

## 走査イオン顕微鏡像の基礎と解釈

## Basics and Interpretation of Scanning-Ion-Microscope Images

石 谷 亨

Tohru Ishitani

(株)日立ハイテクノロジーズ

**要 旨** 走査イオン顕微鏡 (SIM) (照射イオン種: Ga および He) が持つ二次電子 (SE) 像情報について, 走査電子顕微鏡 (SEM) と比較しながら解説した. SE 像情報の解析にはモンテカルロシミュレーション法を用い, SE を衝突励起する被衝突粒子, すなわち入射イオン, 反挑試料原子, および励起 SE 電子 (電子衝突カスケード) の全軌道を追跡した. Ga-SIM では, SE 収率は  $Z_2$  の増加と共に緩やかなおむね減少傾向 (ただし, 周期律に依存した変化が重畳) を示し, SEM と逆傾向にある. He-SIM における SE 収率の  $Z_2$  依存性は, Ga イオン照射と電子照射の中間の特性となり,  $Z_2$  依存性は弱い. SIM 像の材料コントラスト, 情報深さ, 像分解能, 表面形状コントラストに関する SE 収率の入射角依存性, および電圧コントラストに関する SE の放出エネルギー分布の特性について, SEM 像と対比した.

**キーワード**: 集束イオンビーム, 走査イオン顕微鏡, 走査電子顕微鏡, 二次電子放出, 像分解能

## 1. はじめに

ガリウム (Ga) イオン種の集束イオンビーム (Focused Ion Beam; FIB) を用いた加工が, 微細デバイスや新機能材料において微細な断面を所望位置にて, かつ応力レスで作製する手法として多用されている. 特に, 所望箇所からの TEM 試料作製には, 必須のツールとなっている. FIB を SEM における電子ビームの様に試料上で走査し, かつ試料から放出された二次電子 (secondary electron; SE) を検出すると, SEM と同様な走査イオン顕微鏡 (Scanning Ion Microscope; SIM) による試料表面の観察像が得られる. また最近, Ga イオンの代わりにヘリウム (He) イオンを用いた He-SIM がより高分解能の特質を持つ新 SIM として提案されている<sup>1,2)</sup>. Ga-SIM, He-SIM および SEM において, SE 生成メカニズムは共に似ているが, 像分解能 (仮定: ビーム径=0) や像質 (物質, 凹凸および局所電位などに依存する像コントラストなど) に差異がある. 例えば, 図 1 に Ga-FIB により断面加工したシリコン (Si) デバイスの同一断面箇所における Ga-SIM 像と SEM 像の比較<sup>3,4)</sup> を示す. SEM 像は, 試料原子番号  $Z_2$  が大きくなるほど SE 信号は一般的に強くなる, つまり, Al ( $Z_2=13$ ) 部分は暗くて W ( $Z_2=74$ ) 部分は明るいという物質コントラストを示している. しかしながら, Ga-SIM 像ではこの物質コントラストの明暗が逆転している.

ここでは, Ga-SIM および He-SIM が持つ固有の像分解能

および像情報を, 入射粒子と固体との相互作用の観点から SEM と対比しながら解釈する. 詳細については SE 放出をモンテカルロシミュレーション (Monte Carlo simulation; MC) 法を用いてシミュレーションした原著論文など (Ga-SIM<sup>3-7)</sup>, He-SIM<sup>3,8-10)</sup> を参照されたい. 最近, He-SIM 像に対して他の類似アプローチが報告されている<sup>11-13)</sup>.

## 2. 固体内の照射イオンの侵入軌道とエネルギー損失能

入射粒子と試料原子の相互作用である基本的衝突は, 弾性衝突と非弾性衝突である. 入射粒子としての電子, He イオンおよび Ga イオン, 一方, 試料原子の代表として Si および W 原子における質量 (統一原子質量単位: u) を図 2 に比較表示する. Si ~ W 試料原子の質量が入射電子に対して 4 ~ 5 桁以上も大きいのに対し, 入射 Ga イオンに対しては, 0.4 ~ 2.6 倍と 1 桁範囲内の同程度である. 一方, 入射 He イオンの質量は電子と Ga イオンの中間に位置するが, より Ga イオンに近い. これらの入射粒子と試料原子の質量大小関係が, 衝突相互作用を特徴づけるのである.

エネルギー 30 keV の Ga イオンと He イオン, および 10 keV の電子を Si 試料に照射した時のそれらの侵入軌道 (MC 計算)<sup>1)</sup> を図 3 に示す. 入射粒子は, 進行方向が変る試料原子との弾性散乱および試料電子との非弾性散乱 (進行方向は不変) を繰り返しながらジグザグ直線行路にて侵入する. 30 keV Ga イオンおよび He イオンの侵入深さはそれぞれ約 40 nm および 350 nm, 電子は 10 keV であるにも関わらず約 800 nm と大きい. 弾性散乱過程 (2 体衝突) を特徴づけるのが試料原子と照射粒子の質量  $m$  の大小関係であり, 例えば Si 試料の場合,  $m_e \ll m_{\text{He}} < m_{\text{Si}} < m_{\text{Ga}}$  の関係がある. ジグ

