、パンチアウトされた転位ループの場合には、原子空孔を内表面あるいは界面に収納しているとみることができ、マト

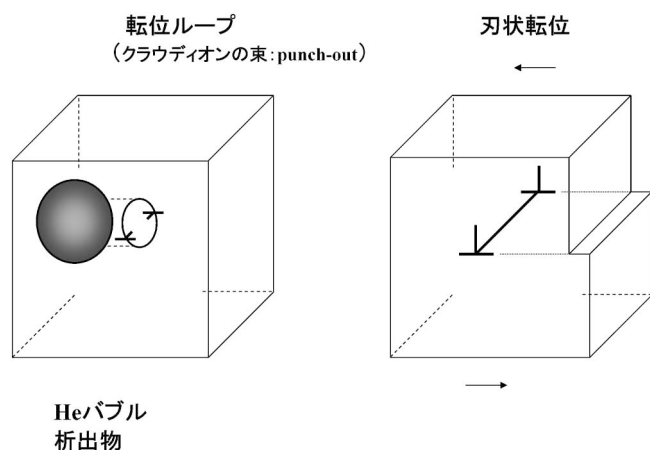


図1.8 バブル、析出物からの転位ループの導入、外部応力による結晶内への刃状転位の導入の模式図。

リックス中に残留させる照射の場合とは対照的である。結局、照射、パンチアウト両者の間では、この原子空孔の置き場所が異なるだけであって、格子間原子・原子空孔の対で形成されている点は共通であるという認識に達する。さらに両者を比較してみると、照射の場合は、外部からのエネルギー伝達が、格子位置にある一つの原子に対して行われるのに対して、パンチアウトの場合には、結晶のある領域全体に対して行われている点が異なっているだけである。パンチアウトではないが、照射においても、PKA(primary knock-on atom)エネルギーが大きいときは、いわゆるカスケード形成が起こることが知られており、その際、単一フレンケル対の他に、格子間原子(クラウディオ)の束で発生することが知られている。この際、原子空孔はカスケードの中心部に残したと考えられる。ただし、平面状ではない。

さらに図1.8に示すもう一つの例として、表面からの刃状転位の導入は、見方によっては、やはり、場所が限定された原子空孔の平面状集合体の形成に当たるといえる。すなわち、通常は、導入された一本の刃状転位のみが注目の対象であるが、実際には、表面に原子空孔を残したと考えられる。ここで転位芯から離れるにしたがって完全結晶に近づくことはいうまでもない。このように考えると、直線状刃状転位の場合も、上記のパンチアウトされた転位ループと同じように解釈できる。実際には、結晶粒界から刃状転位が発生することが多いと考えられる。

結局、結晶中に格子間原子と原子空孔の対(フレンケル対)を、逐一導入するのが照射であるのに対して、転位ループあるいは刃状転位の導入の場合には、フレンケル対の同時多数整列導入と考えてよい。整列という意味はクラウディオの軸がそろっているということである。照射の方が1から始まるのに対して、パンチアウトの転位ループの方は、nから始めるという関係になる。照射の場合に、クラウディオの軸がそろうのは、平面状集合体を形成する時点であり、それ以前は、お互いに自由な方向を向いている。鉄などの例では、 $\langle 111 \rangle$ クラウディオではなく、 $\langle 110 \rangle$ ダンベルの方が安定構造であると考えられている。

実際に正負刃状転位の対発生が実現しているのは、既存転位、すなわちフランク・リード源からの転位の増殖過程である。この増殖過程によりすべり面上に形成された転位ループは、正負の刃状成分を有している。

1.3.5 フランク・リード源からの転位ループの形成

ここまで議論してきた転位ループは、すべてクラウディオの束、すなわち刃状転位ループであるが、実際に応力下にある結晶中に多く見られるのは、フランク・リード源(Frank-Read source)から増殖された転位ループである。この増殖された転位ループは、すべり面上に乗っており、刃状、らせん両方の成分を有している。したがって、この転位ループに関しても、点欠陥との相関という立場から議論する必要がある。

図1.9、図1.10に典型的な転位の増殖の様子を示す。図1.

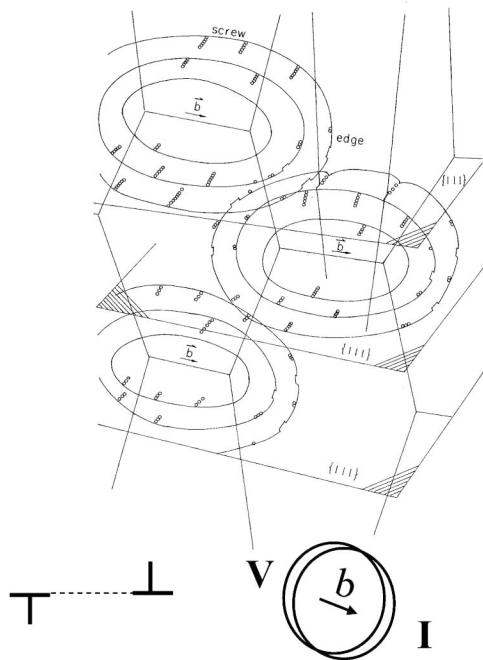


図1-9 増殖転位ループの模式図と正負の刃状転位の対生成.

