.....
解 説 (4)
.....

同軸型直衝突イオン散乱分光法 (CAICISS) とその応用

片 山 光 浩*・野 村 英 一**・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
**新技術事業団青野原子制御表面プロジェクト ☎173 東京都板橋区加賀 1-7-13

(1991年 8 月 8 日受理)

Coaxial Impact-Collision Ion Scattering Spectroscopy (CAICISS) and Its Application

Mitsuhiro KATAYAMA, Eiichi NOMURA and Masakazu AONO

*RIKEN (The Institute of Physical and Chemical Research)

Hirosawa 2-1, Wako-shi, Saitama 351-01

**AONO Atomcraft Project, JRDC

Kaga 1-7-13, Itabashi-ku, Tokyo 173

(Received August 8, 1991)

同軸型直衝突イオン散乱分光法 (CAICISS) は、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配置し、実験の散乱角を完全に 180° にとった、新しい低速イオン散乱分光法である。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、かつ動的に変化しつつある表面の組成や構造をリアルタイムで追跡するのにきわめて適している。さらに、CAICISS では、散乱イオン加速管の採用により、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。本稿では、CAICISS の装置と特徴について述べた後、この方法が固体表面の研究にとって有力であることを示すいくつかの最近の研究例を紹介する。

1. はじめに

低速イオン散乱分光法 (ISS)¹⁾において、実験の散乱角を 180° の近傍にとる特殊化を行った直衝突イオン散乱分光法 (ICISS)^{2,3)}は、固体表面の構造解析にきわめて有効である。ICISS では、シャドーイング効果のみが起こりブロッキング効果がほとんど起こらないので、イオンビームの入射方向を連続的に変えていくとき、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く、表面構造の定量的解析がきわめて容易である。ICISS では実験の散乱角を 180° にとりたいが、イオン源とエネルギー分析器とを同じ方向に置くことは容易でないため、従来の ICISS では 165° のような 180° に近い散乱角で測定を行っていた。最近、筆者らは、完全に 180° の散乱角での ICISS 測定を可能にするため、低エネルギーイオン源と飛行時間型エネルギー分析器とを同

軸上に一体化して配置した新しい ICISS 装置を開発した^{4,5)}。同軸型直衝突イオン散乱分光法 (Coaxial Impact-Collision Ion Scattering Spectroscopy; 略して CAICISS) と名付けられたこの方法は、従来の ISS や ICISS に比べて多くの興味深い特徴をもっており、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。

本稿では、CAICISS の装置と特徴について述べた後、この方法が固体表面の研究にとってきわめて有力であることを示すいくつかの最近の研究例を紹介する。

2. CAICISS の装置と特徴

CAICISS の装置と特徴については、他の文献で詳細に述べられているので⁴⁻⁹⁾、ここでは簡単に説明するにとどめる。Fig. 1 に CAICISS の装置の模式図を示す。この装置はつぎのように動作する。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

Fig. 1 Schematic of CAICISS.

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（散乱イオンと散乱の過程で中性化された中性原子）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ン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ことによって、飛行時間スペクトルにおいてイオンと中性原子とを分離して同時に検出することがで

きる。また、CAICISS は、同軸上に一体化された構造をもつので、その装置は MBE のチェンバーをはじめとするいかなる装置に対しても 1 個のポートの余裕さえあれば取り付けられる“ボルトオン”構造をもっている。CAICISS の特徴を表 1 にまとめている。

3. CAICISS の応用例

前節で述べたように、CAICISS は多くの興味深い特徴をもつが、ここでは、(i) 固体表面の構造解析が容易である、(ii) 表面の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、(iii) 散乱されるイオンと中性原子を区別して検出できるという特徴を利用した例を取り上げる。CAICISS のもうひとつの重要な特徴は、(iv) 表面のみならず浅い界面やバルクの構造が解析できることであり、これを応用した例として、筆者らによる $\text{CaF}/\text{Si}(111)$ 界面^{10,11)}、 $\text{CaF}_2/\text{Si}(111)$ 界面^{12,13)} の構造解析、中西らによる Au-Cu 系合金単結晶における原子層ごとの組成分析と表面偏析の研究¹⁴⁾ などがあるが、これらについてはそれぞれの文献を参照されたい。