E-mail: ishitani-tohru@nst.hitachi-hitec.com

2011 年 11 月 3 日受付

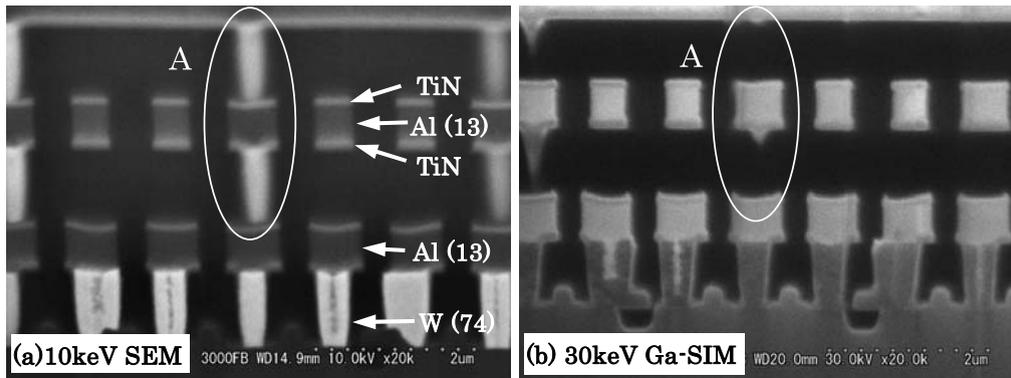


図1 Ga-FIBにより断面加工したSiデバイスの同一断面箇所における (a) 10 keV SEM 像の比較と (b) 30 keV Ga-SIM 像 : SEM 像における明部 (W) - 暗部 (Al) コントラストは Ga-SIM 像と逆転. 試料表面の直下にあるコンタクト・プラグ (楕円 A 内) は, SEM 像のみで観察が可能.

ザグ直線行路において, Ga イオンでは, 質量比  $m_{Si}/m_{Ga}$  ( $\approx 0.40$ )  $< 1$  のため, その行路変更角 (弾性散乱角) は進行方向に対して全て  $90^\circ$  未満である. 大きな散乱角の時ほど Ga イオンは試料原子に大きなエネルギーを与えてイオン自身のエネルギーを損失するために, 残りの停止するまでの平均的な軌道長が短くなっている. 大きなエネルギーを受けた反跳試料原子は, さらに近くの試料原子と衝突を起し, カスケード衝突が発生する. 試料表面近傍 (深さ:  $< \text{約 } 10 \text{ nm}$ ) では, カスケード衝突の試料原子の一部が試料表面から飛び出しスパッタリング原子となる. これがスパッタリング加工に寄与する. 一方, 電子照射では  $m_{Si}/m_e$  ( $\approx 5.1E+4$ )  $\gg 1$  のため, 試料原子との弾性衝突後の電子の進行方向は前方ばかりでなく後方にも広がるが, エネルギー損失は無視できるほど小さく, いずれの照射電子もほぼ同じ全行路長となる. これに対し, He イオンは  $m_{Si}/m_{He} \approx 7.0$  のため, Ga イオンと電子との中間的な振舞いをするが, 電子側により近いことが相対質量の比較 (図2) から推察できる. SEM における後方散乱電子 (Backscattered electron; BSE) が照射電子とほぼ同じエネルギーを持つのに対し, He-SIM における後方散乱イオン (Backscattered ion; BSI) のエネルギーは, 散乱角と試料原子質量に依存し, より高散乱角ほど, より軽元素試料ほど,

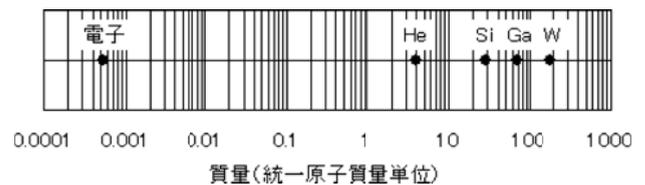


図2 入射粒子としての電子, He イオンおよび Ga イオン, 一方, 試料原子の代表として Si および W 原子における質量 (統一原子質量単位: u) の比較

低くなる. 一方, Ga-SIM においては, 例えば Ga イオンより軽い Si 試料においては 2 体衝突における後方散乱はなく, 全て前方散乱であり, 単一弾性散乱 (1 回のみの 2 体衝突) における BSI は発生しない.

### 3. 二次電子放出

イオン照射した金属試料表面からの二次電子 (SE) 放出には, ポテンシャル放出 (potential emission: PE) とカイネティック放出 (kinetic emission: KE) の 2 過程がある. 数 keV 以下の一価イオン照射において, イオン-試料の組合せが条件  $I_i > 2\Phi$  ( $I_i$ : イオンのイオン化電位,  $\Phi$ : 試料物質の仕事関数) を満足する場合, オージェ中和過程が PE にて大きな役割を

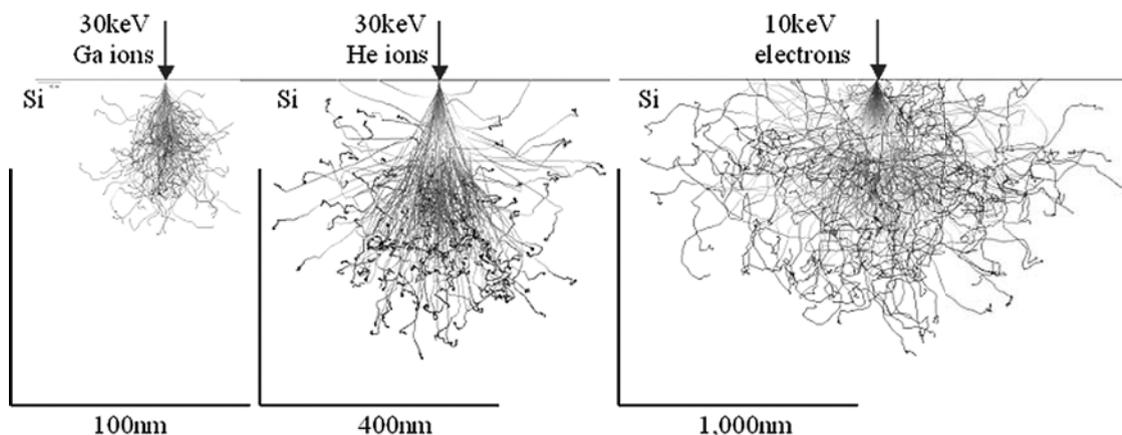


図3 Si 試料中の照射 30 keV Ga イオンと He イオンおよび 10 keV 電子の軌道 (MC 計算)

