

中速イオン散乱法を用いた表面・界面解析

越 川 孝 範

大阪電気通信大学応用電子工学科・エレクトロニクス基礎研究センター
〒572 寝屋川市初町 18-8

(1989年6月24日受理)

Surface and Interface Analysis with Medium Energy Ion Scattering

Takanori KOSHIKAWA

Dept. of Applied Electronics and Electronics Fundamental Research
Center, Osaka Electro-Communication Univ.
18-8, Hatsu, Neyagawa 572

(Received June 24, 1989)

Medium energy ion scattering (MEIS, ~ 100 keV) has become of interest in the field of the surface and the interface structural analysis of metals, semiconductors, metals on semiconductors and so on, because of its high depth resolution from the surface to the bulk. Also we can determine the atomic positions very precisely (± 0.001 nm) from the channeling and blocking effects.

The principles of ion scattering for the structure analysis some measuring equipments and experimental results are reviewed with a comparison of the high energy ion scattering (HEIS, $\sim$ MeV) and low energy ion scattering (ISS, $\sim$ keV).

1. はじめに

イオン散乱分光法が固体表面・界面の研究に盛んに使用されるようになってきた。それは、電子ビームを用いた回折現象を利用する場合には、逆格子空間から実空間への変換を行うという操作をしなければならないことおよび一般的には動力学的な考え方を導入して解析を行う必要があるのに対し、実空間において解析ができることおよび基本的に古典近似による取り扱いができること等単純明解であるためである。特に 50-500 keV のエネルギーのイオンを利用した中速イオン散乱法は最近注目を集めている¹²⁾。それは、次のような理由による。まず、従来からある高速イオン散乱法 ($\sim$ MeV) にくらべて、表面からバルクまではるかに高い深さ分解能で分析できること。次に低速イオン散乱法 ($\sim$ keV) にくらべて定量的性がすぐれている。つまり中性化の影響および多重散乱の影響が小さいこと。さらに、表面や界面等の原子位置決め精度が高いこと。また、原則的にはイオン散乱分光法に共通の非破壊分析であるということも大きな理由

である。

イオン散乱分光法は、入射イオンのエネルギーにより、次の3つの領域に分けて分類できる。

(1) keV 領域: 低速イオン散乱分光法 (Ion Scattering Spectroscopy: ISS) (2) 100 keV 領域: 中速イオン散乱分光法 (Medium Energy Ion Scattering Spectroscopy: MEIS) (3) MeV 領域: 高速イオン散乱分光法 (High Energy Ion Scattering Spectroscopy: HEIS) 但し散乱角が 180° に近くなると、ラザフォード後方散乱分光法 (Rutherford Backscattering Spectroscopy: RBS) と呼ぶ場合もある。

低速イオンは非常に強い中性化確率をもっており、表面からの信号が散乱イオンとして検出されるので、ISS は表面構造解析または表面層の濃度を得るため広く使用されている^{3,4)}。最近では、 180° 散乱と飛行時間型分析器を並用した分析法も開発され^{5,6)}、表面下数原子層程度までの情報が得られる⁷⁾。HEIS はすでに材料等のバルク分析に広く使用されており、チャネリング法を使用して表面構造解析にも応用されている^{8,9)}。しかし、一般

的に固体検出器を用いているので深さ方向の分解能が悪い (>5 nm) ため表面や界面の精密測定をしようとすると強い制約が存在する。上記の ISS と HEIS の長所を兼ねそなえた表面・界面・バルクの構造解析および分析法として考え出されたのが中速イオンを使用する方法である。

MEIS では、散乱イオンのエネルギー分析を静電型の分析器を用いて行っているため、固体検出器より高い分解能が得られる。そのため深さ方向分解能も 0.3-0.4 nm 程度になる。

ここでは、このように表面や界面解析に将来の発展が期待される MEIS の装置面での発展状況および得られている成果について 2, 3 の例を述べる¹⁰⁾。

2. 測定原理

2.1 イオン散乱の基礎過程

イオン散乱法を用いた測定原理の詳しい報告は他の著書や解説を参照していただくとして^{1,8,9)}、ここでは必要な最小限の考え方を述べる。Fig. 1 に示すように質量 M_1 のイオンがエネルギー E_0 でターゲットに入射する

