表面・界面分析 (3)

イオンビームによる表面構造解析

青 野 正 和・片 山 光 浩

理化学研究所表面界面工学研究室 〒351 埼玉県和光市広沢 2-1

(1989年9月9日 受理)

Ion Beam Surface Crystallography

Masakazu AONO and Mitsuhiro KATAYAMA

RIKEN (The Institute of Physical and Chemical Research)

Wako-shi, Saitama 351-01

(Received September 9, 1989)

低速イオン散乱分光 (LEIS 法 または ISS), 中速イオン散乱分光 (MEIS), 高速イオン散乱分光 (HEIS または RBS) による表面構造解析のこれまでの発展を振り返り, 現状について実際の研究例をあげながら解説し, 将来の展望を行っている。

1. はじめに

表面科学のいかなる研究においても, 研究しようとする表面の構造 (原子配列) を正しく理解することが何にも増して重要であると言って過言でない。このことは, バルクの物性論において, 研究しようとする物質の構造が不明であったとしたらどのような事態になるかを想像してみれば明らかであろう。

しかし, 表面の構造を解析することは, 場合によっては巨大なタンパク質の構造を解析するより難しい。実際, 清浄表面に形成される超構造について言えば, たとえばシリコン (Si) の (111) 表面に形成される有名な 7×7 超構造を解析するのに 20 年以上が費やされ, 吸着原子をもつ表面について言えば, たとえば Si の (111) 表面に銀 (Ag) 原子が吸着することによって形成されるよく知られた $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ 超構造は, その重要性にもかかわらず, いまだに解かれていない。

しかしながら, 最近の表面構造解析手法の発展はめざましく, 従来法の改良および新手法の開発が積極的に進められ, 素直な表面構造の場合には比較的容易に解析することが可能となった。本稿の目的は, このような表面構造解析手法のうち, イオンビームを用いる方法について, 最近の約 10 年間における発展を振り返り, 現状について解説し, かつ将来の展望を行うことである。

2. イオンビーム法の特徴

本章では, 以下の各章を読む上での予備知識を与える意味で, イオンビームを用いる表面構造解析の特徴を簡単に述べておく。

イオンビームを用いる表面構造解析では, 試料の表面にイオンビームを入射し, 散乱イオンのエネルギー・スペクトルを測定する。そして, そのエネルギー・スペクトルがイオンビームの入射方向あるいは散乱イオンの検出方向にどのように依存するかを測定することによって, 表面の構造を解析する。

電子ビームやフォトンビームを用いる他の表面構造解析手法 (低速電子線回折, 反射高速電子線回折, 透過電子線回折, 光電子回折, X線回折など) が, 電子やフォトンのような量子力学的粒子の干渉効果を利用するいわゆる逆格子空間法であるのに対し, イオンビームを用いる表面構造解析手法は, イオンという古典力学的粒子のニュートン散乱を用いる実空間法であることが特徴である。

イオンビームによる表面構造解析の方法は, 用いるイオンビームのエネルギーによって, 表 1 のように低速イオン散乱分光 (LEIS または ISS), 中速イオン散乱分光 (MEIS), 高速イオン散乱分光またはラザフォード後方散乱分光 (HEIS または RBS) に分類される。しかし,

Table 1 Comparison among LEIS (ISS), MEIS, and HEIS (RBS).

	Low energy ion scattering: LEIS (ISS)	Medium ion scattering: MEIS	High energy ion scattering: HEIS (Rutherford backscattering: RBS)
Ion energy	~keV	~100 keV	~MeV
Ion velocity	$\sim 2 \times 10^7$ cm/s	$\sim 2 \times 10^8$ cm/s	$\sim 7 \times 10^8$ cm/s
Ion de Broglie wave length	$\sim 5 \times 10^{-3} \text{ \AA}$	$\sim 5 \times 10^{-4} \text{ \AA}$	$\sim 1 \times 10^{-4} \text{ \AA}$
Shadow cone size	~1 Å	~0.1 Å	$\leq 0.1 \text{ \AA}$
Energy analysis	Electrostatic analyzer Time of flight analyzer	Electrostatic analyzer Time of flight analyzer	Solid state detector

Values are for $^4\text{He}^+$ ions.