3.1 CAICISS による表面構造解析

CAICISS では、実験の散乱角が 180° であるため、表面の構造解析がきわめて容易に行える。ここでは、最近 CAICISS によりその構造が解析された $\text{Si}(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-Ag}$ 表面¹⁵⁾ および $\text{S/InAs}(001)$ 表面¹⁶⁾ を例として取り上げる。

表 1 CAICISS の特徴

[1]	表面構造の定量的解析が容易に行える。
[2]	表面の最外 1, 2 原子層ばかりでなく、表面下の数～十数原子層まで“見る”ことができる。
[3]	表面から数原子層にわたって 1 原子層ごと (layer-by-layer) の元素分析が可能である。
[4]	表面敏感型モードとバルク敏感型モードの測定の切り替えが容易に行える。
[5]	表面原子の化学状態 (価電状態) に関する情報が得られる。
[6]	種々の表面プロセス (たとえば MBE 成長など) をその場 (in situ) 観察するのに適している。
[7]	表面の動的過程の時間分解観察に適している。

3.1.1 Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag 表面

Si(111) 表面に単原子層に対応する量の Ag を適当な温度で吸着させたときに生じる Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag 構造は、多くの研究者がほとんどすべての表面構造解析手法を駆使して研究してきたにもかかわらず、その構造についてはまだ最終的な合意が得られていない（たとえば、Ag 原子は表面最外層を形成しているのか、Si 原子のある層より下に埋もれているのかさえまだに議論されている）。この表面の構造を CAICISS によって解析した¹⁵⁾。

Fig. 2 は、Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag 表面 ($\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag 表面と呼ぶ) に 2 keV の He⁺ イオンを表面に垂直な方向から入射して測定した CAICISS スペクトルである。実験の散乱角が 180° であることの 1 つの重要な特徴は、ある原子による 1 回散乱とこれと同種の 2 個の原子による 2 回散乱とは (2 個の原子の軸方向によらず) 同じエネルギー位置にスペクトルピークを与えることである。このため、Fig. 2 の挿入図 (a) と (b) に示した Ag 原子による 1 回散乱と 2 回散乱とは、同じエネルギー位置に 1 つのスペクトルピークを与える。同様に、挿入図 (f), (g), (h) に示した Si 原子による 1 回散乱と 2 回散乱とは、同じエネルギー位置に 1 つのスペクトルピークを与える。一方、挿入図 (c), (d), (e) に示した Ag 原

子と Si 原子による 2 回散乱は、いま述べた Ag ピークと Si ピークの間にスペクトルピークを与える。しかも、そのエネルギー位置は、Ag-Si 軸と表面とのなす角 β に依存し、Ag 原子と Si 原子が同じ高さにある場合 ($\beta = 0^\circ$) には、図中に太線で示した位置にスペクトルピークが現れ、Ag 原子が Si 原子よりも下にある場合 ($\beta < 0^\circ$) にはこれより高エネルギー側に、Ag 原子が Si 原子よりも上にある場合 ($\beta > 0^\circ$) にはこれより低エネルギー側にスペクトルピークが現れる。測定されたスペクトルを見ると、高エネルギー側には何の構造も現れていないが、低エネルギー側には顕著な構造が現れている。これは、Ag 原子が最外層を形成していることを如実に示している（このことは Ag ピーク強度の CAICISS 軸方向依存性の結果からも明らかである）。このスペクトル構造が 1 つのピークをもたず、ブロードな構造になっているのは、最外層である Ag 原子層とその下に続いている Si 原子層との間で、異なる β をもつ Ag-Si の組合せが多数存在するためである。このブロードな構造は、装置のエネルギー分解能を考慮すると、破線で示した 3 つの副構造に分けることができる。斜線で示した最も高エネルギー側の副構造は、Ag 原子層とそのすぐ下の Si 原子層との間での Ag-Si 対によるものである。この副構造の位置から、最外層の Ag 原子とそれに最近接する

Fig. 2 CAICISS spectrum of the Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag surface measured with the axis of CAICISS normal to the surface. Insets (a)~(h): Various trajectories for ion scattering and the position in the spectrum where they should be detected¹⁵⁾.