と考える¹¹⁾。ターゲット試料は質量 M_2 の元素からなる単結晶 (Fig. 1 a) および質量 $M_3(>M_2)$ の元素からなる原子が表面領域にアモルファス状に存在する場合を考える (Fig. 1 b)。入射イオンが低次の晶帯軸方向から入射すると、第 1 層原子により生じるシャドーコーンと呼ばれる入射イオンの散乱軌道によって形成される包絡面により第 2 層原子以下がかくされてしまう。散乱角 θ の方向に検知器をおくと、この第 1 層原子からの散乱で表面ピークが Fig. 1 a のように生じる。これをアラインド (aligned) 条件またはチャネリング (channeling) 条件という。低エネルギー側に生じている散乱イオン収量の増加は試料の深い領域で入射イオンがチャネリング条件からはずれるいわゆるディチャネリング (de-channeling) 効果による。Fig. 1 b のように M_2 より大きな質量 M_3 の原子が表面付近に非晶質状態で存在する場合の散乱スペクトルは同じ図中に示すとおりである。アモルファス状のターゲットの深さ Δx に相当する分のエネルギー損失を受けて幅の広がったスペクトルが生じる。表面に存在する原子から散乱されたイオンのエネルギーは原子核との衝突による弾性散乱を受け、運動量とエネルギーが保存することから、

$$K_{M_2} = \frac{E_{M_2}}{E_0} = \left\{ \frac{(M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2} + M_1 \cos \theta}{M_2 + M_1} \right\}^2 \quad (1)$$

で与えられる。

また、入射イオンは、ターゲットを通過する間に電子を励起してエネルギーを失う。厚さ Δx の薄膜で損失するエネルギー ΔE は近似的に次のように与えられる。

$$\Delta E = \{ K_{M_2}(dE/dx)_{in}/\sin \theta_1 + (dE/dx)_{out}/\sin \theta_2 \} \Delta x \quad (2)$$

ただし、 dE/dx はターゲットを通過するとき単位距離あたりに失うエネルギーであり、H と He イオンについて、Ziegler 等によりハンドブックにまとめられている^{11,12)}。例えば、125 keV の He イオンを Si 試料に入射させた場合、 $dE/dx \approx 230$ eV/nm となる。実験の幾何学的条件により異なるが、 θ_1 と θ_2 を小さくとれば、試料面からの深さ x に対してエネルギー損失量が増加するため、深さ方向の分解能が高い測定が可能となる。概算を行うと、 $\theta_1 = \theta_2 = 15^\circ$ に対して、 $\Delta E \approx 1.8 \times 10^3$ eV/nm となり、0.3 nm の分解能を得ようとすると、 $\Delta E \approx 0.54$ keV になる。つまり、分析器の分解能として、 $\Delta E/E \approx 4.5 \times 10^{-3}$ 程度あればいいことになり、静電型の分析器で充分実現可能となる。つまり、MEIS ではエネルギーストラグリングがきいてこない表面領域では 0.3-0.4 nm 程度の深さ方向分解能で測定可能となる。

散乱収量については、

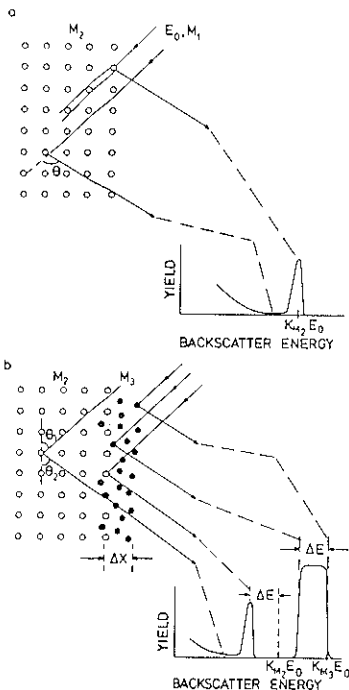


Fig. 1 Scattered ion energy spectra of primary ions (energy E_0 , mass M_1) from a single crystal (mass M_2) (a) and amorphous thin films (mass $M_3 > M_2$) on a single crystal (b). Scattering angle is θ . Primary ion beam is along the low index crystal axis (aligned condition)¹¹⁾.

$$I \propto N(1 - P_n)\sigma \quad (3)$$

与えられる。ただし、 N はターゲット原子の数密度、 σ はその原子のイオン散乱断面積、 P_n はその原子によって散乱されたイオンの中性化確率である。

高速の領域では、中性化確率はほぼ零であるため定量的に精度の高い測定が行える。低速領域では、非常に大きな中性化確率があるので、静電型の分析器で測定する限り、定量精度は悪い。しかし、最近飛行時間型の分析法を用いて中性粒子をも測定できる方法が提案されているので^{5,6)}、これを用いると定量的精度が向上するものと思われる。中速の領域でも、中性化の確率があるため、定量精度を上げようと思うと、中性化率の補正を行う必要がある。

2.2 ダブルアライメント法

一般にイオン散乱法で結晶やその表面に吸着した表面原子位置の測定をするには、チャネリング現象を利用する¹³⁾。この時、表面に存在する原子が、バルクと同じ並び方をしている場合と、relaxation (表面に垂直方向の変位) や reconstruction (表面に平行な変位) をしている場合には事情が異なる。後者の場合には、入射方向を適当に選ぶと、第2原子層以下の原子をイオンビームが