いずれの場合も基本的な原理は同じで、それが Fig. 1 に示されている¹⁾。Fig. 1 は、イオンが表面に入射して散乱される際の軌道を模式的に描いたもので、図からわかるように、表面の原子 (A, B など) の後方には入射イオンが侵入できない円錐状の影が生じる。この影をシャドーコーンと呼ぶ。いま別の原子がこの影の中にあるとすると、その原子はイオンの散乱に寄与しない。これをシャドーイング効果と呼ぶ。一方、ある原子 (たとえば B) によって散乱されたイオンに着目すると、その散乱軌道上に別の原子 (たとえば C) が存在すると、その原子の後方には散乱イオンが侵入できない円錐状の影が生じる。この影をブロッッキングコーンと呼ぶ。このブロッッキングコーンが張る立体角の方向では、第1の原子によるイオン散乱は観測されない。これをブロッッキング効果と呼ぶ。イオンビームによる表面構造解析においては、イオンビームの入射方向あるいは散乱イオンの検出方向を連続的に変化させたとき、散乱イオンのスペクトルが、上で述べたシャドーイング効果やブロッッキング効果によってどのように変化するかを観測し、表面の原子配列を導き出すのである。

いま述べた基本的な原理は、3つのエネルギー領域における ISS, MEIS, RBS のいずれにも共通であるが、3者の間にはもちろん重要な差が存在する。1つは、シ

Fig. 1 Schematic figure showing shadowing and blocking effects¹⁾.

ャドーコーン (及びブロッッキングコーン) の太さが、ISS では原子半径の程度 ($\sim 1 \text{ \AA}$) と大きいのにに対し、MEIS, RBS では原子の熱振動幅の程度 ($\sim 0.1 \text{ \AA}$) と小さい。このことは、イオンが原子によって大きな角度で散乱されることなく固体中に侵入できる深さが、MEIS, RBS では ISS よりはるかに大きいことを意味する。もう1つの差は、イオンの速度が、ISS の場合には固体中を動き回る電子の速度 ($\sim 1 \times 10^8$ cm/s の程度) よりはるかに小さいのに対し、RBS の場合にはそれより大きいことである。したがって、ISS の場合にはイオンが固体から電子を受け取って中性化される時間的余裕があるのに対し、RBS の場合にはそのような時間的余裕がない。このため、ISS では、観測される散乱イオンの強度にイオンの中性化確率という因子が関与しており、これが実験結果の解析を複雑にすることがある。しかし、イオンのみを観測する静電型のアナライザーではなく、イオンも中性化された原子も共に観測する飛行時間型のアナライザーを用いれば、イオンの中性化確率による曖昧さを含まない実験結果を得ることができる。

イオンの中性化確率が大きいという ISS の特徴 (希ガスイオンを用いる場合には中性化確率は特に大きい) は、逆に積極的に利用できる。まず第1に、表面から少しでも深く侵入したイオンは、散乱されて戻ってきても100%に近い確率で中性化されているので、イオンのまま戻って来るのは表面の第1原子層で散乱されたものだけであり、したがって、散乱イオンのみを観測することにより、他のいかなる方法よりも表面の第1原子層に敏感な測定ができる。第2に、イオンが表面で散乱される際の中性化確率が散乱軌道にどのように依存するかを測定することにより、表面の電子状態に関する情報が得られる (本稿の主題はインビームによる表面の構造解析なので、これについてはこれ以上述べない)。

このように、イオンビームを用いる表面構造解析では、ISS, MEIS, RBS のいずれにおいても、イオンが原子によってニュートン散乱される結果として生じるシャドーイング効果、ブロッッキング効果という古典力学的

Fig. 4 Ion scattering in conjunction with shadowing and blocking from (a) a well-ordered crystal and (b) a crystal with a melted surfacelayer. The corresponding backscattering energy spectra with their characteristic surface peaks are shown as well⁸⁾.