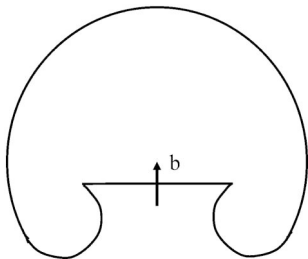


図1-10 フランク・リード源から増殖される転位ループ.

9には、結晶内の全体的な様子を鳥瞰図風に示している。転位網の一部をなしている、FCC結晶の $\{111\}$ 面上のらせん転位源から応力下で転位の増殖が生じている。増殖された転位ループと、他のらせん転位との切り合いの結果生じたジョグのドラッグ運動の結果、原子空孔列が生じている様子も示している。これが応力下にある結晶の内部の、典型的な転位の増殖過程の様子である。しかし、考察を簡単にするため、図1-10に示すように、もとのフランク・リード源を刃状転位として、せん断応力下で張り出して、ループを形成する途中の様子を詳しく見てみる。刃状転位が前進するということは、芯を形成しているクラウディオンの列(余剰原子面がすべり面上にあるとすれば、実際にはすべり面から上方に伸びた壁であり、ただし、芯から離れると完全結晶へもどる)が前方に移動することである。

しかし、円形に張り出す際に、もとの刃状転位源の長さを超えなければならない状況になる。その際、左右両方の超え

た部分では、新たにすべり面上にクラウディオンの列(壁)を形成することになる。これに呼応して、図1-10のループが下方に張り出している部分に、すべり面の下に、すなわちループの前進している部分とは反対向きに、クラウディオンの列(壁)を形成する必要がある。すなわち、ここで正負の刃状転位対の形成が起こることになる。これは結局、らせん転位の前進の原子的プロセスに他ならない。このようにして、一回転すると転位源はもとにもどり、新たな円形の転位ループが完成して、前後の正負の刃状成分と、左右の正負のらせん成分の両成分をもつ。

このことをさらに突きつめて考えてみる。もとの転位源長を超えた左右両方の部分では、前方に新たにクラウディオンの列(壁)を形成する必要があるが、これは、上記1-3-3節で考えたように、原子列上の集団移動を伴うことである。その結果、後方に原子空孔の列(壁)を形成することになるが、この空孔壁を結晶内に出現させることなく、つぶしてしまう。その反映として、同時にすべり面の下にクラウディオンの列(壁)を形成していると考えられる。したがって、すべり面上に増殖された転位ループの挙動を、点欠陥の立場からみると、格子間原子と原子空孔の対(フレンケル対)の同時多数整列導入に、原子空孔をつぶす過程を加えて、正負の刃状転位対形成が行われていることになり、これがらせん転位の前進であると考えられる。原子空孔をつぶす過程は実際には表に現れないことが重要である。すなわち、対発生は原子空孔発生の問題を自動的に解決する最善の策である。

さらに基本的現象に遡って考えてみると、結晶の内部の原子面に沿う、ある領域の‘すべり’という現象そのものが、この正負の刃状転位の対生成をともなう転位導入であるということになる。らせん成分ももちろん導入される。通常はこの現象に点欠陥的要素を考えないが、点欠陥の立場から‘すべり’という現象を表現することは意義があることである。すなわち、フレンケル対の多数整列導入に原子空孔をつぶす過程を負荷した結果としての、正負の刃状転位対生成が、点欠陥の立場からは、すべりであるといえる。らせん転位線上のキンク対形成もこの例にあたる。

以上、点欠陥から転位ループ、転位へ移行する道筋の理想モデルと、現実には生じている現象の比較を行ってきたが、点欠陥と転位の相関性について考える上に、非常に有意義であることが判明した。刃状転位ループの場合は、原子空孔を内表面、あるいは析出物界面などに残して形成されることはあるが、結晶内に原子空孔の平面状集合体を形成したり、さらにそれをつぶして、反対符号の刃状転位ループを形成したりすることはない。これに反して、すべり面上の転位ループの場合には、この後者の場合に相当することが現実に起きている。すなわち原子空孔が表に現れない形で、ループの一部ではあるが、正負の刃状転位対が形成されている。

さらに全体的に考察すると、照射から始まって、照射による転位ループ発生、パンチアウトなどによる転位ループ発生、すべりによる転位ループ発生までを、すべてを並べて比較してみると、原子空孔の処理の仕方が異なっていることに