みることができるので、表面から散乱されたいわゆる表面ピークの強度が大きくなる。この強度を精密に測定すると表面原子位置に関する情報が得られる。さらにシャドーコーンを利用して原子位置を測定する方法もある。また、結晶内で散乱されたイオンが低次の晶帯軸方向では強度が減少するブロッキング効果を利用することにより直接原子位置の精度測定をすることができる。その原理を示したのが Fig. 2 ④, ⑤, ⑥である¹³⁾。この図では表面原子が relaxation をおこなっている場合を考えている。Fig. 2 ④のようにチャネリング方向にイオンビームを入射させ、1原子層と2原子層の原子にあてると考える。そして、Fig. 2 ⑤のようにバルクの部分と表面ピークの部分の信号をとり出して散乱角度分布を求めると Fig. 2 ⑥のようになる。ブロッキングディップのずれ角 $\Delta\theta$ から簡単に精度よく原子の移動した距離を求めることができる。約 ± 0.001 nm 程度の精度で位置決定が可能である¹⁾。この方法を界面原子位置の測定に応用することも可能である。

次に述べるように、このような測定に適した分析器も開発されており、MEIS は表面からバルクまで高分解能で測定できるため、非常にパワフルな表面・界面・薄膜の評価法であるといえることができる。

3. 測定装置

ここでは、MEIS で用いている静電型の分析器の中でユニークなものを2例紹介する。

3.1 トロイダル静電型分析器を使用した測定系

1次元位置敏感検出器を使用したトロイダル静電型分析器を用いて、広範囲な散乱角度分布を同時に測定する装置は、最初 FOM 研究所により開発された^{14,15)}。このような分析器を使用すると、チャネリング・ブロッキン

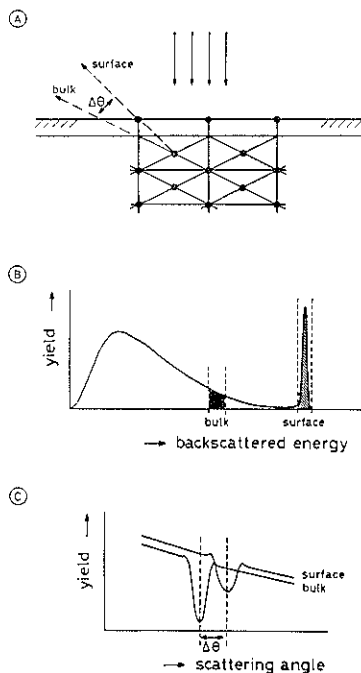


Fig. 2 Schematic of the method to obtain the relaxed atomic position of the surface with double alignment. Angle position of blocking dips are different each other for the surface peak and the bulk spectrum because of the relaxation of the surface atoms¹³⁾.

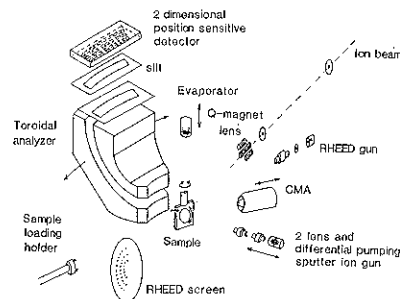


Fig. 3 Schematic of a medium energy ion scattering (MEIS) equipment using a toroidal static analyzer with the 2 dimensional position detector. Low dose or high energy depth resolution measurements can be made. AES and RHEED equipments are also available¹⁹⁾.

グ効果を利用したダブルアライメント法による実験が容易に行えるので、結晶表面・界面層の構造や原子位置の精度の高い情報を得やすい。著者等も同様な考え方で MEIS を開発し¹⁶⁻¹⁸⁾ かつ高分解能な2次元位置敏感検出器を新たに開発することにより、エネルギーおよび散乱角方向に同時測定を行い、短時間（低ドーズ）かつ高エネルギー分解能で測定できる装置を試作している¹⁹⁾。