している. そのでのSE 収率  $\gamma_p$  は, 経験式  $\gamma_p = 0.032(0.78I_i - \Phi)$  で表され<sup>14)</sup>, 照射イオンエネルギーに無依存である. 例えば, He イオン照射の Si 試料 ( $\Phi = 4.79$  eV) の場合,  $\gamma_p = 0.307$  であり, Ga イオン照射の場合は  $I_i \sim 6.0$  eV と低く, PE は無い.

一方, KE においては, SEM における入射電子と同様に入射イオンが非弾性散乱により試料電子を直接励起する. 励起電子のエネルギーが高ければ更に他の試料電子を励起するカスケード過程となる. イオン照射においては, 入射イオンとの弾性衝突で弾き飛ばされた反跳試料原子も試料電子を励起する候補粒子となる. 励起された試料電子の一部は試料表面電位障壁を超えて真空中に脱出し, SE となる. 図 4 に Si 試料中の照射粒子 (Ga イオン, He イオンおよび電子) における試料原子との弾性散乱および試料電子との非弾性散乱による阻止能 [単位行路長当たりのエネルギー損失量] ( $-dE/dR$ ) のエネルギー  $E$  依存性カーブを示す (ただし,  $E$  は行路長  $R$  に沿って連続的に損失するモデル). 電子においては, 弾性阻止能は無視できるほど小さく, 非弾性阻止能のみである. イオンの非弾性阻止能は,  $E$  の増加と共に大きくなり, イオン速度  $v$  が試料格子の電子速度 ( $=Z_2^{23}v_B, v_B$ : Bohr 電子速度) 近くで最大となり, その後,  $E$  に逆比例した減少傾向に向かう.  $v = Z_2^{23}v_B$  となるイオンの換算  $E$  値は,  $E$  [keV]  $\approx 25 \cdot Z_2^{43} M_1$  [u] から計算でき, He イオンでは約 250 keV, Ga イオンでは約 170 MeV になる. これらより低  $E$  領域 ( $v < Z_1^{23}v_B$  and  $Z_2^{23}v_B$ ) では, 損失能は  $v$  ( $\propto E^{1/2}$ ) に比例増加する. 一方, 電子における非弾性阻止能は,  $E = 0.02 \sim 0.2$  keV 領域に最大となる概平坦部があり,  $E > 3$  keV の十分な高エネルギー領域では Bethe-Bloch 式が成立し,  $E$  に逆比例した減少傾向を示す. 電子とイオンのいずれの試料照射においても, 非弾性阻止能の入射エネルギー依存性カーブにおいて, そのエネルギー値 (単位: keV) は大きく異なるがカーブは最大の概

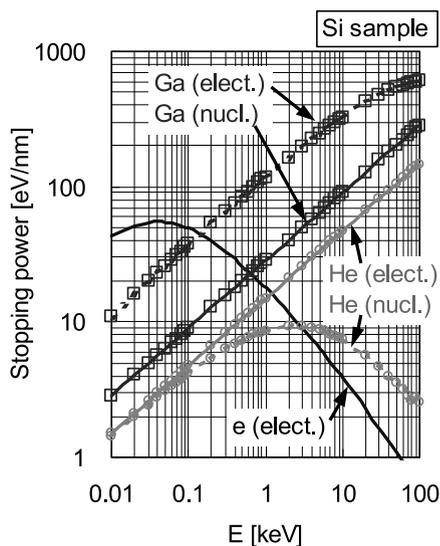


図 4 Ga イオン, He イオンおよび電子の Si 試料における非弾性および弾性衝突における阻止能

平坦部を持つという特性を示す. 古典力学的には, 試料格子の電子速度と入射粒子の速度が同程度の時, 非弾性相互作用が最も強くなり, 非弾性阻止能が最大になることに相当する. 例えば, 特性 X 線の励起において, 特性 X 線 Si-K $\alpha$  の励起電圧は 1.739 keV であるが, イオン照射では加速電圧 50 keV でもそのイオン速度は Si-K 殻電子とくらべて非常に遅く励起には不十分となる.

$E >$  数 keV での非弾性阻止能カーブにおいて, 電子が ( $-dE/dR$ )  $\propto 1/E$  の減少傾向であるのに対し, イオンは ( $-dE/dR$ )  $\propto E^{1/2}$  の増大傾向であり, 大きな差異がある.  $E = 1 \sim 30$  keV における Ga イオンの非弾性と弾性を合算した全阻止能は, 電子の阻止能と比べて 1~2 桁も大きい. He イオンの全阻止能では電子の阻止能と比べて 1~10 倍大きい. 図 3 において Ga イオンの侵入深さが最も小さい要因はここにある.

