講座

イオンビーム利用の基礎と現状

IV. イオンビームアナリシス

8. 同軸型直衝突イオン散乱スペクトロメトリ[†]

片山光浩, 青野正和

理化学研究所表面界面工学研究室
351-01 埼玉県和光市広沢 2-1

Key Words: low-energy ion scattering, coaxial impact-collision ion scattering spectrometry (CAICISS), backscattering, surface structure, surface process

1. はじめに

低エネルギーイオン散乱スペクトロメトリ (low-energy ion scattering spectrometry; LEIS)¹⁾ は、イオンという古典力学的粒子のニュートン散乱を利用して固体表面の組成分析と構造解析とを同時に行いうる実空間法である。LEIS では keV 程度の低エネルギーのイオンを用いているため、シャドウコーン——表面原子の後方に生じる入射イオンが侵入できない円錐状の影——の太さが原子半径の程度と大きいので、表面最外層にきわめて敏感な測定が可能であるうえ、イオンの散乱断面積が大きく迅速な測定が可能ことから、表面構造の動的变化をリアルタイムで観察しうる。低速の希ガスイオンは、表面の原子と散乱する際大きな確率で中性化されるが、中性化確率は表面原子の電子状態に大きく依存する。

同軸型直衝突イオン散乱スペクトロメトリ (coaxial impact-collision ion scattering

spectrometry; CAICISS)^{2),3)} は、LEIS の潜在能力を十分にひきだすため、イオン源と飛行時間型エネルギー分析器とを同軸上に一体化して、実験の散乱角を完全に 180° にとった新しい低エネルギーイオン散乱スペクトロメトリである。CAICISS は、固体表面の構造の定量的解析を容易に行うことができ、また動的に変化する表面の組成や構造をリアルタイムで追跡するのに適している。CAICISS では、イオン加速管の採用により、イオンの中性化を積極的に応用して、表面原子層に敏感な測定と表面下の原子層に敏感な測定との切替えが可能であるほか、表面原子の電子状態に関する情報も得ることができる。ここでは、CAICISS の装置の構成とその動作原理について述べ、固体表面の研究において CAICISS がもつ優れた特徴について説明する。

2. CAICISS の装置と動作原理

CAICISS の装置の詳細は、他の文献にゆずり²⁾⁻¹²⁾、ここでは簡単に説明する。図 1 に CAICISS の装置の模式図を示した。右端のイオン源を出たイオンビームは、チョッピング偏向器とチョッピングアパチャーによってパルス化され、左端の試料に到達する。試料によって散乱された粒子 (散乱イオンと散乱中性原子)

[†] Fundamentals and Present Aspects of Ion Beam Technology. IV. Ion Beam Analysis. 8. Coaxial impact-collision ion scattering spectrometry. Mitsuhiro KATAYAMA and Masakazu AONO: Surface and Interface Laboratory, The Institute of Physical and Chemical Research (RIKEN), 2-1, Hirosawa, Wako-shi, Saitama-Pref. 351-01, Japan.

図1 CAICISSの装置

のうち、ほぼ 180° の散乱角で後方散乱された粒子が中央付近のマイクロチャネルプレートによって検出される。散乱粒子のエネルギースペクトルは飛行時間法によって測定される。散乱粒子の飛行経路中にはイオン加速管が置かれており、これに負のパルス電圧を印加して散乱粒子のうちイオンのみを加速すると、飛行時間スペクトルにおいてイオンと中性原子とを区別して同時検出できる。CAICISSの装置上の特徴は、① 180° 後方散乱粒子検出器、② 同軸型配置、③ 飛行時間型エネルギー分析器、④ イオン加速管、を採用したことである。

3. CAICISSの特徴と最近の研究例

CAICISSの装置上の特徴から表面分析に有利な四つの基本特徴がでてくる：

- (1) 表面の組成と構造の定量解析が直接に行える。
- (2) 表面下の数 - 10 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をリアルタイム

で時間分解してその場観察できる。

(4) イオンの中性化を積極的に利用できる。

以下で、これらのおおのをおの最近の研究例を用いて説明しよう。

特徴(1)：表面の組成と構造の定量解析

実験の散乱角が 180° であること、およびイオンと中性原子の両方を同じ検出効率で検出できるため、イオンの中性化確率の曖昧さが解析に入っていないことによる。この特徴は次の四つの要素からなる。