Fig. 3 は著者等が開発した装置の概略図である。1次元位置敏感検出器を用いた分析器（スリット幅：0.5 mm）のエネルギー分解能 $\Delta E/E$ は $4\text{--}5 \times 10^{-3}$ 位なので、実験条件を選べば、0.3-0.4 nm の深さ方向分解能が得られるが、位置分解能が 0.12 mm 位ある高分解能の2次元位置敏感検出器を使用しかつ入射イオンビーム径を絞り込むと（ ~ 0.1 mm），スリットを用いてエネルギーを分析する場合にくらべ、分解能が向上するため、0.2 nm より高い深さ方向分解能が期待できる。この2次元位置敏感検出器は角度方向に1次元のマルチ・アノード型（コンデンサと抵抗が各アノード間にとりつけてある。1ピッチ=1 mm）の電極の上に絶縁物を介してエネルギー方向にやはり1つの幅が 0.35 mm のマルチ・アノード型（1ピッチ=1 mm）の電極をとりつける方法で2次元位置敏感測定を実現したものである。ほぼ1原子層またはそれよりよい分解能が達成できることになる。また本装置には、オージェ電子分光（AES）用の円筒鏡面型分析器（CMA）および表面付近の平均的構造を求めるための反射高速電子線回折装置（RHEED）が同じチェンバーに設置されている。また、蒸着器で金属や半導体の蒸着が行えるようになっており、差動排気型のスパッターイオン銃が設置されている。トロイダル分析器が試料のまわりに回転できるため、上記の測定器等と干渉しないように、いずれも必要に応じ移動が可能になっている。試料を 0.05° 以上の精度で3軸方向に独立に回転でき、かつ試料を 1300°C 位まで加熱できるゴニオメーターが設置されている。試料ローディングチェンバーには5個の試料がセット可能で、真空を破らずに試料交換ができる。測定チェンバーの到達真空度は約 5×10^{-9} Pa、H イオン照射時で 7×10^{-9} Pa、銅蒸着中で 2×10^{-8} Pa である。

3.2 散乱イオンを減速してエネルギー分解能を向上させる方法

静電型の分析器の特徴は、 $\Delta E/E = \text{一定}$ となるので、 E が小さくなると、 ΔE も小さくなることを利用して、減速することにより E を小さくして高分解能を実現した例がある²⁰⁾。その装置の概要を **Fig. 4** に示す。これはプロトンエネルギー損失分光法（Proton Energy-Loss Spectroscopy: PELS）と呼ばれており、約100 keV のプ

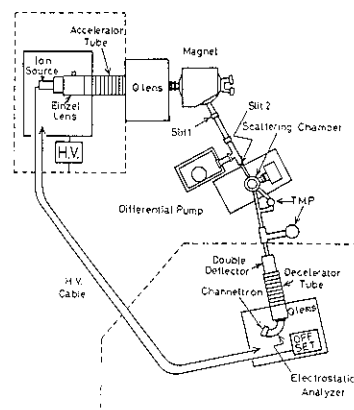


Fig. 4 Schematic of the proton energy loss spectrometer (PELS). Energy resolution is improved with deceleration of the scattered ions of $\theta = 12^\circ$ ²⁰⁾.

ロトンイオンを試料に入射させ、散乱角が 12° の散乱イオンを減速してQレンズで収束させ、静電型の分析器で分光するもので、100 keV のプロトンイオンに対して、約 18 eV のエネルギー分解能が得られている。MEIS にくらべて約1桁以上高いため、深さ方向分解能も 0.1 nm 以下になる。この装置を用いて1原子層ごとの測定をすることも可能である。また、本装置を基本として、 180° 散乱イオンをとれる装置が考えられている。 180° 散乱イオンを用いると質量分解能の向上が期待でき、シミュレーションの結果では Ga と As が分離できるとされている²¹⁾。

4. 測定例

MEIS により得られた最近の実験結果について若干例を紹介する。

4.1 薄膜成長過程への応用

MEISの高分解能スペクトルの形状を解析することにより、従来の表面分析法よりさらに詳しい超薄膜の成長過程（島の数密度、島内の濃度、島の高さと幅の比、島の結晶性と配向等）の情報を得ることができる。**Fig. 5** は Si (111) 上に Ag を室温で成長させた場合の各膜厚に対する銀とシリコンのスペクトルの変化を示している²²⁾。このスペクトルよりまずわかることは、銀を蒸着し膜厚が増加しても、シリコンの高エネルギー側の端のエネルギー値は分解能の範囲内で変化していない。これは、銀原子が表面または極表面（0.3 nm 以内）付近に存在していることを示している。かつ、膜厚が大きくなるにつれて、シリコンピークが2つのピークにわかれていくのがわかる。これが何に起因するかを見るため、いくつかの典型的な MEIS のスペクトルの例を **Fig. 6** に示

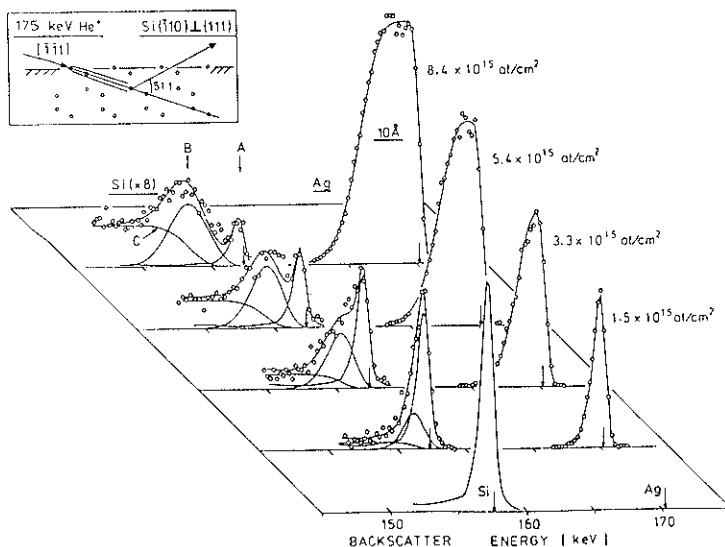


Fig. 5 Scattered ion energy spectra of Ag/Si(111) for various thickness of Ag at room temperature. Silicon spectra have two peaks at the high coverages²²⁾.