3.2 中速イオン散乱分光, MEIS²⁾

100 keV 程度の中エネルギーイオンを用いる MEIS は、上で述べた RBS と後で述べる ISS との中間にあるわけであるが、特徴的には RBS に近い。しかし、RBS の高エネルギー領域では、散乱イオンのエネルギー分析は固体検出器によって行われるのに対し、MEIS のエネルギー領域では、より高分解能の静電型エネルギー分析器を使うことができる。その結果、後で述べる深さ分解能が RBS に比べて改善される。

MEIS による表面の構造解析については、本誌の最近号などに解説が見られるので^{6,7)}、ここでは一例として、最近のトピックである MEIS による表面融解の研究を紹介しよう。

固体の融点は表面では少し低いはずで、したがって固体はまず表面から融けるであろうということは、古くから考えられていた。しかし、それを実験的に確かめるためには、表面の1～数原子層の構造を解析しうる、現代的な表面解析手法が必要である。以下で、鉛 (Pb) 単結晶の表面融解に関する MEIS を用いた見事な実験の結果⁸⁾を紹介する。

MEIS によって表面融解を観測する原理を、**Fig. 4** に模式的に示す⁸⁾。イオンビームを矢印のように試料表面に入射し、矢印で示された方向に散乱される散乱イオンのエネルギー・スペクトルを測定する。試料が単結晶の場合、**Fig. 4 (a)**のようにイオンビームを原子列に平行に入射すると、シャドーイング効果によって、第1層目の原子しか散乱に寄与しない。実際には、各原子の熱振動のために、深い層の原子も少しは散乱に寄与する。散乱イオンを検出する方向もまた、**Fig. 4 (a)**のように原子列に平行に選ぶと、深い層の原子によって散乱され

Fig. 5 Energy spectra obtained from a Pb(110) surface with 97.5 keV protons: (a) 295 K; (b) 452 K; (c) 581 K; (d) 597 K; (e) 599.7 K; (f) 600.5 K; (g) 600.7 K⁸⁾.

たイオンは、浅い層の原子によるブロッキング効果によって、検出器に到達しにくい。こうして、いま述べたような実験条件では、主として、表面第1層の原子だけが散乱に寄与する。したがって、測定されるスペクトルは、**Fig. 4 (a)**の下図のようになる。ところが、**Fig. 4 (b)**のように表面の何枚かの原子層だけが融けて無秩序化すると、それらの層に対しては、上で述べたシャドーイング効果やブロッキング効果が有効に働かなくなり、したがって、**Fig. 4 (b)**の下図のようなスペクトルが観測される。

Fig. 5 は、Pb の (110) 表面の MEIS スペクトルを、温度を変えながら測定した結果を示す⁸⁾。室温においては、表面第1層の原子が主として散乱に寄与するスペクトル(a)が得られる。温度を 452 K に上げると、原子の熱振動振幅の増大のために、散乱イオン強度が少し増大した、スペクトル(b)が得られる。さらに温度を 581 K まで上げると、散乱イオンが顕著に増大したスペクトル(c)が得られる。散乱イオン強度のこの顕著な増大は、原子の熱振動振幅の増大によっては説明することができず、表面の4～5層が融解していることを明瞭に示している (**Fig. 5** の上に、横軸のエネルギーを深さに換算したものが単原子層の単位で示されている)。温度を 597 K, 599.7 K と上げてゆくにつれ、融解している層の数は増大し (スペクトル (d), (e)), 600.5 K, すなわち Pb の融点である 600.7 K の 0.2 K 下では、約 20 層が融解していることがわかる。融点に等しい 600.7 K では、融解による完全な無秩序化が観測される (スペクトル(g))。