- 1) 質量分解能が最良である。
- 2) 入射軌道と散乱軌道が同一であるため、解析が直視的に行える。
- 3) シャドウイング効果——入射イオンから見てある原子の後方にある原子はイオンの散乱に寄与しない効果——のみが起り、ブロッキング効果——ある原子から見て検出器の方向に別の原子があればその原子によって散乱されたイオンは検出されない効果——はほとんど起こらないため、散乱軌道の解析がきわめて単純に

なる³⁾。

4) 2回散乱の解析が容易であるため表面の吸着原子とそれに最近接する原子の位置関係が決定できる¹³⁾。

1) と 2) は表面最外層の組成の定量解析^{14)–17)}に有効である。この特徴を如実に示す例として、酸化物高温超電導体薄膜の成長基板である $\text{SrTiO}_3(001)$ 表面についての解析結果^{16), 17)}を述べる。図 2(a), (b) は, $\text{SrTiO}_3(001)$ 表面に, $[10\bar{1}]$ および $[11\bar{1}]$ 方向から 2 keV の He^+ イオンを入射して得た CAICISS スペクトルである。Sr, Ti, および O による三つのピークがみられる。図 2(c), (d) からわかるように, 表面最外層が TiO_2 面で完全に覆われているとすると, これらの方向からは, O 原子 (図 2(c)) または Ti 原子 (図 2(d)) によるシャドウイング効果のために, Sr によるピークは観測されないはずであるが, 実際には, Sr によるピークが図 2(a), (b) において顕著に観測されている。このことから, $\text{SrTiO}_3(001)$ 表面の最外層は TiO_2 層で完全には覆われておらず, そ

の下の SrO 層が部分的に露出していることがわかる。Sr, Ti, および O によるピーク強度をイオンの散乱断面積を考慮して比較すると, 表面最外層の 75% は TiO_2 層, 25% は SrO 層であることがわかる。このように, イオンビームの入射方向をシャドウイング効果が起こる整列軸方向に選べば, 結晶模型を手にとって眺めるように, 表面最外層の組成が導かれる。

CAICISS による構造解析の原理を図 3 に模式的に示した³⁾。図 3(a) において, A, B は表面近傍の隣り合った二つの原子を示す。いま, 原子 B によって散乱された粒子の強度を, CAICISS の軸と表面とのなす角 α を変えつつ測定すると図 3(b) のように変化する。 $\alpha = \alpha_0$ において強度が零になるのは, 原子 B が原子 A によってシャドウ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 のシャドウコーンの縁が原子 B の中心をよぎり, 集束したイオンのフラックスを原子 B が浴びるフォーカシング効果による。 α_{c1} と α_{c2} との間

図 2 (a) $[10\bar{1}]$ および (b) $[11\bar{1}]$ 入射方向における $\text{SrTiO}_3(001)$ 表面の CAICISS スペクトル, (c), (d) は, (a), (b) の入射条件におけるイオン散乱の模式図を示す

図 3 CAICISS による表面構造解析の原理

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 A と B の結合方向に対応する。したがって、図 3(b) の強度変化を測定して、隣接する二つの原子の結合方向と結合距離とを同時に決定できる。図 4(a) は、このような角度分解測定を、Si(111) 表面上にエピタキシャル成長した単層の CaF の Ca 原子からの散乱強度について行った結果^{18)–20)} である。 α が 17° と 171° 付近の強度の減少とその近傍でみられる強度の増大は、Ca 原子が F 原子によってシャドウイング効果 (図 4(b)) とフォーカシング効果を受けたことによる。単層の CaF は 1×1 構造であるので、Ca と F 原子の層間隔 d が構造パラメータとなるが、これをパラメータとしたイオン散乱の計算機シミュレーションによる解析 (図 4(a) の破線はベストフィット) から、 $d = 0.064 \text{ nm}$ と求められた。これから、Ca-F 結合方向が $[11\bar{2}]$ 方向に対してほぼ 17° 、結合距離は約 0.22 nm であることがわかる。