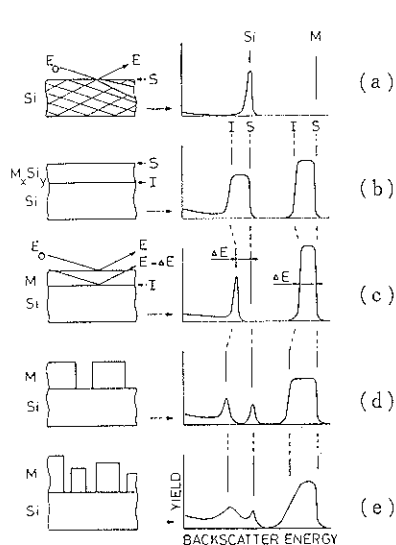


Fig. 6 MEIS spectra for the various thin film formations of metals on the semiconductors²²⁾.

す²²⁾。この図を見てわかるように、高さがそろった島 (Fig. 6(d)) の場合、はっきりと2つのピークに分かれているが、高さがそろっていないと、ピークはブロードになる (Fig. 6(e))。このことより、高さがそろっていない純粋の銀の島が生じていると推定できる。実際に詳しく解析された結果からもそのことが裏づけられている²²⁾。かつ、島の形を仮定して解析を行った結果、0.26 nm の平均膜厚の銀膜では、島の平均厚さ約 0.6 nm、島の高さと幅の比約 0.2 のフラットな島が形成され、島の密度

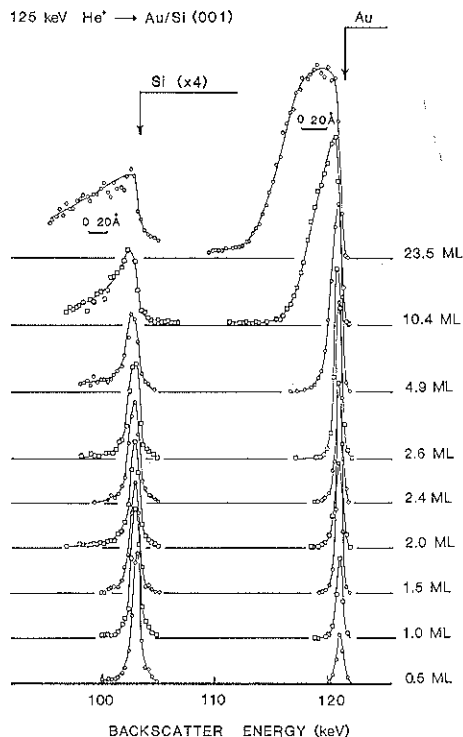


Fig. 7 Scattered ion energy spectra of Au/Si(001) for the various thickness of Au at room temperature²³⁾.

は約 $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ であると報告されている。また銀の島には、180°回転したA型とB型の2種の構造が混存していると指摘されている²²⁾。しかし、金の場合は異なっ

たスペクトルを示す。Fig. 7 に金を室温で Si (001) 面に蒸着した場合の各膜厚に対するスペクトルの変化を示す²³⁾。シリコンの高エネルギー端はやはり膜厚の増加にもかかわらず変化しない。しかし、銀と異なり、シリコンのピークはブロードになるだけで、2つのピークにわかれることはない。これは、島構造の中にシリコン原子がかなり入り共晶合金をつくっており、そのための寄与が大きいためブロードなピークになったと考えられる。また従来からいわれているように、約2原子層までは金原子とシリコン原子の互いの移動は生じないが、それを越すと室温でも互いに移動を始める。また Ni/Si (111)²⁴⁾, Pd/Si(111)²⁵⁾, Cu/Si(100)^{23, 26)} 等についても測定が行なわれており、詳しい解析が行われている。このようにいくつかの金属/シリコンの薄膜成長過程は非常に詳しく調べられたが、実用的に重要なタングステンやモリブデン等の高融点金属に対する精密な測定結果はないので今後の成果が期待される。また、このような過程を解析する計算機プログラムの概要も近々公表される予定である²⁷⁾。