こうして、表面ではバルクに先行して融解が起こり、

バルクがまだ結晶であるにもかかわらず、表面の数原子層だけが融けているという状態が平衡状態として実現していることが明瞭に示された。

3.3 低速イオン散乱分光, ISS²⁾

keV 領域の低エネルギーイオンを用いる ISS は、1970 年代の初頭に、表面の 1～2 原子層にきわめて敏感な組成分析法として期待されて登場した⁹⁾。しかし、間もなく、前節で述べた低速イオンの中性化確率の問題のために、ISS によって表面の組成を定量的に分析することは困難であることが認識されるようになった¹⁰⁾。それと同時に、ISS はむしろ表面の構造解析に有効であることが分かってきた^{10,11)}。しかし、ISS によって表面の構造を定量的に解析しようとする、ありそうな表面構造のモデルに対して低速イオン散乱のシミュレーションを行い、それを実験結果と比較するという手続きを繰り返す必要がある。ところが、低速イオンの中性化確率は散乱軌道に依存するので、実験結果と比較する正確なシミュレーション結果を得ることは実際には難しい。この困難を克服するために、実験の散乱角を 180° の近傍にとる直衝突イオン散乱分光 (ICISS) のモードが 1981 年に開発され^{12,13)}、ISS による表面構造解析は面目を一新した。通常の ISS では、散乱イオン強度そのものが種々の散乱条件によってどのように変化するかを測定するのに対し、ICISS ではイオンビームの入射方向を連続的に変えて行くとき、散乱イオン強度が急激に変化する臨界的な入射方向を求めるだけでよい。したがって、上で述べた意味での中性化確率の曖昧さが解析の中に入っていない。ICISS において、希ガスイオンではなくアルカリイオンを用いた方が有利な場合があるが、この方法を特にアルカリイオン直衝突イオン散乱分光 (ALI-CISS) と呼ぶことがある¹⁴⁾。最近、低エネルギーイオン源と飛行時間型イオンエネルギー分析器とを同軸上に一体化して配置して、実験の散乱角を完全に 180° にとった、同軸型直衝突イオン散乱分光 (CAICISS) が開発さ

れた^{15,16)}。この CAICISS は、従来の ISS や ICISS に較べて多くのきめて興味深い特徴を持っており、低速イオン散乱分光の新しい応用分野を切り拓くものである。

従来の ISS や ICISS の最近の発展については他の解説にゆずることにし、ここではこれからの発展が期待される CAICISS についてやや詳しく述べたい。

CAICISS は多くの興味深い特徴をもつが、最も重要な特徴は次の 3 つである。

(1) 表面の構造解析が従来よりはるかに直接的に行える。

(2) 低速イオン散乱は表面の 1～2 原子層にきわめて敏感であるという常識に反し、CAICISS は表面下の数～十数原子層まで“見る”ことができる。

(3) 表面における動的な過程、例えば分子線エヒタキシー (MBE) による原子層の成長などを、リアルタイムで時間分解してその場観察するのに適している。以下で、これらの各々を実例をもって説明しよう。

(1) で述べた、表面の構造解析がはるかに直接的に行えるという CAICISS の特徴が、Fig. 6 に模式的に示されている¹⁶⁾。Fig. 6 (a) において、A, B は表面近傍の隣り合った 2 つの原子を示す。いま、原子 B によって散乱された粒子 (CAICISS では、飛行時間型イオンエネルギー分析器によって、散乱イオンのみならず中性化された散乱原子も観測されるので、散乱粒子と呼ぶことにする) の強度を、CAICISS の軸と表面とのなす角 α を変えつつ測定すると、Fig. 6 (b) のような変化が得られる。 $\alpha = \alpha_0$ において強度が零になるのは、原子 B が原子 A によってシャドーイング効果を受けるためである。また、 α_0 の両側の α_{c1} と α_{c2} とで強度が顕著に増大しているのは、原子 A のシャドーコーンの周辺で濃縮されたイオンのフラックスを原子 B が浴びる、いわゆるフォーカシング効果による。 α_{c1} と α_{c2} との間の角度 $\Delta\alpha_c$ は、原子 A と B の間の結合距離 d に一義的に対応し (d が増大すると $\Delta\alpha_c$ は減少する)、 α_0 は言うまで

Fig. 6 Schematic figures showing how the bond direction and length of neighboring two atoms A and B are determined at the same time by CAICISS¹⁶⁾.

