

ナノメートルサイズのプリズマティック 転位ループの一次元拡散 —TEM その場観察による研究—

荒河 一渡* 森 博太郎**

1. はじめに

結晶性材料の強度や硬度は基本的に転位の生成と移動に支配される⁽¹⁾。こうした転位のすべりに関するこれまでの研究は、マクロな長さを持つ転位が与えられた外部応力の印加と除去に対してどのようにレスポンスするかという点に主眼が置かれてきた⁽¹⁾⁽²⁾。一方、高エネルギー粒子照射によって生成される点欠陥(自己格子間原子および原子空孔)が特定の原子面上に集合することによってナノメートルサイズのプリズマティック転位ループが形成されることはよく知られている。最近の分子動力学計算(MD)は、面心立方構造(FCC)および体心立方構造(BCC)を持つ金属中の直径2ナノメートル程度以下の極めて小さなプリズマティック完全転位ループは、格子間原子型および空孔型の両者とも、ゼロ応力下においてそのバーガースベクトル \mathbf{b} の方向へ一次元のすべり拡散をおこない得ることを示した⁽³⁾⁻⁽⁸⁾。この現象は理論的にも調べられている⁽⁹⁾⁻⁽¹¹⁾。さらに特筆すべきは、こうした転位ループの拡散は核分裂炉および核融合炉を構成する耐放射線材料中の劣化過程において中心的な役割を果たすことが明らかにされつつある点である⁽¹²⁾⁻⁽¹⁴⁾。

MDに基づく研究によれば、 α 鉄中の直径2.4 nm以下の極微小な $\mathbf{b}=1/2[111]$ の格子間原子型転位ループは、ループ内のすべての $[111]$ 原子列中の自己格子間原子の位置を特定することが可能であり、転位の単なる輪というよりむしろ、 $[111]$ 軸を持つクラウディオンの束であるとみなせる⁽⁷⁾。クラウディオンとは、自己格子間原子の一種であって、結晶の稠密方向に長範囲の圧縮の歪れを持ち、その重心は軸の方向に容易に移動することができる⁽¹⁵⁾。このクラウ

ディオンの束は、束を構成する各々のクラウディオンがほぼ独立して軸に沿って移動する様式により、同一の方向に一次元移動すると結論されている⁽⁷⁾。これに対し、より大きな転位ループは、ループ内中心部の原子配置が完全結晶のそれとほぼ同一になり、転位の輪とみなせる⁽⁷⁾。このような少し大きめのナノメートルサイズの転位の輪がどのような挙動を示すのかは極めて興味深い。しかし、それらはMDで計算できるようなナノ秒のオーダーの時間範囲では、単なる加熱によっては有意な移動を示さない⁽⁷⁾。すなわち、それらの拡散過程をMDで調べることは困難であると言える。

一方実験的には、透過型電子顕微鏡法(TEM)によるいくつかの研究は、FCCおよびBCC金属中の直径数ナノメートルの格子間原子型完全転位ループが一次元移動を行うことを示した⁽¹⁶⁾⁻⁽²¹⁾。転位ループは、原理的には、転位ループの中心軸に対して対称なせん断応力あるいは空間的に非一様なせん断応力を印加すれば、バーガースベクトルの方向への正味の力が働くことによって、一次元のすべり移動をなし得る。Kiritani⁽¹⁶⁾およびHayashiら⁽¹⁸⁾は、超高圧電子顕微鏡内での高エネルギー電子照射下において転位ループが一次元の往復移動をしばしば示すことなどから、一次元移動は互いに近傍にある転位ループ同士が及ぼし合う弾性的な相互作用によって起こるものであると結論した。これに対しSatohら⁽²¹⁾は、同様の実験により、不純物等の溶質原子によるトラップサイトからデトラップされた転位ループは、熱エネルギーによる一次元拡散をすると推察した。転位ループのトラップサイトからのデトラップが一次元移動の発現の条件であることはHayashiら⁽¹⁸⁾およびArakawaら⁽¹⁹⁾の合金を用いた実験によっても指摘されている。さらに、一次元移動は、空孔型の完全転位ループについても見出されている⁽²²⁾⁻⁽²⁴⁾。しか

* 大阪大学准教授; 超高圧電子顕微鏡センター(〒567-0047 茨木市美穂ヶ丘7-1)