4.2 表面・界面構造および原子位置の測定

ブロッキング効果を利用して表面の relaxation や reconstruction の測定、界面での原子の変位の測定が行わ

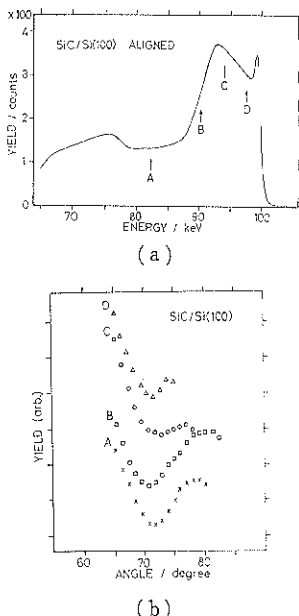


Fig. 8 Aligned ion energy spectrum of SiC (buffer layer: ~7 nm)/Si (100) (a), scattered ion angular distributions for A: Single Si crystal, B: interface (Si side), C: interface (SiC side), D: surface of SiC are showed in (b). The positions of the blocking dips change³⁵⁾.

れている。例えば、Ni(001) についての結果では、清浄表面で-3.2%, C(2×2)O 面では+5.2% の relaxation があり、O原子の位置も決められている^{28, 29)}。その他、Ni(110) 面および C(2×2)S 面の測定³⁰⁾を始め、多くの測定が行われている。また、Si(100) 2×1³¹⁾, Si(111) 7×7³²⁾, Si(111) 2×1³³⁾ 表面構造についての測定結果も報告されている。

界面についても、例えば NiSi₂/Si(111) の界面構造を測定し、7-fold 構造をもつという結論が得られた³⁴⁾。さらにシリコン-化合物半導体の界面構造の測定も行われている³⁾。次に、3 C-SiC を Si(100) 上に厚く成長させる技術が大きな格子定数の違い (約 25%) にもかかわらず SiC のバッファー層を作ることにより実現された³⁵⁾。このような SiC バッファー層 (~7 nm) の格子の歪み具合を観察した例を Fig. 8 (a), (b) に示す。Fig. 8 (a) は散乱イオンの角度分布を得たエネルギーの位置を示し、それぞれ、A: 単結晶 Si, B: SiC-Si 界面, C: SiC 側界面, D: SiC 表面付近で測定したことを示す。Fig. 8 (b) に示すようにブロッキングディップの位置はAとDでは一致しており、Bでは低角度側へ、Cでは高角度側へずれている。このことは SiC-Si の界面では Fig. 9 に示すように、SiC が縮み、Si が伸びていることを示している。このような界面の構造や原子位置の測定が行えるのは MEIS をおいて他の方法では困難であるので、今後この方面への応用が盛んになると考えられる。

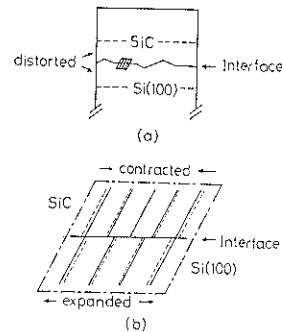


Fig. 9 Model of the interface atomic positions between SiC and crystal, which is suggested by the results of Fig. 8³⁵⁾.

また、PELS で W(111) 表面の relaxation を測定した結果も報告されている。それによると、表面は 0.005 nm 縮んでいる³⁶⁾。

4.3 表面溶融過程

MEIS の特徴を最大限に生かし他の方法では観察が難しい実験が行われている。それは表面溶融過程の観察である。Pb(110) にチャネリング方向から H イオンを入射させた場合の結果を Fig. 10 に示す³⁷⁾。Pb の融点

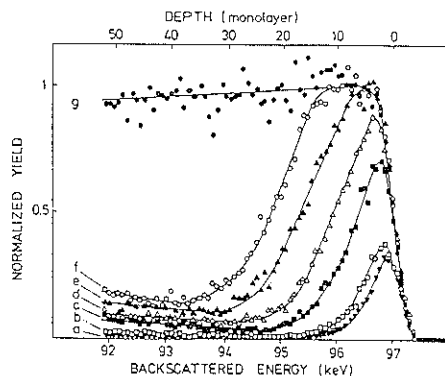


Fig. 10 Change of scattered ion energy spectra of Pb (110) for various sample temperatures. a: 295 K, b: 452 K, c: 581 K, d: 597 K, e: 599.7 K, f: 600.5 K, g: 600.8 K, Melting temperature: 600.7 K³⁷⁾.