Fig. 7 Intensity of He scattered from Ca atoms in a monolayer of CaF on Si(111) as a function of the angle between the axis of CAICISS and the surface plane¹⁷⁾.

Fig. 8 A- and B-type structures of a monolayer of CaF on Si(111)¹⁷⁾.

もなくAとBの結合方向に対応する。したがって、Fig. 6 (b)のような強度変化を測定することによって、隣接する2つの原子の結合方向と結合距離とを同時に決定することができる。

このような解析の実例を、Si (111) 表面上にエピタキシャル成長した単層の CaF の場合について示そう。Fig. 7 は、そのような単層の CaF の Ca 原子から散乱されてきた粒子の強度を α の関数としてプロットしたものである¹⁷⁾。 $\alpha=23^\circ$ の近傍での強度の減少と、その左右でみられる強度の著しい増大は、Fig. 6 (b)に一般的に示した強度変化に対応するもので、具体的には、Fig. 8 (b)に示したように、各 Ca 原子が隣接するF原子によってシャドーイング効果とフォーカシング効果を受けることによる。このデータから、CaF の結合方向は表面に対してはほぼ 23° であり、結合距離は CaF₂ 結晶中の Ca-F 間の距離にほぼ等しいことが求められる。なお、結合距離を求めるさい、精度を上げるために、Fig. 7 の実験に対応するイオン散乱のコンピューターシミュレーションを行った結果 (Fig. 7 の破線) と実験結果とを比較した。

Fig. 9 Comparison between (a) usual ICISS in which the experimental scattering angle θ is not just 180° and (b) CAICISS in which θ is just 180° . Ions scattered from subsurface layers can be observed in CAICISS¹⁶⁾.

(2) で述べた、表面下の原子層も“見る”ことができるという CAICISS の特徴が、Fig. 9 に模式的に示されている¹⁶⁾。実験の散乱角が完全に 180° でない場合には、Fig. 9 (a)のように表面下の原子層からの散乱はブロッキング効果のために観測しにくい、散乱角が完全に 180° であれば、Fig. 9 (b)のように表面下の原子層からの散乱が観測されやすい。

これを示す1つの例として、上で述べた Si (111) 表面上の単層の CaF が下地の Si 原子とどのように結合しているかを解析した例を示そう。その結合の仕方に関しては、現在2つのモデルが対立している。すなわち、単層の CaF の Ca 原子は、Fig. 10 (a)のように、第1層目の Si 原子の直上にあるとするモデル (Tサイト

Fig. 10 T-site and T4-site models for the structure of a monolayer of CaF on Si(111)¹⁷⁾.

Fig. 11 Intensity of He scattered from Si atoms of a Si(111) surface with a monolayer of CaF as a function of the angle between the axis of CAICISS and the surface plane (open circles connected with a solid line) and a corresponding computer simulation (broken line) for (a) T-site and (b) T₄-site models¹⁷⁾.

モデル)¹⁸⁾ と, Fig. 10 (b)のように, 第2層目の Si 原子の直上にあるとするモデル (T₄ サイトモデル)¹⁹⁾ とがある。これらのどちらが正しいかを判定するために, CAICISS の実験を行った。表面の Ca 原子や F 原子からの散乱を観測するだけではこの判定はできないことは, Fig. 10 から明らかである。したがって, 下地の Si 原子からの散乱を観測しなければならない。

下地の Si 原子からの散乱イオン強度を, CAICISS の軸と表面とのなす角 α の関数として測定した結果が **Fig. 11** の (a) および (b) に実線で結ばれた白丸で示されている (影をつけた部分)¹⁷⁾。上で述べた T サイトモデルと T₄ サイトモデルのどちらが正しいかを判定するために, 両モデルに対して上で述べた実験の計算機シミュレーションを行った。それらの結果が Fig. 11 の (a) と (b) にそれぞれ破線で示されている。Fig. 11 (a) から分かるように, T サイトモデルに対する計算結果と実験結果は著しく異なる。一方, T₄ サイトモデルに対する計算結果は実験結果と極めてよく一致している。こうして, T₄ サイトモデルが正しいことがわかった。