特徴(2): 表面下の原子層から散乱の観測

CAICISS では、従来の LEIS の常識に反して表面下の数 - 10 数原子層まで

が観測にかかる。これは次の二つの理由による。まず、散乱角が 180° の後方散乱を観測するためにブロッキング効果はほとんど起こらないこと、表面下の原子によって散乱された希ガスイオンは 100% に近い確率で中性化され、静電偏向型エネルギー分析器によっては検出できないが、CAICISS で採用した飛行時間型エネ

図 4 (a) Si(111) 表面上の単層の CaF における Ca 原子からの散乱強度の入射角 α (挿入図参照) 依存性
(b) 解析より得られた CaF/Si(111) 表面構造

ルギー分析器ではそれを検出できることによる。この特徴から次の三つの効用が生じる。

1) 表面構造のみならず表面下の数 - 10 数原子層のバルクの構造解析が行える^{21), 22)}。

2) 下地原子の散乱を観測することにより表面に吸着している原子の位置を決定できる¹⁹⁾。

3) 原子の整列軸方向でのシャドウイング効果を観測することにより表面下の数 - 10 数原子層の結晶性を評価できる^{23), 24)}。

ここでは、3) に関連して、Si 表面上の Ge 薄膜の結晶性を評価した例²⁴⁾ をとりあげる。Si 表面上で Ge をエピタキシャル成長させる場合、Si と Ge の格子間不整合によって誘起された島や欠陥の発生が良質の Ge/Si ヘテロ構造を構築する上で障害となっていたが、これを解決するひとつの試みとして、サーファクタント媒介エピタキシー²⁵⁾ が注目されている。これは、Si 基板表面に As や Sb などのサーファクタントを単原子層程度吸着させておき、その上で Ge を成長させると、サーファクタントは常に表面最外層に偏析していき、これに伴って膜の成長が促進されるというものである。図 5 は、4.8 ML (1 ML = 6.78×10^{14} atoms/cm²) の Ge を Si(001) 表面上に基板温度 540 °C で成長させた試料に 2 keV の He⁺ を入射し、Ge 原子からの散乱強度の α 依存性を試料の [010] 方位

で測定し、Sb をサーファクタントとして用いた場合と Sb がいない場合とを比較した結果²⁴⁾ である。Sb サーファクタントがある場合、Sb がいない場合に較べて、[011] 整列軸方向周辺のディップがより明瞭に現れており、シャドウイング効果がより効果的に作用していることがわかる。このことから、サーファクタントの存在によって、Ge 成長膜の結晶性が改善されることがわかる。

特徴(3): 表面における動的過程の解析

CAICISS は、以下の点で、分子線エピタキシー (MBE) 成長などの表面における動的過程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。CAICISS では、イオン源と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、1 個のポート (70 mm フランジ) の余裕さえあれば、MBE のチェンバなどの装置に取り付けられる“ボルトオン”構造を持っている。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ェンバの寸法は任意である。この自由度は、イオン源と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きわめて

図 5 Sb をサーファクタントとして用いた場合と Sb がいない場合における Si(001) 表面上の Ge 成長膜 (膜厚 4.8 ML) の Ge 原子からの散乱強度の入射角 α (挿入図参照) 依存性

適している。また、飛行時間型のエネルギー分析法では、スペクトルを測定する際、静電偏向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ので、動的過程の時間分解追跡に適している。

CAICISS スペクトルの時間分解測定から得られる情報は以下のとおりである。まず、表面近傍を構成しているおのおのの元素との1回散乱によるピークの強度はCAICISS 軸方向から“見えている”元素の原子数に比例しており、変化しつつある表面の組成と構造を直接モニターできる^{23), 26)}。また、膜成長の場合、原子層がある厚さ(数-10数原子層)を超えて堆積すると、ピークの低エネルギー側にブロードな構造が現れてくるが、このブロードな構造は、その厚さをもった原子層内での多重散乱によるもので、その厚さに依存する。この多重散乱の強度をモニターすると、膜の成長モルフォロジーに関する情報が得られる^{24), 27)}。