試料電子は, 非弾性阻止能に比例して励起される. 励起試料電子の内, 試料表面から表面障壁電位を超えて脱出したのが SE となるため, SE の大部分は試料表面近傍 (深さ:  $<$  約 10 nm) で励起される. よって, 照射粒子による励起 SE を検討する場合は, この試料表面近傍層内のみ照射粒子軌道 (図 3 参照) に注目し, それらにその軌道粒子の試料電子励起能率 ( $\propto$  非弾性阻止能) の重みを乗算すれば良い. これより, SIM および SEM 像において以下の定性的な特徴が得られる. (1) 30 keV He-SIM 像 (試料は Si) において, He イオンが励起した SE の大部分は, He イオン照射直下の試料表面層 (厚さ約 10 nm) 内の直線行路に沿って励起されたものである. よって, かなりの高分解能像が期待できる (ただし, ビーム径 = 0). (2) 10 keV 電子照射 (試料は Si) における SEM 像において, SE の大部分は以下の 2 つの励起過程にて生成される. その一つは, He イオンの場合と同様に照射直下の試料表面層 (厚さ約 10 nm) 内の直線行路に沿った SE 励起であり, その SE 信号は高い像分解能をもたらす. もう一つは, 試料のより深部から後方散乱された BSE 電子による試料表面層通過時の SE 励起である. この SE 信号は, BSE 軌道が試料内部で広がっていることから前者信号と比べ像分解能は悪く, その情報深さは BSE 軌道の到達深さ程度とかなり深い. SIM における像分解能, 情報深さ, 像質などのより定量的な議論は, 試料電子の励起候補となる全衝突粒子種, つまり入射粒子, 反跳試料原子および励起試料電子 (カスケード), 全ての軌道を追跡する MC 計算から得られる. そのでの試料電子励起については, 直接励起 (離散的エネルギー損失) モデルを採用する. 以下に代表的計算結果を示す.

#### 4. 二次電子収率の試料原子番号依存性

SE 情報の特質を解析するには, SE を衝突励起した粒子種ごとの部分 SE 収率を MC 計算するのが有益である. ここでの衝突 SE 励起種は, 試料内に最終的にトラップされた入射粒子, 試料から背面散乱 (BS) された入射粒子, 反跳試料原子, および励起試料電子である. 衝突 SE 励起種別の部分

SE 収率の試料原子番号  $Z_2$  依存性 (MC 計算値) を図 5 に示す。

電子照射において、SE 収率 (部分 SE 収率の総和) は  $Z_2$  と共に全般的に増加する傾向を示している。この全般的増加傾向に微細な周期的構造の重畳がみらるが、これは試料物質の仕事関数や伝導電子密度関数の  $Z_2$  依存性に起因している。BSE の SE 収率への寄与は、トラップ (試料内で停止) された入射電子と同等あるいはそれ以上である。  $Z_2$  の増加と共に BSE 収率が增大するため、その SE 収率への寄与も増大する。BSE が励起した SE の信号情報深さは、BSE 軌道の到達深さ程度と深い (高エネルギー入射ほどより深くなる)。それゆえ、試料表面直下にあるコンタクト・プラグは、SEM 像のみで観察できたのである (図 1 参照)。

一方、Ga イオン照射では、SE 収率の  $Z_2$  依存性は電子照射の場合と逆傾向で、一般に、SE 収率は  $Z_2$  の増加と共に全体的に減少傾向を示す。重畳している微細な周期的構造は電子照射の場合より大きい。反跳試料原子の生成数は、イオンから試料原子への移動エネルギーが大きいほど多くなるが、高  $Z_2$  反跳試料原子は、重原子ほどその速度  $v$  が低く、試料電子の励起能力は低い。それは、試料電子励起確率が反跳試料原子の  $v$  に比例している<sup>11)</sup> ことによる。SE 収率の  $Z_2$  増加に対する全体的減少傾向は電子照射の場合と逆傾向であり、図 1 の Al-W の明暗コントラストをうまく説明している。

軽イオン (例えば、He イオン) 照射においては、Ga イオン照射でみられた SE 収率の  $Z_2$  逆依存性はかなり抑制され、  $Z_2$  依存性は弱い。トラップされた入射イオンの SE 収率への寄与が大きく、高エネルギー領域では励起電子カスケードの

寄与も大きくなる。反跳試料原子の寄与は小さい。例えば、エネルギー  $E$  の He イオンおよび Ga イオンの Au 試料原子との衝突において、Au 試料原子が得るエネルギーは正面衝突においてすら、それぞれ  $0.08E$  および  $0.77E$  と小さい。トラップされたイオンは入射点近傍で SE を生成するのに対し、背面散乱イオン (BSI) の SE 生成領域は、試料表面近傍のイオンビーム相互作用の径領域に相当するため、像分解能の劣化要素として作用する。励起電子カスケードからの SE も像分解能では劣化要素として作用する。以上のことから He-SIM 像は、SEM 像に比べ試料表面により敏感であることがわかる。Ga-SIM 像も試料表面に敏感であるが、ビーム照射と共にイオンスパッタリング加工が伴う。

## 5. 二次電子収率のイオン入射角依存性

二次電子 (SE) 収率  $\gamma(\theta)$  のイオン入射角 ( $\theta$ ) 依存性は、SIM 像の凹凸コントラストに強く反映される。最も簡単な幾何学的モデルからは、 $\gamma(\theta)/\gamma(0) = (\cos\theta)^{-1}$  (インバース cosine 則) が導出される。これは、入射イオンが試料表面層 (SE の表面脱出深さ: 約 10 nm) を一定の非弾性阻止能を受けながら直進通過することを前提としている。ここで、入射角  $\theta$  は、試料表面に対して垂直入射の場合をゼロとしている。図 6 に He イオンおよび Ga イオン照射に対する  $\gamma(\theta)/\gamma(0)$ 、電子照射に対する  $\delta(\theta)/\delta(0)$  の  $\theta$  依存性<sup>6)</sup> を示す。試料は、C ( $Z_2=6$ )、Si ( $Z_2=14$ ) および Au ( $Z_2=79$ ) である。BSI の SE 生成は、低照射エネルギー  $E$  および高  $\theta$  照射において  $\theta$  の増加に伴う  $\gamma(\theta)$  の増大が一般には抑制される。一方、高  $E$