** 大阪大学教授; 超高圧電子顕微鏡センター

In-Situ TEM Observation of the One-Dimensional Diffusion of Nanometer-Sized Prismatic Dislocation Loops; Kazuto Arakawa*, Hiroto Mori** (Research Center for Ultra-High Voltage Electron Microscopy, Osaka University, Ibaraki)

Keywords: *dislocation loop, diffusion, transmission electron microscopy, radiation damage, iron*

2008年8月4日受理

し、それらの研究においては、トラップサイトからデトラップされた転位ループが熱エネルギーによる一次元拡散を所得るのか否かという基本的な問いに対する明確な解答は得られていない。

このような背景に基づき、著者らの研究グループは(i)ナノメートルサイズの転位ループは拡散し得るのか、(ii)拡散するとしたらその拡散係数はどれほどの大きさか、(iii)拡散の機構は何であるか、といった問題に焦点を当てて研究を進めた⁽²⁵⁾。

試料として、原子炉・核融合炉の構造材料として重要視されているフェライト鋼の主要構成要素である α 鉄の高純度材(純度 99.998 mass%)を採用した。TEM 薄膜中の $b=1/2\langle 111 \rangle$ を持つ格子間原子型転位ループ(直径 5.9 nm 以上)が、転位ループを移動させ得るほどの外部応力および内部応力が存在しない条件下で、加熱に対してどのような挙動を示すかを TEM その場観察法によって調べた⁽²⁵⁾。

2. 実験手法

転位ループは、超高压電子顕微鏡 H-3000(Hitachi)内で、TEM 薄膜試料に対して 2000 keV 電子照射を行うことにより導入した。転位ループを導入した試料を汎用電子顕微鏡に移し、付加的原子弾き出しの抑制される加速電圧 200 kV あるいは 300 kV にて、試料を加熱しながら転位ループの挙動を観察した。ここでは、(A)多数の転位ループに着目した上での転位ループの移動頻度の温度・時間依存性の測定、および(B)個々の転位ループの挙動の調査、という二種類の実験を行った。図 1 は TEM による転位ループの観察の模式図である。TEM 薄膜試料の表面は、転位ループのバーガースベクトル \mathbf{b} ($1/2[1\bar{1}1]$ もしくは $1/2[1\bar{1}\bar{1}]$) が試料表面にほぼ平行となるように、(011)面としている。こうして試料表面から転位ループに対してその移動方向へかかる力を最小化した。また、詳細は省くが、実験(B)においては、その他の内部応力も転位ループの移動に影響を及ぼさない程度に減じた⁽²⁵⁾。試料の温度は、290 から 700 K とした。