は 600.7 K であり、それよりかなり低い温度ですでに表面付近の結晶が乱れてきていることがはっきりとわかり、表面から溶融が進んでいることが実験的に示された。円柱の単結晶を用いて各面による溶融過程の差についても測定が行われた。その結果、面による溶融過程の差は、その面での表面と液体状態の自由エネルギーの差と直接関係があると指摘されている³⁸⁾。

このような表面の溶融過程の研究は始まったばかりであるが、今後 MEIS の特徴を生かして、さらに詳細な成果がでてくるものと期待されている。

4.4 散乱イオンの中性化

MEIS で測定を行う場合、散乱イオンが1部中性化するため、定量的な測定を行おうとすると、補正を行う必要がある。このようなエネルギー領域の中性化過程についてはまだ詳しい議論がされていない。中性化確率は固体検出器および偏向板によりイオンと中性粒子を分けることにより測定を行うことができる。例えば、清浄な Si(111) とその上に銀を $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ 蒸着した場合の中

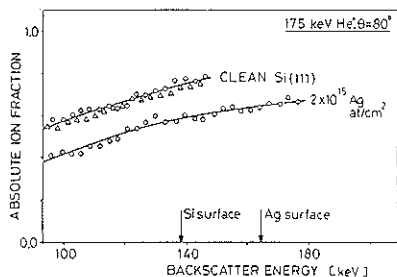


Fig. 11 Absolute ion fraction of He ions of 175 keV. Scattering angle is 80° . Samples are clean and Ag ($2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$)/Si (111)²²⁾.

性化確率を測定した結果を Fig. 11 に示す²²⁾。入射イオンは He で、175 keV、散乱角 $\theta = 80^\circ$ の場合の結果である。清浄な Si(111) 面でも、140 keV で約 30% の中性化確率がある。銀を蒸着するとその割合が増加する。かつ、銀の蒸着量が増加すると中性化確率も増し、約 $10 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ではほぼ飽和することも示されている²²⁾。

中性化の過程については、今後さらに詳しい実験データの積み重ねにより詳しい議論がされなければならないと思われる。

5. ま と め

高い深さ方向分解能で、表面からバルクまでを分析かつ構造解析や原子位置の測定ができる中速イオン散乱法の測定原理、装置の現状、最近得られている成果につき報告した。

この測定法は多くの情報をもたらすと同時に他の測定法では困難な情報をも得ることができる割にはまだ稼動している装置は多くない。これは加速器を用いている等のため高価であることによるものと思われるが、今後その有用性が広く認識され、普及するにつれ入手しやすくなることを期待するものである。

装置の方では、今後マイクロビーム化 (3次元高分解能測定)³⁹⁾、飛行時間型測定法の試み⁴⁰⁾ 等も行われ始めており、さらに新しい成果も期待できる状況になってきている。

拙稿が、本測定法の普及に少しでも貢献し、新しい成果がでてくるのに寄与できれば幸いである。

謝 辞

本稿をまとめるにあたり討論をしていただきました岡山大学岩見基之教授、豊田中研城戸義明博士、大阪大学志水隆一教授、大阪大学伊藤利道博士に感謝いたします。また共同研究者として協力していただいた甲南大学菊池理一教授、日本真空技術 KK の高木憲一博士、内山豊司研究員を始めとするOプロジェクトおよび第4事業部の方々、浜松ホトニクス of 松浦恵樹、犬塚英治様を始めとするシステム事業部の方々に感謝いたします。また、大阪電気通信大学鈴木達朗教授、富田彰宏教授、中村初夫助教授には討論と援助をいただいたので感謝をいたします。

文 献

- 1) J. F. van der Veen: Surf. Sci. Rep. 5, 199 (1985).
- 2) 岩見基弘, 平木昭夫: 表面 21, 277 (1983).
- 3) M. Aono: Nucl. Instrum. Methods B 2, 374 (1984).
- 4) H. Niehus: Nucl. Instrum. Methods B 33, 876 (1988).