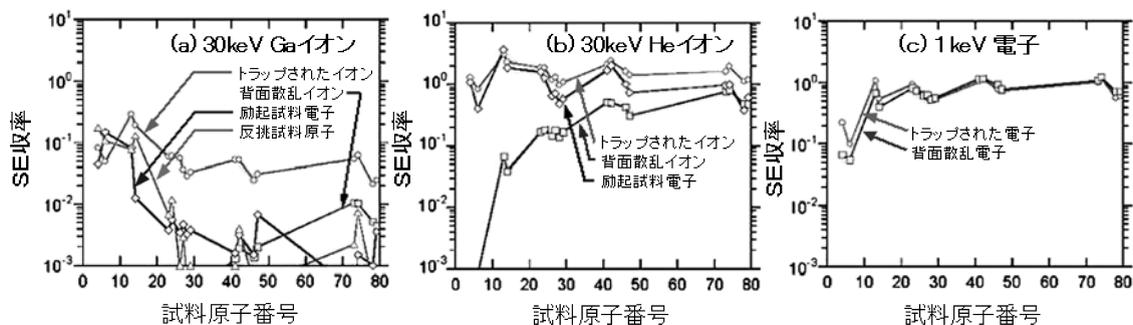


図 5 SE を励起した衝突粒子毎の部分 SE 収率の試料原子番号依存性: (a) 30 keV Ga イオン照射, (b) 30 keV He イオン照射, (c) 1 keV 電子照射

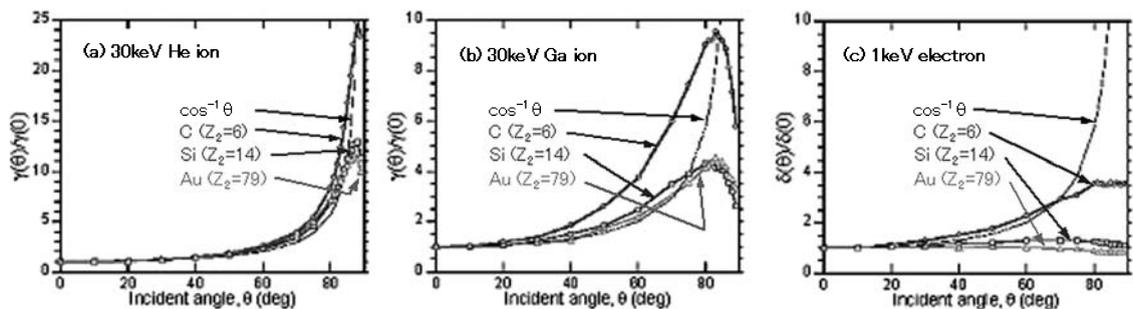


図 6 試料表面に対して垂直入射 ( $\theta=0$ ) の場合で規格化した SE 収率の入射角  $\theta$  依存性: (a) 30 keV He イオン照, (b) 30 keV Ga イオン照射, (c) 1 keV 電子照射

および中 $\theta$ 照射においては、BSIはSE生成を増大させる。前者の理由は、入射直後のイオン（未だ多くのSEを励起するに十分なエネルギーを持つ）の試料表面からの脱出であり、後者の理由は、BSIが試料表面から脱出する時の更なるSE生成である。Heイオン照射 ( $E > 10$  keV) においては、上記のSE生成の増大が顕著になり、インバース cosine 則と同等、あるいはそれ以上になる。一方、Gaイオン照射においては、BSIの寄与は無視できるが、高速の反跳試料原子は $\theta$ 依存性を増大させる。なぜなら、形成される反跳カスケードは、高 $\theta$ になるにつれ試料表面により近くなるからである。また、 $\gamma(\theta)$ カーブがピークとなる $\theta$ 値は、Heイオン照射の方がGaイオン照射の場合より大きい。一方、電子照射においては、低 $E$ および高 $Z_2$ 試料の場合、侵入電子は多数の弾性衝突を受けて試料表面近傍に励起電子カスケードを形成するため、SE収率の $\theta$ 依存性はかなり弱くなる。以上の結果、He-SIM、Ga-SIMおよびSEMの像比較において、 $\theta$ 依存性が支配する凹凸コントラストにおいては、He-SIM像が最も鮮明となる。

図7は、30 keV Heイオン、30 keV Gaイオンおよび1 keV電子照射したAlおよびAu試料から放出されたSEの規格化エネルギー分布である。分布の半値幅 (FWHM) において、Au試料はAl試料よりGaイオン照射の場合を除いて約2倍広い。高エネルギー側の分布裾幅においては、電子照射はHeイオン照射に比べ約2倍広い。低エネルギーSEほど試料の局所電界に影響を受けるため、He-SIM像およびGa-SIM像は、電圧コントラストにおいてSEM像に優る。