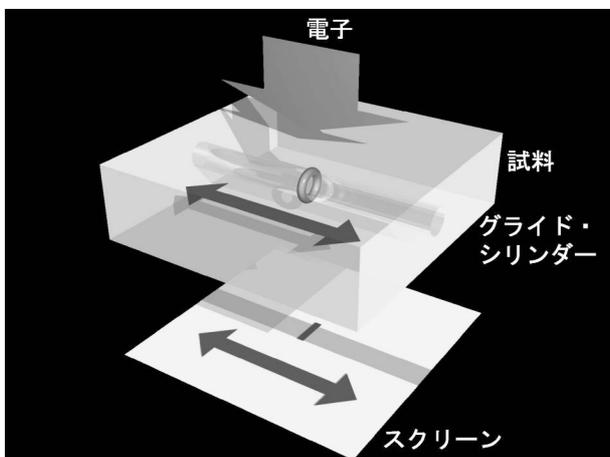


図 1 転位ループの一次元すべり移動過程の TEM 観察の模式図。試料中のリングは転位ループ⁽²⁵⁾。

3. 転位ループ移動頻度の温度・時間依存性

転位ループの移動頻度の温度・時間依存性の例を図 2 に示す。ここで、移動頻度は全ての見えている転位ループの数に対する移動している転位ループの数の比を以って定義した。試料を一度約 450 K (T_c) まで加熱すると、初回の加熱時には移動した転位ループが T_c 以下の温度では移動できなくなることがわかる。このことは、初回の加熱において、試料中の炭素や窒素などの高い拡散係数⁽²⁶⁾を持つ侵入型不純物原子によるコッテレル雰囲気⁽²⁷⁾が T_c 程度で転位ループの周りに形成され⁽²⁷⁾、転位ループをロックする可能性を示唆する。雰囲気中の不純物原子の平衡濃度は、フェルミーディラック分布関数によって与えられる⁽²⁸⁾。例えば、刃状転位と炭素原子の結合エネルギーは最大で 0.7 eV 程度と計算されている⁽²⁹⁾。本実験に使用された試料中の炭素原子の濃度は僅かに 0.8 mass ppm であるが、平衡状態ではこの結合エネルギーを持つサイトは炭素原子によって 450 K にて 100%，700 K においても 30% も占められることになる。次に、移動頻度が温度に対して本質的に単調に増加する T_c 以上の高温領域においてほぼ孤立した個々の転位ループの挙動について調べた。

4. 個々の転位ループの移動過程

図 3 に、ある一つの転位ループの挙動を示す。転位ループが \mathbf{b} の方向へ次元移動している様子が明瞭に見て取れる。図 4(a) は、転位ループ像の重心位置を $1/30$ s (Δt) ごとに測定することによって取得した転位ループの一次元変位の時間変化を示す。図 4(b) は、そのウェーブレット変換を示す。高周波領域に欠損期間が存在することがわかる。これらの欠損期間は、分散した静的な不純物原子(比較的不動な置換型不純物原子など)による転位ループのトラッピングによると考えられる⁽³⁰⁾。トラッピングサイトからデトラップされた転位ループの移動は Δt の時間ステップでも連続的に追跡するのが可能なほど遅い。そこで、転位ループが拡散を行っているのか否かを次の手順によって調べた。図 4(c) は、図 4(a) に示されている単一の転位ループが動いている期間

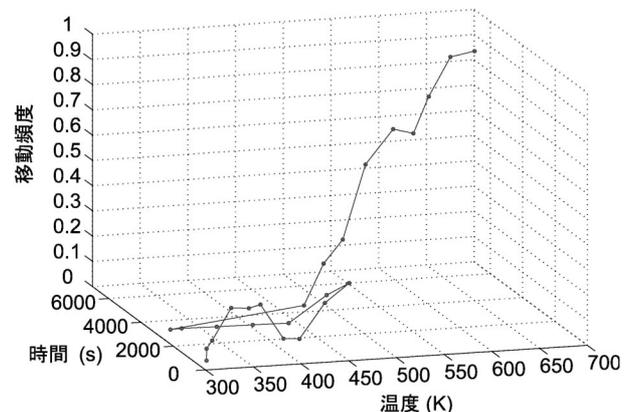


図 2 転位ループの移動頻度の温度・時間依存性。

(81.633から150.867 s)における転位ループの一次元変位 $x = x((i-1) \cdot \Delta t)$ ($i=1, 2, \dots, n$)の平均二乗変位 $\text{MSD}(t)$ の時間 t 依存性を示す. ここで, MSD はエルゴード性の成立を仮定して, 以下の式によって求めた.

$$\begin{aligned} \text{MSD}(j \cdot \Delta t) &= \langle \{x(j \cdot \Delta t) - x(0)\}^2 \rangle \\ &= \frac{1}{n-j} \sum_{i=1}^{n-j} \{x((j+i-1) \cdot \Delta t) - x((i-1) \cdot \Delta t)\}^2 \end{aligned} \quad (1)$$

$(j=0, 1, \dots)$

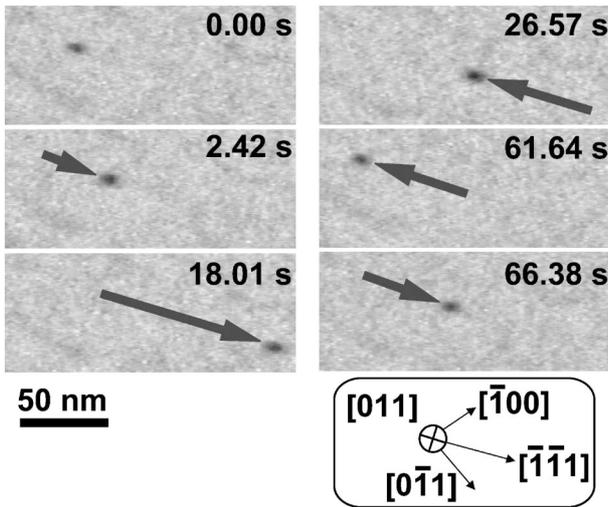


図3 温度 575 K におけるほぼ孤立した $1/2[11\bar{1}]$ 転位ループ(直径 5.9 nm)の移動過程⁽²⁵⁾.