(3) で述べた, CAICISS が MBE 成長のような動的過程をリアルタイムで追跡するのに適しているというのは, 次の理由による。CAICISS では, イオン源とイオンエネルギー分析器とが同軸上に一体化されて配置されているので, その装置は, MBE のチャンバーをはじめとするいかなる装置に対しても, 1 個のポート (70 mm フランジ) の余裕さえあれば取り付けられる, “ボルトオン” 構造を持っている。これは, 大型のイオン加速器を必要とする RBS や MEIS では実現不可能な特徴である。さらに, CAICISS を取り付けたポートと試料との間には何も置く必要がなく, したがって試料の周りに広い空間を確保でき, MBE 成長のような試料に対する処理が行い易い。また, CAICISS を取り付けたポートから試料までの距離は任意である。すなわち, 試料が置かれている真空チャンバーの寸法は任意である。この自由度は, イオン源とイオンエネルギー分析器とを同軸上に配置したことによって生じたものである。これらの特徴は, MBE 成長のような動的過程をその場で観察するのに極めて適している。また, CAICISS で採用した飛行時間型のイオンエネルギー分析法では, スペクトルを測定するさい, 静電型のエネルギー分析法の場合のようにエネルギー走査する必要がなく, スペクトルの全体が同時に測定される。これもまた動的過程を時間分解して追跡するのに適している。

一例として, Si (111) 表面上に Ag がエピタキシャル成長する過程を CAICISS によって時間分解してその場観察した例を紹介しよう。

Fig. 12 は, Si (111) 表面上に Ag をエピタキシャル成長させながら, CAICISS スペクトルを 30 s 毎に測定した結果である (CAICISS 軸は表面に垂直, 下地の温度は 445°C であった)²⁰⁾。Si 原子および Ag 原子によって散乱されたイオンによるスペクトルピークが図中に矢印で示されている。以後これらを Si ピーク, Ag

Fig. 12 CAICISS spectra measured in real time at 30 s intervals during the epitaxial growth of Ag on Si(111)²⁰⁾.

Fig. 13 Selected CAICISS spectra that were measured during the the epitaxial growth of Ag on Si(111) in real time²⁰⁾.

ピークと呼ぶことにする。Fig. 12 のスペクトルのいくつかを抜き出して、**Fig. 13** に再現してある²⁰⁾。エピタキシャル成長の初期に対応する Fig. 13 (a), (b) では、Ag ピークは鋭い 1 本のピークからなる。これは Fig. 13 の挿入図(1)に示したように、Ag 原子は表面にまばらにしか存在しないので、Ag 原子によるイオンの散乱は

ほとんど 1 回散乱だけだからである。これとは対照的に、Si ピークは低エネルギー側にブロードな構造を伴っている。これは、Si 原子による散乱は、Fig. 13 の挿入図(1)に示したように、表面での 1 回散乱の他にバルクでの多重散乱があり、多重散乱を起こしたイオン（実際にはほとんど中性化されている）がブロードな構造を

Fig. 14 Intensity of the Ag peak (open squares) and that of a broad structure accompanied by the Ag peak (filled squares) as functions of the deposition time of Ag at various temperatures between room temperature and 666°C²⁰⁾.

作るからである。ところが、Agのエピタキシャル成長が進むと、Fig. 13 (d)~(f)に見られるように、Agピークもまた低エネルギー側にブロードな構造を伴うようになる。これは、Fig. 13の挿入図(3)に示したように、Ag原子が3次元の集合体を作り始めるため、Ag原子による多重散乱も起こるようになるからである。

そこで、Agピーク及びその低エネルギー側のブロードな構造の強度(I_s と I_m)を、Fig. 13の挿入図(3)に示したように、2つのエネルギーの窓を設けて別々に測定し、それらが時間と共にどの様に変化するかをプロットした。それがFig. 14に示されている²⁰⁾。白い点がAgピークの強度、黒い点がブロードな構造の強度であり、各データは下地の温度を変えて測定した結果である。これらのデータは、Agのエピタキシャル成長のメカニズムに関して極めて興味深い新知見を与えてくれ