- 5) M. Katayama, E. Nomura, N. Kanakama, H. Soejima and M. Aono: Nucl. Instrum. Methods **B 33**, 857 (1988).
- 6) K. Sumitomo, K. Oura, I. Katayama, F. Shoji and T. Hanawa: Nucl. Instrum. Methods **B 33**, 871 (1988).
- 7) 片山光浩, 野村英一, 金釜憲央, 副島啓義, 青野正和: 真空 **31**, 377 (1988).
- 8) W. K. Chu, J. W. Mayer and M. A. Nicolet: "Backscattering Spectroscopy" (Academic Press, 1978).
- 9) L. C. Feldman, J. W. Mayer and S. T. Picraux: "Materials Analysis by Ion Channeling" (Academic Press, 1982).
- 10) 志水隆一, 越川孝範: ふんせき (印刷中).
- 11) H. H. Anderson and J. F. Ziegler: "Hydrogen Stopping Powers and Ranges in All Elements" (Pergamon Press, 1977).
- 12) J. F. Ziegler: "Helium Stopping Powers and Ranges in All Elements" (Pergamon Press, 1977).
- 13) W. C. Turkenburg, W. Soszka, F. W. Saris, H. H. Kersten and B. G. Colenbrauder: Nucl. Instrum. Methods **132**, 587 (1976).
- 14) R. G. Smeenk, R. M. Tromp, H. H. Kersten, A. J. H. Boerboom and F. W. Saris: Nucl. Instrum. Methods **195**, 581 (1982).
- 15) R. M. Tromp, H. H. Kersten, E. Granneman, F. W. Saris, R. Koudijs and W. J. Kilsdonk: Nucl. Instrum. Methods **B 4**, 165 (1984).
- 16) T. Uchiyama, K. Takagi, T. Katagawa, Y. Mihara, R. Fukui, O. Tsukakoshi, R. Kikuchi, A. Isoya, S. Komiya, T. Koshikawa and T. Suzuki: Nucl. Instrum. Methods **B 21**, 306 (1987).
- 17) Y. Mihara, T. Uchiyama, Y. Agawa, R. Fukui, T. Katagawa, O. Tsukakoshi, P. Rostek, H. Tsuboi, K. Takagi, H. Yamakawa, R. Kikuchi, A. Isoya and T. Koshikawa: Nucl. Instrum. Methods **B 37/38**, 609 (1989).
- 18) T. Koshikawa, R. Kikuchi, K. Takagi, T. Uchiyama, Y. Mihara, Y. Agawa, S. Matsuura, E. Inuzuka and T. Suzuki: Nucl. Instrum. Methods **B 33**, 623 (1988).
- 19) T. Koshikawa, H. Nakamura, T. Uchiyama, T. Katayama, K. Takagi, H. Yamakawa, S. Matsuura and E. Inuzuka: Proc. 12th Symp. on ISIAT '89 (Ion Beam Eng. Exp. Lab., Kyoto, Univ. 1989) p. 553.
- 20) T. Oku, J. Kanasaki, N. Matsunami, N. Itoh, K. Matsuda and M. Aoki: Nucl. Instrum. Methods **B 15**, 142 (1986).
- 21) J. Kanasaki, N. Matsunami, N. Itoh, T. Oku, K. Kitoh, M. Aoki and K. Matsuda: Nucl. Instrum. Methods **B 33**, 619 (1988).
- 22) E. J. van Loenen, M. Iwami, R. M. Tromp and J. F. van der Veen: Surf. Sci. **137**, 1 (1984).
- 23) T. Koshikawa, Y. Kido and C. Park: Proc. 12th Symp. on ISIAT '89 (Ion Beam Eng. Exp. Lab., Kyoto Univ. 1989) p. 555.
- 24) E. J. van Loenen, J. F. van der Veen and F. G. LeGoues: Surf. Sci. **157**, 1 (1985).
- 25) R. M. Tromp, E. J. van Loenen, M. Iwami, R. G. Smeenk and F. W. Saris: Thin Solid Films **93**, 151 (1982).
- 26) 市ノ川竹男: 私信.
- 27) Y. Kido and T. Koshikawa: J. Appl. Phys. (to be published).
- 28) J. W. M. Frenken, R. G. Smeenk and J. F. van der Veen: Surf. Sci. **135**, 147 (1983).
- 29) J. W. M. Frenken, J. F. van der Veen and G. Allan: Phys. Rev. Lett. **51**, 1876 (1983).
- 30) J. F. van der Veen, R. M. Tromp, R. G. Smeenk and F. W. Saris: Surf. Sci. **82**, 468 (1979).
- 31) R. M. Tromp, R. G. Smeenk and F. W. Saris: Surf. Sci. **133**, 137 (1983).
- 32) R. M. Tromp: Surf. Sci. **155**, 432 (1985).
- 33) L. Smit, R. M. Tromp and J. F. van der Veen: Surf. Sci. **163**, 315 (1985).
- 34) E. J. van Loenen, J. W. M. Frenken and J. F. van der Veen: Phys. Rev. Lett. **54**, 827 (1985).
- 35) M. Iwami, M. Kusaka, M. Hirai, H. Nakamura, T. Koshikawa, K. Shibahara and H. Matsunami: Nucl. Instrum. Methods **B 33**, 615 (1988).
- 36) N. Matsunami, K. Kitoh and M. Gotoh: "Ion Beam Interactions with Solids", ed. F. Fujimoto (Ministry of Education, Science and Culture of Japan, 1988) p. 337.
- 37) J. W. M. Frenken, P. M. J. Marée and J. F. van der Veen: Phys. Rev. **B 34**, 7506 (1986).
- 38) B. Pluis, A. W. Denier van der Gon, J. W. F. Frenken and J. F. van der Veen: Phys. Rev. Lett. **59**, 2678 (1987).
- 39) 高井幹夫: 私信.
- 40) Y. Kido, J. Kawamoto and Y. Miyake: Proc. 12th Symp. on ISIAT '89 (Ion Beam Eng. Exp. Lab., Kyoto Univ. 1989) p. 557.