図 4(c)において, MSD は t に比例して増大しているのがわかる. このことは, 転位ループがブラウン運動すなわち通常の拡散を行っていることを明確に示す⁽³¹⁾. 拡散係数 D の値は, 式

$$D = \lim_{t \rightarrow 0} (d \text{MSD}(t) / 2dt) \quad (2)$$

によって評価した. ここで, 画像取り込みシステムに由来する時間相関の影響は除外して極限值を求めた. 図 4(d)より, この場合は, D の値は $50.1 \pm 0.4 \text{ nm}^2/\text{s}$ と評価できた.

D の温度依存性およびその転位ループサイズへの依存性を図 5(a)に示す. D の温度依存性は, アレーニウス則⁽³²⁾を満たしていることがわかる. この図の各直線の傾斜から転位ループ拡散のための活性化エネルギー E は, 転位ループサイズにかかわらず, 統計的なばらつき 0.03 eV 以内で, 1.3 eV と求められた. MD で計算された純鉄中のクラウディオン束の E のサイズ依存性⁽⁴⁾⁻⁽⁸⁾をここで扱った転位ループのサイズ範囲まで外挿すると, サイズによらず $E < 0.1 \text{ eV}$ となり, 本実験で求められた値はこの値より大幅に大きいことになる. 転位ループの拡散の劇的な減速の要因は, 次節に述べるように, 雰囲気ドラッグに帰せられる. D のプレエクスponential因子 D_0 の転位ループを構成する自己格子間原子数 N に対する依存性を図 5(b)に示す. D_0 は, N に対して単調に減少することがわかる. D_0 の N 依存性に, べき乗則が成り立つと仮定すると,

$$D_0 = (2.3 \pm 0.3) \times 10^{15} N^{-(0.80 \pm 0.02)} (\text{nm}^2/\text{s}) \quad (3)$$

が得られる.