## 6. 二次電子生成の横方向広がり

SIMおよびSEMの横方向像分解能 (仮定: ビーム径=0) を評価するに当たり、試料から放出されたSEの生成位置の横方向確率分布 $P(x)$ をMC計算した。 $P(x)$ の規格化累積関数 $\left\{ \sum_{-i}^i P(x_i) \Delta x \right\} / \left\{ \sum_{-\infty}^{+\infty} P(x_i) \Delta x \right\}$ をプロット (ここでは、 $\Delta x = 0.1$  nm) して、この規格化累積関数=0.5となる $x$ 値 $x_{0.5}$ を求め、これをビーム径=0時における横方向像分解能の半値と

みなした。図8に代表的なMC計算の規格化累積関数プロット<sup>10)</sup>を示す。照射粒子は、10~50 keV Heイオン、30 keV Gaイオンおよび1 keV電子であり、試料物質はC、SiおよびAuである。10~50 keV Heイオン照射において、 $x_{0.5}$ 値はいずれの試料物質においてもかなり小さい (<0.1 nm)。一方、1 keV電子照射においては、C、SiおよびAu試料に対してそれぞれ約0.9、2.3および0.6 nmである。30 keV Gaイオン照射に対しては、それぞれ約0.4、0.2および0.1 nmである。高分解能SEM (日立FE-SEM S-5500) における像分解能は、1.6 nm (1 keV) および0.4 nm (30 keV) であり、SE生成の横方向広がりよりもビーム広がりの方が程度の差はあるがより影響していると思われる。一方、Ga-SIM観察では、5~6 nm径のFIBが利用されるが、この値はSE横方向広がりよりも1桁程度大きい。しかし、Ga-SIM像分解能の評価実験は、スパッタリング加工が伴うので再現性が困難である。

Heイオン照射において、SE生成に支配的な衝突粒子種は、試料内にトラップされたイオンである。この時のSEの大部分は、試料表面層 (<0.1 nm) 内を入射通過した直線の行路に沿って生成されたものであり、横方向広がりはかなり小さい。しかし、他の衝突粒子種である励起電子 (カスケード) およびBSIは、SE生成に大きな横方向広がりをもたらす。それゆえ、低 $E$ 照射および高 $Z_2$ 試料の場合ほど、このBSIのSE収率への寄与が増大し、これがHe-SIM像分解能を制限するかもしれない。10~50 keV HeイオンのAu試料照射における規格化累積関数プロットにおいて、 $x_{0.5}$ 値は0.1 nm未満ではあるがBSIによりかなり広がった裾がある。励起電子 (カスケード) によるSE生成は、 $E = 50$  keVにおいても $x_{0.5} < 0.1$  nmである。He-SIM像は、今日のSEM像およびGa-SIM像と比べて最も高い分解能を出し得るものとして期待できる。

微細パターン測長応用において、微細凸パターン試料を集束ビームでライン走査した場合、その凸部の両端にエッジ効果によるシャープなSE信号が形成される。MCシミュレーションによるとHe-SIM像においてはそのエッジ効果による