Fig. 3 Modified HCT model for the structure of the Si (111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag surface, which is derived from the CAICISS experiments with the aid of energy-minimization calculations¹⁵⁾.

Si 原子とのなす角 β は $17 \pm 1^\circ$ であることがわかる。この Si 原子層の原子密度は、この副構造と Ag ピークの強度比から、散乱断面積を考慮することによって、 $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ 単位胞あたり 3 個であると見積れる。

Fig. 3 に、上述の CAICISS による実験結果と Si の原子位置を最適化するための計算とから導かれた、 $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag 表面の構造モデル¹⁵⁾を示す。表面最外層は、蜂の巣状に連なったトライマー配列 (honeycomb-chained-trimer 配列; HCT 配列)¹⁷⁾をとった Ag 原子からなる (トライマー内の Ag-Ag 距離は $5.1 \pm 0.1 \text{ \AA}$)。この Ag 最外層の下 $0.75 \pm 0.07 \text{ \AA}$ に、単位胞あたり 3 つの Si 原子からなる Si トライマー層がある。その下に続いているバルク的な Si 二重層は、挿入図のように再配列している。改良された HCT モデル (modified HCT model)¹⁵⁾と名付けられたこの構造モデルは、これまで報告されているほとんどすべての実験結果と両立する¹⁸⁾。

3.1.2 S/InAs (001) 表面構造

III-V 族化合物半導体を用いる素子の開発において、表面を不動態化するための効果的な表面処理法の開発が強く望まれている。最近、III-V 族半導体表面の S による不動態化が有望視されており、Nannichi ら¹⁹⁾は $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$ による表面処理が有効であることを見出した。S による不動態化の機構を理解するためには、S 原子の吸着位置を知ることが重要である。ここでは、 $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$ によって表面処理された InAs (001) 表面の S 原子の位置を CAICISS によって解析した結果¹⁶⁾を示そう。

試料作成の手順は以下のとおりであった。まず、InAs (001) ウエハーを $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$ 溶液に約 1 時間浸した。この処理によって、表面の自然酸化膜が除去され、InAs (001) 表面が少しエッチングされ、試料表面は S 原子に

よって覆われた。この試料を真空中に置くことによって、過剰な S を昇華させた。つぎに、この試料を真空中で 650 K および 700 K に加熱した。加熱前後の試料に対する、In ピークと As ピークの強度の CAICISS 軸方向依存性から、加熱前の表面は無秩序な原子配列をもつものに対し、加熱後の試料の表面はかなり秩序化した原子配列をもつことがわかった。これは、加熱後にはやや不明瞭ではあるが 2×1 の低速電子線回折 (LEED) パ

Fig. 4 CAICISS spectra of the InAs (001) surface treated with an $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$ solution measured in the $[0\bar{1}1]$ aligned direction. The samples (a) and (b) were heated at 650 K and 700 K, respectively, in vacuum¹⁶⁾.

ターンが観察されたことと一致する。

Fig. 4(a), (b) に、650 K および 700 K に加熱した試料の $[01\bar{1}]$ 整列方向に 2 keV の He^+ イオンを入射して測定した CAICISS スペクトルを示す。挿入図に示したように、この入射条件では、表面第 1 層と第 2 層の原子のみがスペクトルピークに寄与する。**Fig. 4(a)** では S によるピークが観察されるが、**Fig. 4(b)** では消滅している。これは、700 K の加熱により、S 原子は完全に脱離することを示している。さて、In によるピークの強度は、**Fig. 4(a)** と **Fig. 4(b)** とで変化していない。これは、第 2 層を形成する In 原子の配列が両者で不変であることを示唆している。一方、**Fig. 4(a)** における As によるピークの強度は、**Fig. 4(a)** では **Fig. 4(b)** の約 $1/3$ となっている。これは、**Fig. 4(a)** の表面では、表面第 1 層の As 原子の約 70% が S 原子によって置換されていることを示している。