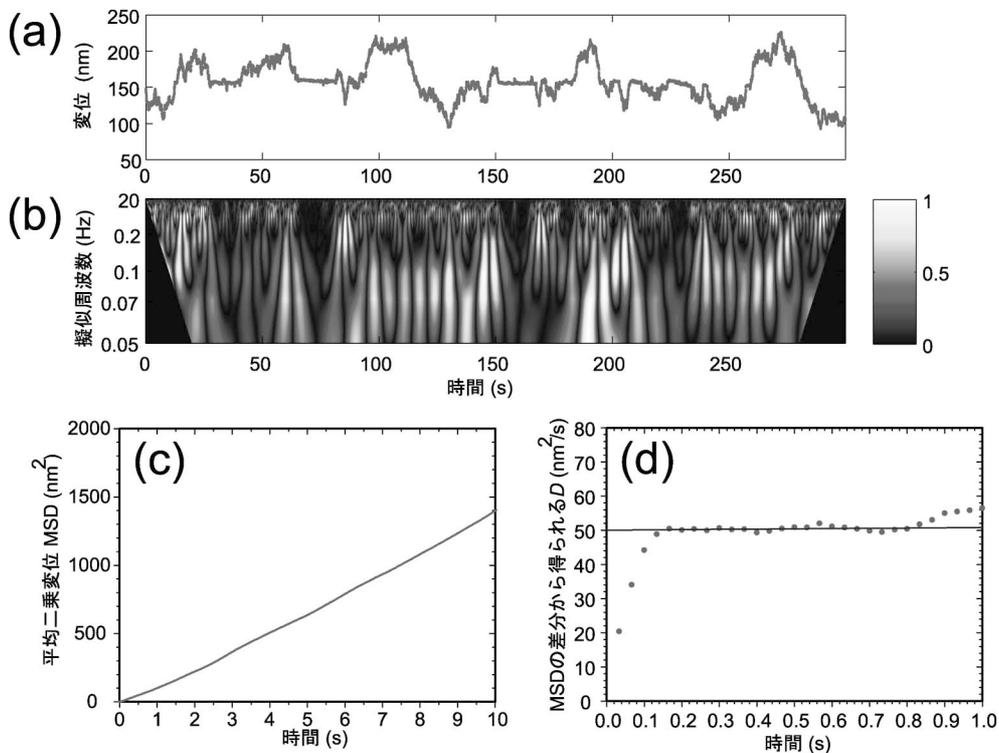


図 4 ほぼ孤立した転位ループの一次元移動の解析⁽²⁵⁾. (a)温度 575 K における直径 5.9 nm の転位ループの一次元変位の時間変化. (b) (a)に示した一次元変位のウェーブレット変換. (c) (a)に示した一次元変位中の単一の転位ループ移動期間(81.633から 150.867 s)の平均二乗変位 MSD の時間変化. (d) (c)に示した MSD の時間差分から得た転位ループの拡散係数 D の時間変化.

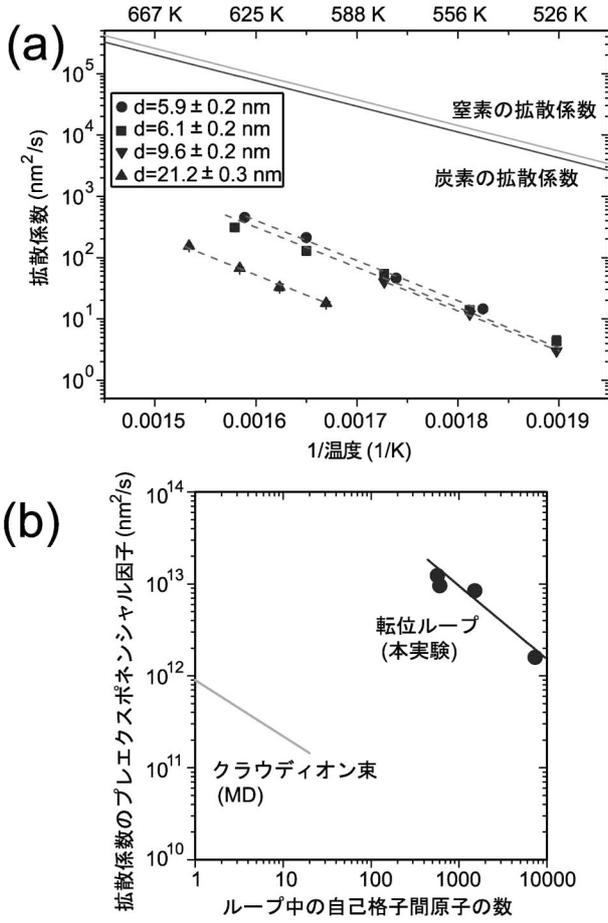


図5 ほぼ孤立した転位ループの拡散係数⁽²⁵⁾. (a)直径 d をもつ転位ループの拡散係数のアレニウスプロット. 窒素と炭素の拡散係数の値は, 文献(26)による. (b)拡散係数のプレエクスponential因子の転位ループサイズ依存性. クラウディオオン束に関する値は, 文献(6)による.

5. 転位ループ拡散のモデル

E の値が転位ループサイズに依らないことは, 転位ループがその形状を全く変えずに転位ループ全体として一度にパイエルスポテンシャル⁽¹⁾の山を越えて移動するのではなく, キング対⁽¹⁾⁽²⁾の形成・移動によって拡散することを示唆する. 転位ループ中のキング対の存在は既に過去のMD研究⁽⁴⁾⁽⁶⁾で触れられ, 理論研究⁽¹¹⁾でも論じられている. ここでは, 熱平衡で存在するキング対を構成するそれぞれのキングが転位線方向へ移動する過程⁽¹⁾⁽³³⁾にまで遡って, D のサイズ依存性および E の起源について考察することにする.