最近、われわれは、表面の動的観察法としてのCAICISSの能力を利用して、CAICISSによって膜成長をモニターしつつ、モニターした情報をMBE装置にリアルタイムでフィード

バックをかけて膜成長の自動制御を行うシステムを開発した^{12), 16), 17)}。このシステムを前述のサーファクタント媒介エピタキシー²⁵⁾の微視的機構の解明に応用した結果を紹介しよう。

サーファクタントを高温で用いると、膜成長中にサーファクタントの脱離が起こるため、サーファクタントの被覆率を一定に保つためには、熱脱離を相殺するようサーファクタントの供給を制御する必要がある。この目的のため、サーファクタント(Bi または Sb)の被覆率をCAICISSによってモニターし、これをヌーセンサーのシャッターにフィードバックをかけ、膜成長中被覆率が指定した値で一定となるよう自動制御を行った²⁸⁾。このような制御によってサーファクタントの被覆率を系統的に変えて、Si(001)表面上のGe成長をリアルタイムでモニターし、それがサーファクタントの被覆率に対してどのように依存するかを解析した²⁴⁾。図6は、Sbサーファクタントの被覆率をいくつかの値に制御したSi(001)表面上のGeの成長において、30 s おきに時間分解して測定したCAICISS スペクトルのGeによる多重散乱強度 I_M を、Ge蒸着量 D の関数としてプロットした結果²⁴⁾である。多重散乱強度 I_M は、layer-

図6 Sbサーファクタントの被覆率をいくつかの値に制御したSi(001)表面上のGeの成長において、時間分解CAICISS スペクトルのGeによる多重散乱強度 I_M をGe蒸着量 D の関数としてプロットした結果

by-layer 成長の領域で Ge 蒸着量 D に比例して増加したのち、島状成長に移行すると、その傾きは島の平均高さ h に比例して減少する。Sb がいない場合、 I_M は最初 D に比例して増加したのち、 D が 8 ML 付近でキックを示している。このキック位置は layer-by-layer 成長が持続する臨界膜厚 t に対応している。Sb の被覆率を増やしていくと、キック位置はより大きな D の値にシフトし、0.80 ML の試料ではこの測定範囲にキックは現れない。このことから、サーファクタントの存在によって、Ge の layer-by-layer 成長が促進されることがわかる。さらに、キックが現れた後の I_M の傾きが Sb の被覆率の増大に伴って増加しており、サーファクタントの被覆率が増えるにつれて、島の平均高さ h が低くなることわかる。このことは、飛来した Ge 原子がサーファクタント原子の表面偏析によって表面下に束縛されてしまい、Ge の表面拡散がサーファクタントによって抑制されることを意味している。臨界膜厚に対応するキックの位置を Sb の被覆率 ρ の関数としてプロットすると、その関係は ρ に対してリニアではなく二次関数で近似できることがわかる。この結果は、サーファクタントの効果が 2 個の Sb ダイマーが隣り合う確率に依存していることを示しており、2 個のダイマーがサーファクタントの基本単位として働くことを示している²⁴⁾。

特徴(4)：イオンの中性化の応用

イオン加速管²⁹⁾を用いると、散乱イオンと散乱中性原子とを分離して検出できるので、希ガスイオンではイオンの中性化確率が大きいという現象を積極的に利用できる。まず、表面から少しでも深く侵入したイオンは、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くるのは表面の第一原子層で散乱されたものだけである。したがって、散乱イオンを観測すれば表面の第一原子層に敏感な測定ができる。第二に、イオン

の中性化確率は表面原子の価電子の数が多いほど大きいため、中性化確率の測定をとおして、特定の結晶学的位置にある表面原子の価電子数に関する情報を得ることができる。ここでは、前者の特徴を応用した例をとりあげよう。

よく知られた金属-半導体初期界面構造である Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag 表面に原子状水素(H)を吸着させると、下地の Si 原子に H が結合するために、表面の Ag 原子は元の位置から追い出され、表面上を拡散してたがいに合体し、Ag 原子のクラスターが形成される^{26), 34)}。図 7(a), (b)は、それぞれ $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag 表面と H の吸着によって Ag 原子のクラスターが生じた表面に 2 keV の He^+ を入射し、イオン加速管に -1.4 kV の電圧を印加して測定した CAICISS スペクトル²⁶⁾である。Ag ピークと Si ピークが、それぞれイオンと中性原子による 2 本のピークに分離している。2 keV 程度の He^+ は、表面から少し侵入して散乱されると、ほとんど中性化される²⁹⁾ ので、イオンによるピークは最表面の原子に関係している。した