る。詳細は原論文に譲るが、たとえば440~465°Cの中間温度領域で、Agピークの強度が時間と共に増大したあと極大を示して減少している。これは、この温度領域では、表面に飛来したAg原子が比較的ゆっくりした拡散によって集合し、3次元の微結晶を作ること示している。温度が500°C以上になると、Agピークの強度は時間と共に増大したあと極大を示さず一定になる。しかし、ブロードな構造の強度は増大を続ける。これは、500°C以上では、飛来したAg原子は急速に拡散して3次元の微結晶を作ること示している。また、652°Cでは、ブロードな構造は長時間後でも現れない。これは、この温度では、単層の2次元層が表面に形成された後は、飛来するAg原子の数と蒸発するAg原子の数が丁度釣り合っていることを示している。

4. まとめと展望

前章でみたように、イオンビームによる表面構造解析法は、ISS, MEIS, RBS の各エネルギー領域で改良が重ねられ、今もおお発展の途上にある。今後の発展の一つの重要な方向は、MBE をはじめとする各種の膜成長過程やその他の動的過程をリアルタイムでモニターするためにイオンビーム法を用いることであろう。CAICISS はそのための一つの道を拓くものである。現在、膜成長をリアルタイムでモニターする方法としては、高速反射電子線回析法 (RHEED) が多用されているが、単一の方法で得られる情報はおのずから限られるので、これを補う新しい方法の開発が待ち望まれている。実空間法であるイオンビーム法は、逆格子空間法である RHEED と相補的な情報を提供するという意味でも、今後の発展に期待がかけられる。

文 献

- 1) 青野正和 : SUT BULLETINE, No. 10, 48 (1988).
- 2) 最近の原論文を参照したい読者は, Nucl. Instr. Meth. **B 15** (1986) を見られるとよい。これは 7th International Conference on Ion Beam Analysis (Berlin, F.R. Germany) の Proceedings である。
- 3) L.C. Feldman and J.W. Mayer : "Fundamentals of Surfaces and thin Film Analysis" (North Holland, 1984).
- 4) 岩見基弘 : 日本結晶学会誌 **29**, 135 (1987).
- 5) S. Hashimoto, J.L. Peny, W.M. Gibson, L.J. Schowalter and R.W. Fathauer : Appl. Phys. Lett. (in press).
- 6) 越川孝範 : 表面科学 **10**, 456 (1989).
- 7) J.F. van der Veen : Surf. Sci. Rept. **5**, 199 (1985).
- 8) J.F. van der Veen and J.W.M. Frenken : Phys. Rev. Lett. **54**, 134 (1985).
- 9) D.P. Smith : J. Appl. Phys. **38**, 340 (1967).
- 10) T.M. Buck : "Methods of Surface Analysis", ed. by A. W Czanderna (Elsevier, Amsterdam, 1975).
- 11) E. Taglauer and W. Heiland : Appl. Phys. **9**, 261 (1976).
- 12) M. Aono, C. Oshima, S. Zaima, S. Otani and Y. Ishizawa : Jpn. J. Appl. Phys. **20**, L 829 (1981).
- 13) M. Aono : Nucl. Instr. Meth. **B 2**, 374 (1984).
- 14) H. Nithus and G. Comsa : Surf. Sci. **140**, 18 (1984).
- 15) M. Katayama, E. Nomura, N. Kanekama, H. Soejima and M. Aono : Nucl. Instr. Meth. **B33**, 857 (1988).
- 16) M. Aono, M. Katayama, E. Nomura, T. Chasse, D. Choi and M. Kato : Nucl. Instr. Meth. **B37/38**, 264 (1989).
- 17) M. Katayama : B.V. King, E. Nomura, Y. Aoyagi and M. Kato : (to be published).
- 18) J.L. Batstone, J.M. Phillips and E.C. Hunke : Phys. Rev. Lett. **60**, 1394 (1988).
- 19) R.M. Tromp and M.C. Reuter : Phys. Rev. Lett. **61**, 1756 (1988).
- 20) M. Katayama, M. Ramstad and M. Aono : (to be published).