気付く。原子空孔をそのままの形で結晶内に残すのが照射であり、その反対、すなわち原子空孔を何らかの方法で処理しているのが、照射以外のケースである。パンチアウトによる転位ループ形成、転位源からの転位ループ増殖など、通常の転位ループ発生が後者に当たる。照射の場合、残された原子空孔がボイドの発生などにつながるが、このように考えてみると、当然の結果であるといえる。

1.3.6 クラウディオンの束と転位ループ—応力への反応—

このような考え方は、従来の転位論とは異なる見方を提供するものである。すなわち、刃状転位を分解するという考えは、これまでの転位論にはなかった。刃状転位を、それを構成しているクラウディオンの分解する極限として、一つのクラウディオンの対比を試みる。図1.11に示すように、一つのクラウディオンを表面から導入し、表面に原子空孔を残したと考える。刃状転位のパーガース・ベクトル(Burgers vector)は、クラウディオンの存在による原子列上の一原子の変位に対応する。刃状転位が感じている格子抵抗、すなわち、パイエルスポテンシャルに対応するものは、一つのクラウディオンの場合には、その移動の際のポテンシャルということになる。刃状転位は、結晶に負荷される様なせん断応

力下ですべり運動をするが、転位ループの場合にこの考えを推し進めるならば、図1.12および図1.13に示すように、軸対称にせん断応力を負荷すれば、刃状転位と同様に一方向にすべり運動をする。一つのクラウディオンの場合もこの極限であることは、例えば、クラウディオンの軸上を他のクラウディオンの、あるいは原子空孔が近づいてくることを考えてみると理解できる。どの場合にも、せん断に対する格子抵抗に打ち勝って移動が可能になるという点では共通である。ただ、一つのクラウディオンの場合あるいは小さな集合体の場合には、移動の際に必要なエネルギーが小さいために(図1.5中 $E/kT < 10$, E : 活性化エネルギー)、通常熱活性化で十分に移動が可能になるので、せん断応力の負荷を議論しない。これに対して直線状刃状転位線の場合には、転位線全体が移動する際のエネルギーが、非常に大きくなるので、せん断応力下で転位線上の一部にキック対を形成し、熱活性化運動により前進する。転位ループの場合にもサイズが大きくなるとやはりキック対を形成する方が有利になる。その辺の事情が図1.5に模式的に示されている。