転位ループの中心軸に対して対称的な低いせん断応力に対する転位のすべりの速さ u_d はキングの速さ u_k の関数として

$$u_d \approx \frac{a}{1/c_k} u_k = ac_k u_k \quad (4)$$

と表せる⁽¹⁾. ここで, a はパイエルスポテンシャルの周期である. また, c_k は全ての(両符号の)単一キングの熱平衡濃度であってキングの形成エネルギー E_k の関数となっている. パイエルスポテンシャルが正弦波である場合は, c_k は, 高温極限で,

$$c_k \approx \left(\frac{2}{w_k}\right) \sqrt{\frac{2\pi E_k}{kT}} \exp\left(-\frac{E_k}{kT}\right) \quad (5)$$

と近似できる⁽²⁾. ただし, w_k はキング幅, k はボルツマン定数, T は絶対温度である. 式(4)は, それぞれのキングが平均のキング間隔 $1/c_k$ だけ動くことにより, 転位自身が a だけ移動することを示す. 熱平衡キングはキング対として生成する. それらのうち, 転位の移動方向と逆方向に張り出す後ろ向きキング対は応力によって容易に相互消滅してしまう. したがって, 後ろ向きキング対は実質的には転位のすべりに寄与し得ない.

これに対して, ゼロ応力下では, 後ろ向きキング対も前向きキング対も両者が平均としては同数存在する. この場合, 当然のことながら, 転位のドリフト速さはゼロである. しかし, その拡散係数は, 前向きキング対の数 (n_f) と後ろ向きキング対の数 (n_b) の差の熱的に生じる確率的な揺らぎによって決められ, ゼロでない値を持ち得る. この揺らぎは,

$$\begin{aligned} \langle (n_f - n_b)^2 \rangle &= \langle (2n_f - N_{dk})^2 \rangle \\ &= \frac{1}{2^{N_{dk}}} \sum_{n_f=0}^{N_{dk}} \frac{N_{dk}!}{n_f! (N_{dk} - n_f)!} (2n_f - N_{dk})^2 \\ &= N_{dk} \end{aligned} \quad (6)$$

と表せる. ここで, N_{dk} は, 全キング対の数を表す. 式(4)を拡張することによって, D は,

$$D \approx a^2 \left\langle \left\{ \frac{2(n_f - n_b)}{L} \right\}^2 \right\rangle D_k = \frac{2a^2}{L} c_k D_k \propto N^{-0.5} c_k D_k \quad (7)$$

と近似できる. ここで, L は転位ループ長, D_k はキングの拡散係数を示す. なお, ここでは詳細は省くが, $N_{dk} < 1$ の場合においても, 結果としては全く同じ式が成立する. 式(7)のプレエクスponential因子には, 本実験で得られた D_0 の N 依存式と同様に, N の増大とともに減少するべき乗項が現れている. D の温度依存性は, 式(7)の $c_k D_k$ 項によって表される. D_k は, 転位を取り囲み転位にドラッグされる不純物雰囲気によって支配される. 雰囲気から転位にかかるドラッグ抵抗(応力)の大きさは, 雰囲気が転位の移動に対してすぐさま追従できるときには, 転位の速さに比例する⁽¹⁾⁽³⁴⁾⁽³⁵⁾. この比例係数 B ⁽³⁵⁾ を用いて, アインシュタインの関係式⁽³¹⁾から, D_k は

$$D_k \approx \frac{kT}{abB} \approx \frac{\alpha D_c (kT)^2}{c_0} \quad (8)$$

と表される. ここで, α は定数, b はバーガースベクトルの絶対値, c_0 は雰囲気を構成する不純物の母相中での濃度, D_c は雰囲気を構成する不純物の拡散係数で, 不純物の移動の活性化エネルギー E_c を用いて

$$D_c = D_{c,0} \exp(-E_c/kT) \quad (9)$$

と表される⁽³²⁾. ここでの議論では, フォノンドラッグや第二種のパイエルスポテンシャルなどの D_k に影響を与える他の効果は, その程度が低いと見て, 無視した⁽¹⁾⁽³⁶⁾. 式(5), (7)-(9)より,

$$E = -\frac{d \ln D}{d(1/kT)} = E_k + E_c + \frac{3}{2} kT \quad (10)$$

が得られる. これに対し, 雰囲気のドラッグがおこらずフォノンウインド⁽³⁶⁾によるフォノンドラッグが支配的となる場合, 雰囲気を纏わない転位ループに対する D_k は, デバイ温