Fig. 5(a), (b) に、650 K で加熱された表面 (**Fig. 4(a)** の表面) に $[1\bar{1}\bar{1}]$ および $[11\bar{1}]$ 方向から 2 keV の He^+ イオンを入射して測定した CAICISS スペクトルを示す。 $[1\bar{1}\bar{1}]$ 方向では、表面第 1 層の As 格子位置のみが見え、第 3 層の As 格子位置は見えない (**Fig. 5(a)** の挿入図参照) のに対し、 $[11\bar{1}]$ 方向では、表面第 1 層の As 格子位置も第 3 層の As 格子位置も共に見える (**Fig. 5(b)** の挿入図参照)。**Fig. 5(b)** の S による

Fig. 5 CAICISS spectra measured in (a) $[1\bar{1}\bar{1}]$ and (b) $[11\bar{1}]$ In-As bond directions for the sample treated with an $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$ solution and heated at 650 K in vacuum¹⁶⁾.

ピークは、**Fig. 5(a)** のそれよりも約 2 倍強度が大きい。このことは、表面第 1 層の As 原子だけでなく、第 3 層の As 原子もまた約 70% が S 原子によって置換されていることを示している。ところで、**Fig. 5(b)** の挿入図からわかるように、第 1 層の As 原子または S 原子が、第 2 層の In 原子と同じ平面内にあるとすると、シャドーイング効果によって、In によるピークは観測されないが、実際には、**Fig. 5(b)** において In によるピークが顕著に観測されている。このことは、表面第 1 層の As 原子および S 原子が $[1\bar{1}0]$ 方向に動いて、ダイマーを形成していることを示唆している。

3.2 CAICISS による表面の動的過程のリアルタイム観察

CAICISS は、動的に変化しつつある表面の組成や構造を時間分解して、その場観察するのにきわめて適している。この特徴は、半導体などの MBE 成長をはじめとするエピタキシャル成長の過程をリアルタイムでモニターする目的に用いられて威力を発揮している²⁰⁻²⁵⁾。ここでは、CAICISS による表面の動的過程の解析例として、 $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag 表面の H の吸着と脱離に伴う構造変化をリアルタイムで追跡した例²⁶⁾を取り上げる。

$\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag 表面に室温で H を吸着させると、LEED パターンが $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ から 1×1 に変化すること、そしてその表面を加熱すると、LEED パターンは再び $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ に戻ることが Oura ら²⁷⁾によって報告されている。筆者らは、これらの変化の機構を CAICISS によって解析し、**Fig. 6** に模式的に示した結果を得た。す

Fig. 6 Structural transformations of the Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag surface caused by the adsorption (a $\rightarrow$ b) and desorption (b $\rightarrow$ c) of $\text{H}^{26)}$.

なわち、 $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag 表面 (Fig. 6(a)) の Ag 原子は、H の吸着によって、元の位置から追い出され、互いに集合してクラスターを形成する (Fig. 6(b))。この表面を加熱すると、H が脱離し、クラスターは分解して再び $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag 構造を形成する (Fig. 6(c))。Oura ら²⁸⁾も CAICISS の方法を用いて同様の結果を見だしている。これらの構造変化を CAICISS によって時間分解して観察した結果を以下に示そう。

Fig. 7 は、 $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag 表面を室温で H_2 および H に露出しながら、 $[1\bar{1}0]$ 方位において表面から 12° の方向に CAICISS 軸をとり (挿入図参照)、2 keV の He^+ イオンを入射して CAICISS スペクトルを 30 s ごとに