図 7 (a) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag 表面と(b)H の吸着によって Ag のクラスターが生じた表面に 2 keV の He^+ を入射し、イオン加速管に -1.4 kV の電圧を印加して測定した CAICISS スペクトル

がって、図 7(a)と(b)のイオンによる Ag ピークの強度の比は、両表面における最表面 Ag 原子の数の比を表していると考えてよい。ピークの強度比は約 4:1 なので、 $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag 表面の Ag 原子がクラスターを形成することによって、最表面 Ag 原子の数は約 1/4 に減っている。残りの 3/4 の Ag 原子は表面下の Ag 原子になる。こうして、クラスターの平均高さは約 4 原子層(約 0.7 nm)であることがわかる。

4. おわりに

CAICISS は、固体表面に関する基礎研究^{30) - 38)}と応用研究^{39) - 46)}の両面で威力を発揮している。イオン散乱を利用した各種の表面分析手法に共通した特徴は、表面の組成と構造を同時に解析できることであるが、CAICISS では、この特徴を膜成長の動的観察・制御法として利用できる。膜成長過程の微視的機構の解明において、表面存在量、基板温度、蒸着速度などの成長条件を適切に制御しながら膜成長をリアルタイムでモニターし、膜成長の成長条件依存性を解析する目的に適した有力な手法として、今後の発展に期待がかけられる。

文 献

- Smith, D. P. : *J. Appl. Phys.*, **38**, 340 (1967)
- Katayama, M., Nomura, E., Kanekama, N., Soejima, H. and Aono, M. : *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.*, **B33**, 857 (1988)
- Aono, M., Katayama, M., Nomura, E., Chasse, T., Choi, D. and Kato, M. : *ibid.*, **B37/38**, 264 (1989)
- 青野正和, 片山光浩 : 応用物理, **57**, 1686 (1988)
- 青野正和, 片山光浩 : 表面科学, **10**, 676 (1989)
- 林 茂樹, 丸井隆雄, 寺本 晃, 谷口純一, 梶川鉄夫, 副島啓義, 野村英一, 片山光浩, 青野正和 : 島津評論, **47**, 11 (1990)
- 青野正和, 片山光浩, 神谷 格, 野村英一 : 応用物理, **59**, 336 (1990)
- 片山光浩, 野村英一, 青野正和 : セラミックス, **26**, 525 (1991)
- 片山光浩, 野村英一, 青野正和 : 表面科学, **12**, 615 (1991)
- 片山光浩, 青野正和 : 応用物理, **61**, 171 (1992)
- 青野正和, 片山光浩 : 日本物理学会編“表面新物質とエピタクシー”, 12章, p. 164, 培風館, 東京 (1992)
- 片山光浩, 中山知信, 青野正和 : 表面科学, **14**, 423 (1993)
- Katayama, M., Williams, R. S., Kato, M., Nomura, E. and Aono, M. : *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 2762 (1991)
- Katayama, M., Aono, M., Oigawa, H., Nannichi, Y., Sugahara, H. and Oshima, M. : *Jpn. J. Appl. Phys.*, **30**, L789 (1991)
- Hashizume, T., Katayama, M., Jeon, D., Aono, M. and Sakurai, T. : *ibid.*, **32**, L1263 (1993)
- Katayama, M., McConville, C. F., Kawai, M. and Aono, M. : *RIKEN Rev.*, **2**, 25 (1993)
- Kawai, M., Liu, Z.-Y., Hanada, T., Katayama, M. and Aono, M. : *Appl. Surf. Sci.*, **82/83**, 487 (1994)
- Katayama, M., King, B. V., Nomura, E. and Aono, M. : *Vacuum*, **42**, 321 (1991)
- Katayama, M., King, B. V., Nomura, E. and Aono, M. : *Prog. Theor. Phys.*, **106**, 315 (1991)
- King, B. V., Katayama, M. and Aono, M. : *Vacuum*, **41**, 938 (1990)
- Kato, M., Katayama, M., Chasse, T. and Aono, M. : *Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res.*, **B39**, 30 (1989)
- Katayama, M., King, B. V., Daley, R. S., Williams, R. S., Nomura, E. and Aono, M. : in Springer Series in Material Science, Vol. **17** (*Ordering at Surfaces and Interfaces*), edited by Yoshimori, A. and Watanabe, H., 67 (1992)
- Katayama, M., Nomura, E., Soejima, H., Hayashi, S. and Aono, M. : *Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res.*, **B45**, 408 (1990)
- Katayama, M., Nakayama, T., McConville, C. F. and Aono, M. : submitted
- Copel, M., Reuter, M. C., Kaxiras, E. and Tromp, R. M. : *Phys. Rev. Lett.*, **63**, 632 (1989)
- Aono, M., Katayama, M. and Nomura, E. : *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, **B64**, 29 (1992)
- Aono, M. and Katayama, M. : *Proc. Jpn. Acad.*, **65**, Ser. B, 137 (1989)
- Katayama, M., Nakayama, T., McConville, C.