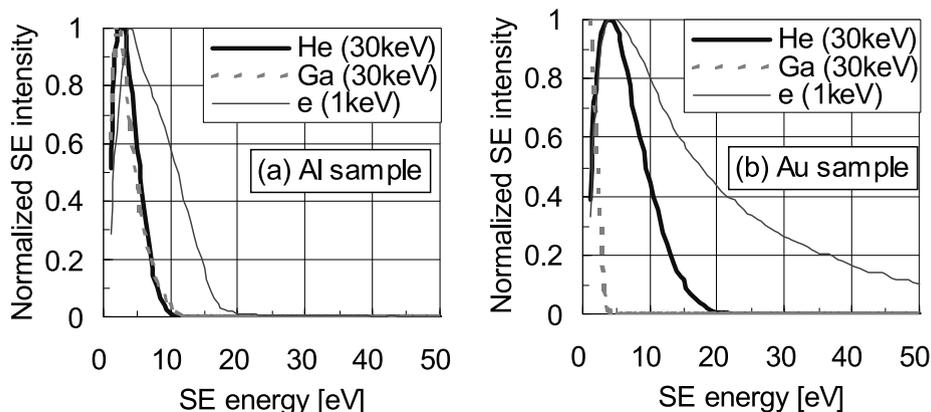


図7 30 keV Gaイオン、30 keV Heイオンおよび1 keV電子の照射におけるSEの規格化エネルギー分布: (a) Al試料, (b) Au試料

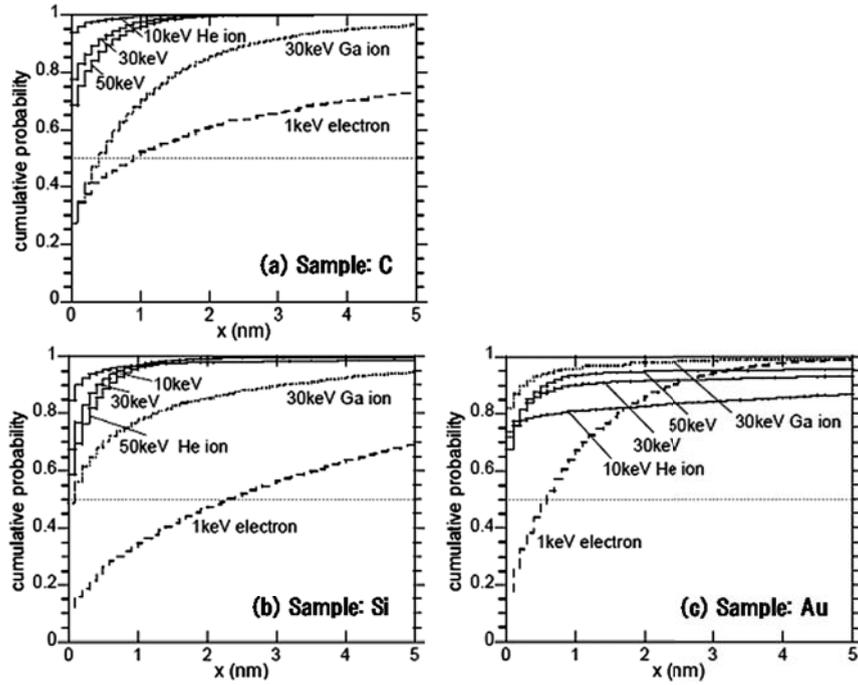


図8 SE生成位置の横方向拡がり確率関数  $P(x)$  の累積規格化累積関数  $\left\{ \sum_{-i}^i P(x_i)\Delta x \right\} / \left\{ \sum_{-\infty}^{+\infty} P(x_i)\Delta x \right\}$  のプロット ( $\Delta x = 0.1 \text{ nm}$ ): 照射粒子は10~50 keV He イオン, 30 keV Ga イオンおよび1 keV 電子, 試料物質は (a) C, (b) Si および (c) Au

SE 信号の分布幅は SEM 像と比べて細く, より微細なパターンまで両端エッジが分離観察できることが示された<sup>8)</sup>.

### 7. 二次電子収率の照射エネルギー依存性

SE の KE 放出は, 照射イオンが金属試料電子に試料表面電位障壁 (= フェルミ電位  $E_F$  + 仕事関数  $\Phi$ ) を越えるに十分な運動エネルギーを与えた時にのみ起こる. そのため, KE 過程には, 衝突しきいエネルギー  $E_{ke,th}$  (これに対応する速度:  $v_{th}$ ) が存在する.  $E_{ke,th}$  値は, イオンが自由伝導電子との2体正面衝突において, 電子に転送される最大エネルギーが試料の仕事関数と等しくなる条件から慣例的に推定され,  $v_{th} = (v_F/2)\{(1 + \Phi/E_F)^{1/2} - 1\}$  が得られる. Si 試料に対する He イオン照射の場合,  $E_{ke,th} = 0.706 \text{ keV}$  となる. 一方, Ga イオン照射の場合, 慣例的な表面電位障壁 ( $E_F + \Phi$ ) は  $E_{ke,th} = 12.2 \text{ keV}$  と非常に高値を導出し, これは SE 放出実験と合わない. そこで, 表面電位障壁を  $k \cdot E_F + \Phi$  (ただし,  $k$  はフィッティング係数で0.5)と表して低減した. これにより, Ga イオン照射 ( $E = \text{数 } 10 \text{ keV}$ ) における SE 収率 (MC 計算値) を妥当な値にまで増大できた. KE 過程は照射エネルギー  $E$  の増大と共により顕著になるので, SE は高  $E$  ほど試料の浅い領域からより多く励起されることになる.

Si 試料における Ga および He イオン照射における SE 収率 (MC 計算値) の照射エネルギー  $E$  依存性プロットを図9に示す<sup>11)</sup>. 図中の電子照射における実験値は Joy の収集値<sup>15)</sup>である. He イオン照射において, KE 収率  $Y_{ke}$  は, 10 keV 以下では  $E$  の減少と共に急減し, 一方, PE 収率  $Y_{pe}$  ( $= 0.307$ )

が支配的になる. 全収率 ( $= Y_{ke} + Y_{pe}$ ) は, 実験値<sup>2,16)</sup> とよく一致している. 電子照射においては, SE 収率計算値は,  $E$  の増加と共にかなりの単調減少を示し, 実験値とよく合っている. SE 収率の単調減少は, 大多数の SE がバルクの内部で形成されるが試料表面に到達してそこから脱出できる確率が低いことに起因する. 数 10 keV の He イオン照射における SE 収率は, 数 keV あるいはそれ以下の電子照射の場合よりかなり高い. それゆえ, ビーム電流が同じ条件下では,

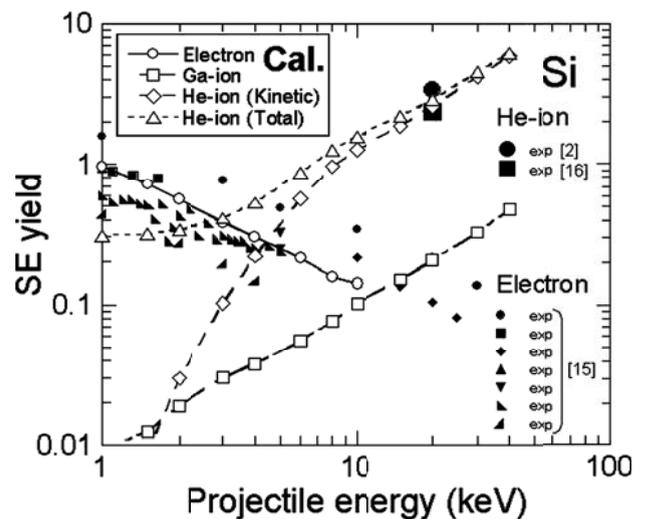


図9 Ga イオン, He イオンおよび電子の Si 試料への照射における SE 収率 (MC 計算値) の照射エネルギー依存性を示す. 比較のため図中に SE 収率実験値 (He イオン照射<sup>16)</sup> および電子照射<sup>15)</sup>) も書き込んである.