度以上では定数となる。よって、雰囲気を纏わない転位ループに対する E の値 E_{nak} は、

$$E_{\text{nak}} = E_k - \frac{1}{2}kT \quad (11)$$

となる。一般に、純鉄中へ溶質を添加しても、剛性率はほんの僅かしか変わらない⁽³⁷⁾。よって、雰囲気は E_k の値そのものにはほとんど影響を及ぼさないと予想される。結局、 E は雰囲気のドラッグによって $E_c + 2kT$ の程度だけ増加することになる。ドラッグされる雰囲気を構成する不純物原子のうち、もっとも可能性の高いものは、炭素あるいは窒素である。転位の周りでのこれらの原子に対する E_c の正確な値は分からないが、もし母相中での値(C: $E_c = 0.83$ eV, N: $E_c = 0.80$ eV)⁽²⁶⁾をそのまま適用すると、 E_k および E_{nak} は、どちらも 0.4 eV 程度と見積もられる。

本研究では、 $E = 1.3$ eV という高い値が得られたが、これは雰囲気のドラッグによって $E_c + 2kT$ の程度だけ嵩上げされた結果であったということになる。これに対して、雰囲気を纏わない転位ループは、本研究で得た拡散係数よりはるかに高い拡散係数で拡散し得ることが示唆される。そのような雰囲気を纏わない転位ループの拡散は、雰囲気が形成され得ないような低温度域ではもちろん、転位ループ周りの雰囲気の分布が平衡状態に達するまでの遷移状態ではより高温域まで起こり得るものと考えられ、現在詳細な研究を進めているところである⁽³⁸⁾。

6. おわりに

本研究では、TEM その場観察法を用いて、ナノメートルサイズのプリズマティック完全転位ループが一次元すべり拡散し得ることを明らかにし、その拡散係数を定量的に評価した。ここで得られた知見は、近年ヨーロッパで精力的に取り組まれている核分裂炉・核融合炉材料の劣化過程のフルモデリング⁽³⁹⁾のための重要な基礎を提供するものと考えられる。

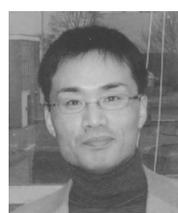
ここでは、得られた実験データに基づいて、転位ループの拡散は、転位上に存在するキンク対に関する確率的な揺らぎの影響の顕在化、すなわちナノ効果に起因するものであることを指摘した。ただし、ここで展開した転位ループ拡散の機構は、あくまでも単純な仮定に基づいたものである。今後、大規模な計算機シミュレーション等によって、より正確な機構が明らかにされることを期待したい。

本研究の遂行にあたりご協力いただいた島根大学総合理工学部 小野興太郎教授、東北大学多元物質科学研究所 一色実教授、三村耕司准教授、打越雅仁博士に感謝致します。本研究は、研究拠点形成費補助金グローバル COE プログラム「構造・機能先進材料デザイン教育研究拠点」(大阪大学)の研究費支援のもとに実施されました。

文 献

(1) J. P. Hirth and J. Lothe: Theory of Dislocations, Wiley, New York, (1982).
 (2) A. Seeger and P. Schiller: in Physical Acoustics Vol. 3, Part A, W. P. Mason, Ed., Academic Press, New York, (1966), p. 361.