- F. and Aono, M. : *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, in press
- 29) Kamiya, I., Katayama, M., Nomura, E. and Aono, M. : *Surf. Sci.*, **242**, 404 (1991)
- 30) Sumitomo, K., Oura, K., Katayama, I., Shoji, F. and Hanawa, T. : *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, **B33**, 871 (1988)
- 31) Sumitomo, K., Tanaka, K., Izawa, Y., Katayama, I., Shoji, F., Oura, K. and Hanawa, T. : *Appl. Surf. Sci.*, **41/42**, 112 (1989)
- 32) Sumitomo, K., Tanaka, K., Katayama, I., Shoji, F. and Oura, K. : *Surf. Sci.*, **242**, 90 (1991)
- 33) Sumitomo, K., Kobayashi, T., Shoji, F., Oura, K. and Katayama, I. : *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 1193 (1991)
- 34) Oura, K., Sumitomo, K., Kobayashi, T., Kinoshita, T., Tanaka, Y. and Shoji, F. : *Surf. Sci. Lett.*, **254**, L460 (1991)
- 35) Oura, K., Tanaka, Y., Morishita, H., Shoji, F. and Katayama, I. : *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, **B85**, 439 (1994)
- 36) Nakanishi, S., Fukuoka, N., Kawamoto, K., Umezawa, K., Teraoka, Y. and Nakahigashi, K. : *Surf. Sci.*, **247**, L215 (1991)
- 37) Nakanishi, S., Kawamoto, K., Fukuoka, N. and Umezawa, K. : *ibid.*, **261**, 342 (1992)
- 38) Wang, Y., Shi, M. and Rabalais, J. W. : *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, **B62**, 505 (1992)
- 39) Wang, Y., Teplov, S. V., Zaporozchenko, O. S., Bykov, V. and Rabalais, J. W. : *Surf. Sci.*, **296**, 213 (1993)
- 40) Sugiyama, N., Hashimoto, A. and Tamura, M. : *Jpn. J. Appl. Phys.*, **29**, 1992 (1990)
- 41) Sugiyama, N., Hashimoto, A. and Tamura, M. : *ibid.*, **30**, L1576 (1991)
- 42) Tamura, M., Saitoh, T., Sugiyama, N., Hashimoto, A., Ohkouchi, S., Ikoma, N. and Morishita, Y. : *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, **B85**, 404 (1994)
- 43) Kubo, M. and Narusawa, T. : *J. Vac. Sci. Technol.*, **B8**, 697 (1989)
- 44) Kubo, M. and Narusawa, T. : *J. Cryst. Growth*, **111**, 136 (1991)
- 45) Kubo, M. and Narusawa, T. : *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, **B59/60**, 332 (1991)
- 46) Shinohara, M., Sraie, J., Ishiyama, O., Ohtani, F. and Mitamura, S. : *Jpn. J. Appl. Phys.*, **32**, 4485 (1993)