以上、クラウディオンの束と転位ループを区別することなく進んできたが、これについて考えてみる必要がある。集合

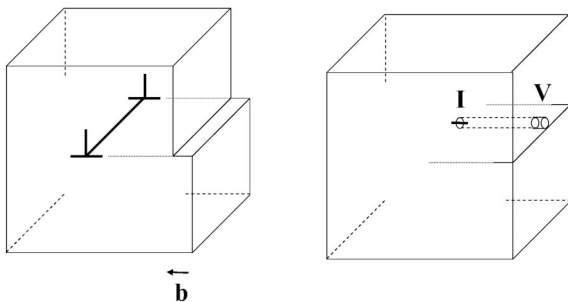


図1.11 刃状転位のパーガースベクトルとクラウディオンのもつ変位(パイエルスポテンシャル)。

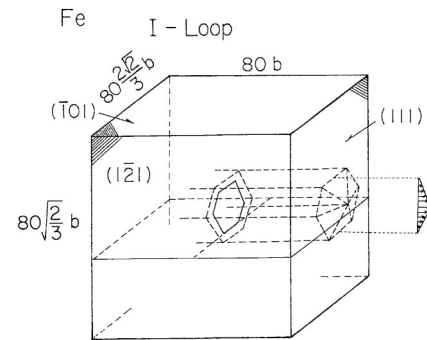


図1.12 転位ループの全周にせん断応力を均等にかける方法。

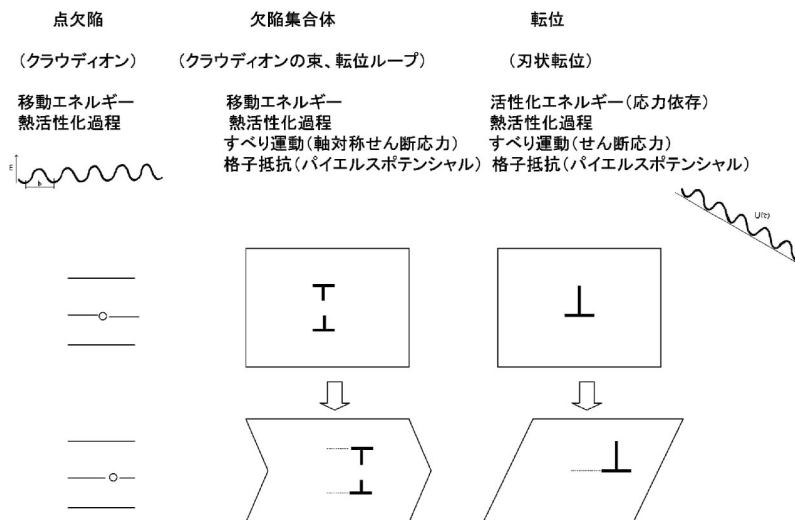


図1.13 直線状刃状転位と転位ループに一樣なすべり運動を起こさせるためのせん断応力の比較。

体のサイズが小さく、構成しているクラウディオンの本来の姿からの変化が少ない、すなわち、図 1・6 における軸上のひずみ分布が局在しているような場合には、文字通りクラウディオンの束(bundled crowdion)と言える。しかし、集合体のサイズが増大してその内部に位置している場合は、本来のクラウディオンの性質から大きくずれて、ひずみが両側に広がっていき完全結晶の方に近づく。すなわち、刃状転位線と状況は似てくる。この場合には、クラウディオンの束というよりは、転位ループと呼ぶのにふさわしい。すなわち、本来はクラウディオンの束であるが、より安定な構造へと変化する結果、周辺部の転位芯の部分を除いて完全結晶へと移っていく。芯の部分から10原子離れるとクラウディオンの痕跡がほとんど見られなくなるので、300個ぐらいの集合体になると、中心部は完全結晶に近くなり、転位ループと呼ぶのにふさわしいと考えられる。しかし、もし転位ループが原子空孔を逐次吸収して、すなわち上昇運動をして、転位ループのサイズが減少した場合には、中心部もふたたびクラウディオンのひずみの状態に戻ってくる。

(次稿に続く)

文 献

- (1) 鈴木秀次：転位論入門，アグネ，(1967).
- (2) 石野 稔：照射損傷，東京大学出版会，(1979).
- (3) F. Minami, E. Kuramoto and S. Takeuchi: phys. stat. sol. (a), **12**(1972), 581-588.
- (4) F. Minami, E. Kuramoto and S. Takeuchi: phys. stat. sol. (a), **22**(1974), 81-88.
- (5) E. Kuramoto, F. Minami and S. Takeuchi: phys. stat. sol. (a),

22(1974), 411-419.

- (6) 蔵元英一：金属学会会報，**14**(1975), 567-573.
- (7) S. Takeuchi and E. Kuramoto: Acta Metall., **21**(1973), 415-425.
- (8) E. Kuramoto and D. P. Pope: Phil. Mag., **33**(1976), 675-683.
- (9) E. Kuramoto and D. P. Pope: Phil. Mag., **34**(1976), 593-601.
- (10) E. Kuramoto and D. P. Pope: Acta Metall., **26**(1978), 207-210.
- (11) E. Kuramoto, Y. Aono, K. Kitajima, K. Maeda and S. Takeuchi: Phil. Mag. A, **39**(1979) 717-724.
- (12) 蔵元英一，青野泰久，北島一徳：金属学会会報，**19**(1980), 348-354.
- (13) E. Kuramoto, N. Yoshida, N. Tsukuda, K. Kitajima, M. B. Lewis, N. H. Packan and L. K. Mansur: J. Nucl. Mat., **103 & 104**(1981), 1091-1096.
- (14) 蔵元英一：金属学会会報，**23**(1984), 10-18.
- (15) 蔵元英一：まてりあ，**35**(1996), 110-116.
- (16) 蔵元英一，大沢一人，堤 哲男：まてりあ，**37**(1998), 461-469.
- (17) 蔵元英一：日本物理学会誌，**58**(2003), 158-165.
- (18) E. Kuramoto: J. Nucl. Mat., **276**(2000), 143-153.
- (19) 関村直人，森下和功，蔵元英一，曾根田直樹，沖田泰良，平谷正人：プラズマ・核融合学会誌，**80**(2004), 228-234.
- (20) 曾根田直樹，沖田泰良，森下和功，蔵元英一，平谷正人，関村直人：プラズマ・核融合学会誌，**80**(2004), 318-324.
- (21) 蔵元英一，平谷正人，沖田泰良，森下和功，関村直人，曾根田直樹：プラズマ・核融合学会誌，**80**(2004), 492-499.



蔵元英一

★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★
 最終学歴：1970年3月 東京大学大学院理学系研究科
 博士課程修了
 (理学博士)
 主な略歴：1984年4月 九州大学応用力学研究所教授
 2005年3月 九州大学定年退職
 2005年5月 九州大学名誉教授
 専門分野：金属物性，結晶塑性，格子欠陥，陽電子消滅，核融合炉材料の照射効果。点欠陥，転位の分類を超えて広い視点に立った格子欠陥論
 ★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★