He-SIM 像の方が低エネルギー SEM 像より高 S/N 比 (Signal Noise ratio; SNR) が期待できる。

## 8. おわりに

SIM (照射イオン種: Ga および He) が持つ SE 像情報について, SEM と比較しながら解説した。SE 像情報の解析には MC 計算を用い, SE を衝突励起する被衝突粒子, すなわち入射イオン, 反挑試料原子, および励起 SE 電子 (電子衝突カスケード) の全軌道をシミュレーションした。

Ga-SIM では, SE 収率は  $Z_2$  の増加と共に緩やかなおおむね減少傾向を示す。ただし, 周期律に依存した変化が重畳している。この SE 収率の  $Z_2$  依存性は, SEM と逆傾向にある。Ga-SIM における SE 収率の  $Z_2$  依存性 ( $Z_2$  の増加と共に緩やかなおおむね減少傾向) の主要因は, 入射イオンによる励起電子の数とエネルギーの減少 ( $Z_2$  依存性) および励起試料原子の SE 収率への寄与の低下 ( $Z_2$  依存性) である。一方, SEM においては入射電子および後方散乱電子 (BSE) の両者が SE を励起する。BSE による電子励起カスケードからの追加的 SE 励起は, 高  $Z_2$  金属試料に対して, 特に  $E >$  数 keV では増強される。これが SEM における SE 収率の  $Z_2$  依存性 ( $Z_2$  の増加と共に増大傾向) の主要因である。

He-SIM においては, He イオンの質量は Ga イオンに比べては約 1/18 しかないが, 電子に比べれば約 7200 倍も大きい。そのため, He イオン照射における SE 収率の  $Z_2$  依存性は, Ga イオン照射と電子照射の中間の特性となり,  $Z_2$  依存性は弱い。周期律に依存した変化に関しては, He および Ga-SIM 像の方が SEM 像より強く, 強い材料コントラストをもたらす。横方向分解能に関しては, トラップされた He イオンによる励起電子が SE 収率を支配しているため, その SE 励起領域は SEM や Ga-SIM に比べてより狭い (< 0.1 nm: 横方向)。後方散乱 He イオンの SE 収率への寄与がほとんど無いことは, トラップされた He イオンによる励起 SE の情報深さを非常に浅くする。これは, SEM における BSE の SE 収率への大きな寄与が深い情報をもたらすのと対照的である。結果として, He-FIB が微細なプローブサイズであれば, He-SIM は SEM および Ga-SIM より高分解能像の特質を持つ。

SE 収率の入射角  $\theta$  依存性については, He イオン照射は, インバース cosine 則と同等, あるいはそれ以上となり, Ga イオン照射より強い。一方, 電子照射では低  $E$  および高  $Z_2$

試料ほど入射角  $\theta$  依存性は弱い。これは He-SIM における表面形状コントラストは, SEM および Ga-SIM よりクリアになることを示している。He イオン照射における SE が低エネルギーであることは電子照射とくらべてより高い電圧コントラストをもたらす。

He イオン照射における SE 収率 ( $E = 1 \sim 40$  keV) は,  $E$  の増加と共に増大し,  $E$  が約 1 keV あるいはそれ以下の電子照射の場合より大きい。その結果, ビーム電流が同一ならば He-SIM は低  $E$ -SEM より高 S/N 比となる画像の形成が期待される。

## 文 献

- 1) Ward, B.W., Notte, J.A. and Economou, N.P.: *J. Vac. Sci. Technol. B*, **24**, 2871-2874 (2006)
- 2) Morgan, J., Notte, J., Hill, R. and Ward, G.: *Microscopy Today*, **14**, No. 4, 24-31 (2006)
- 3) Ishitani, T., Yamanaka, T., Inai, K. and Ohya, K.: *Vacuum*, **84**, 1018-1024 (2010)
- 4) Ishitani, T. and Ohya, K.: *Scanning*, **25**, 201-209 (2003)
- 5) Ishitani, T., Madokoro, Y., Nakagawa, M. and Ohya, K.: *J. Electron Microsc.*, **51**, 207-213 (2002)
- 6) Ohya, K. and Ishitani, T.: *J. Electron Microsc.*, **52**, 291-298 (2003)
- 7) Ohya, K. and Ishitani, T.: Imaging using electrons and ion beams, in *Focused Ion Beam Systems; Basics and Applications* (ed. N. Yao), Cambridge Univ. Press, 2007, Chap. 4.
- 8) Inai, K., Ohya, K. and Ishitani, T.: *J. Electron Microsc.*, **56**, 163-169 (2007)
- 9) Ohya, K., Yamanaka, T., Inai, K. and Ishitani, T.: *Nucl. Instr. and Meth. B*, **267**, 584-589 (2009)
- 10) Yamanaka, T., Inai, K., Ohya, K. and Ishitani, T.: *Proc. SPIE*, Vol. **7272**, 72722L-1-9 (2009)
- 11) Ramachandra, R., Griffin, B. and Joy, D.: *Ultramicroscopy*, **109**, 748-757 (2009)
- 12) Cohen-Tanugi, D. and Yao, N.: *J. Appl. Phys.*, **104**, 063504-1-7 (2008)
- 13) Scipioni, L., Sanford, C.A., Notte, J., Thompson, B. and McVey, S.: *J. Vac. Sc. Technol. B*, **27**, 3250-3255 (2009)
- 14) Baragiola, R.A., Alonso, E.V., Ferron, J. and Oriva-Florio, A.: *Surf. Sci.*, **90**, 240-255 (1979)
- 15) Joy, D.C.: *Scanning*, **17**, 270-275 (1995)
- 16) Thompson, B., Notte, J., L. Scipioni, Stern, L. and Ogawa, S.: 28th Annual LSI Tesing Symp., 12-14 Nov. 2008, Osaka, Japan.