(3) Y. N. Osetsyky, D. J. Bacon and A. Serra: Philos. Mag. Lett., **79**(1999), 273-282.
 (4) B. D. Wirth, G. R. Odette, D. Maroudas and G. E. Lucas: J. Nucl. Mater., **276**(2000), 33-40.
 (5) N. Soneda and T. D. De la Rubia: Philos. Mag. A, **81**(2001), 331-343.
 (6) J. Marian, B. D. Wirth, A. Caro, B. Sadigh, G. R. Odette, J. M. Perlado and T. Diaz de la Rubia: Phys. Rev. B, **65**(2002), 144102-1-144102-11.
 (7) Y. N. Osetsyky, D. J. Bacon, A. Serra, B. N. Singh and S. I. Golubov: Philos. Mag., **83**(2003), 61-91.
 (8) D. A. Terentyev, L. Malerba and M. Hou: Phys. Rev. B, **75**(2007), 104108-1-104108-13.
 (9) A. V. Barashev, Yu. N. Osetsyky and D. J. Bacon: Philos. Mag. A, **80**(2000), 2709-2720.
 (10) S. L. Dudarev: Phys. Rev. B, **65**(2002), 224105-1-224105-8.
 (11) K. Ohsawa and E. Kuramoto: Phys. Rev. B, **72**(2005), 54105-1-54105-7.
 (12) H. Trinkaus, B. N. Singh and S. I. Golubov: J. Nucl. Mater., **283-287**(2000), 89-98.
 (13) D. Walgraef and N. M. Ghoniem: Phys. Rev. B, **67**(2003), 64103-1-64103-10.
 (14) S. L. Dudarev, A. A. Semenov and C. H. Woo: Phys. Rev. B, **67**(2003), 94103-1-94103-9.
 (15) J. R. Manning: Diffusion Kinetics for Atoms in Crystals, D. Van Nostrand Company, Princeton (1968).
 (16) M. Kiritani: J. Nucl. Mater., **251**(1997), 237-251.
 (17) H. Abe, N. Sekimura and Y. Yang: J. Nucl. Mater., **323**(2002), 220-228.
 (18) T. Hayashi, K. Fukumoto and H. Matsui: J. Nucl. Mater., **307-311**(2003), 993-997.
 (19) K. Arakawa, M. Hatanaka, H. Mori and K. Ono: J. Nucl. Mater., **329-333**(2004), 1194-1198.
 (20) K. Arakawa, M. Hatanaka, E. Kuramoto, K. Ono and H. Mori: Phys. Rev. Lett., **96**(2006), 125506-1-125506-4.
 (21) Y. Satoh, H. Matsui and T. Hamaoka: Phys. Rev. B, **77**(2008), 94135-1-94135-10.
 (22) H. Fujita, T. Sakata and H. Fukuyo: Jpn. J. Appl. Phys., **21**(1982), L235-L236.
 (23) M. L. Jenkins *et al.*: TMS 2007 136th Annual Meeting & Exhibition, Microstructural Processes in Irradiated Materials, (Feb 25-March 1, 2007, Orlando, Florida, USA).
 (24) Y. Matsukawa and S. J. Zinkle: Science, **318**(2007), 959-962.
 (25) K. Arakawa, K. Ono, M. Isshiki, K. Mimura, M. Uchikoshi and H. Mori: Science, **318**(2007), 956-959.
 (26) A. E. Jr., Lord and D. N. Beshers: Acta Metall., **14**(1966), 1659-1672.
 (27) A. H. Cottrell: Reports on the Strength of Solids, Physical Society, London, (1948), p. 30.
 (28) N. Louat: Proc. Phys. Soc. B, **69**(1956), 459-467.
 (29) J. Th. M. de Hosson: Solid Stat. Comm., **17**(1975), 747-750.
 (30) G. A. Cottrell, S. L. Dudarev and R. A. Forrest: J. Nucl. Mater., **325**(2004), 195-201.
 (31) S. Chandrasekhar: Rev. Mod. Phys., **15**(1943), 1-89.
 (32) T. Heumann: Diffusion in Metallen, Springer, Berlin (1992).
 (33) G. Schoeck: in Dislocations in Solids Vol. 3, F. R. N. Nabarro, Ed., North Holland, Amsterdam, (1980), p. 63.
 (34) H. Yoshinaga and S. Morozumi: Philos. Mag., **23**(1971), 1367-1385.
 (35) A. H. Cottrell and M. A. Jaswon: Proc. Roy. Soc. A, **199**(1949), 104-114.
 (36) V. I. Alshits and V. L. Indenbom: in Dislocations in Solids Vol. 7, F. R. N. Nabarro, Ed., North Holland, Amsterdam, (1986), p. 43.
 (37) G. R. Speich, A. J. Schwobele and W. C. Leslie: Metall. Trans., **3**(1972), 2031-2037.
 (38) K. Arakawa and H. Mori, in preparation.
 (39) M. Victoria *et al.*: Fusion Eng. Sci., **82**(2007), 2413-2421.



荒河一渡

★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★
 1997年 名古屋大学大学院工学研究科結晶材料工学専攻博士課程後期課程修了
 1997年4月 島根大学総合理工学部助手
 2004年4月 大阪大学超高压電子顕微鏡センター助手
 2008年8月 現職
 専門分野: 格子欠陥・電子顕微鏡
 金属および半導体中の微小格子欠陥の動的挙動に関する研究に従事。
 ★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★