時間分解して測定した結果である。この測定は、まず 3×10^{-7} mbar の H_2 を導入し、途中で (図中に矢印で示した時刻に) 試料表面の前方に置かれた W フィラメントを加熱して行われた。フィラメントの点灯は、 H_2 (分子状水素) を H (原子状水素) に解離させる効果がある。Ag ピーク強度はフィラメントを点灯するまで変化しておらず、 $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag 表面には H_2 は吸着しないことがわかる。フィラメントを点灯すると Ag ピーク強度は時間とともに減少し一定値に落ち着く。このことから H は $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag 表面に吸着することがわかる。この状態で Ag ピーク強度の CAICISS 軸方向依存性を測定すると、Ag の厚膜結晶に対する同様の測定²⁹⁾と酷

Fig. 7 CAICISS spectra of the Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag surface measured during exposing the surface to molecular H_2 and atomic H at 30 s time intervals²⁶⁾.

Fig. 8 Intensity of the Ag peak for the Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag surface, which was measured during exposing the surface to molecular H_2 and atomic H at various temperatures. The inset shows the adsorption and desorption rate constants of H, η and κ , respectively, as functions of temperature²⁶⁾.

似した結果が得られ、Hの吸着によってAg原子のクラスターが形成されたことがわかる。Agピーク強度が減少しているのはつぎの理由による。 $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag表面の場合、いまの測定条件では、Fig. 7の左上挿入図に示したフォーカシング効果によって強められたAgピーク強度が観測される。Ag原子のクラスターが形成されると、クラスターの表面Ag原子の間隔が小さいためにFig. 7の右上挿入図に示したシャドーイング効果が起こり、Agピーク強度は弱められ、その結果、強度が減少するのである。

Fig. 7と同様の測定を、室温から723 Kまでのいくつかの試料温度において行った。得られたAgピーク強度の時間変化をFig. 8に示す。解析の詳細は、原著論文²⁶⁾に譲るが、水素の吸着速度定数 η と脱離速度定数 κ をパラメータとするAgピーク強度の時間変化を表わす微分方程式を実験結果とベストフィットさせることによって、 η と κ の値を求めた(Fig. 8の実線はベストフィットの結果を示す)。こうして求めた η と κ の温度依存性をFig. 8の挿入図に示す。温度が約700 Kを越えると、Hの吸着速度定数 η は著しく減少し、脱離速度定数 κ は急峻に上昇することがわかる。すなわち、約700 K以上では、 $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag表面へのHの付着確率は著しく減少し、付着したHの脱離速度は急峻に増大することがわかる。

Ag原子のクラスターをもつ上述の表面を真空中で加熱しながら、Fig. 8と同様の測定を行った。Agピーク強度は、加熱時間とともに増大しており、加熱によってAgのクラスターが分解して、元の $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag表面に戻っていくことがわかる。Agピーク強度の時間変化の解析から、Ag原子のクラスターの分解速度定数とAg原子の蒸発速度定数の温度依存性が得られ、それからAg原子のクラスターの分解の活性化エネルギー、Ag原子の蒸発の活性化エネルギーはそれぞれ2.8 eV、3.2 eVと求まる(これらはバルクのAgの凝集エネルギー2.95 eVに近い)。

3.3 CAICISS における散乱イオンと中性原子

の分離とその応用

低速の入射イオンは表面で散乱される際、電子を捕獲して大きな確率で中性化される。CAICISSでは散乱イオン加速管を用いることによって散乱されたイオンと中性原子とを分離して検出することができるので、イオンの中性化を積極的に利用できる。まず第1に、表面から少しでも深く浸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、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

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通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⁹⁾。ここでは、前者の応用例として、3.2で述べたSi(111)表面上のAg原子のクラスターの高さを測定した結果²⁶⁾を取り上げる。

Fig. 9(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のクラスターが生じた表面に2 keVのHe⁺イオンを入射し、散乱イオン加速管に-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ことがわかる。2 keV程度のエネルギーのHe⁺は、表面から少し侵入して散乱されると、ほとんど100%中性化されることが知られているので³⁰⁾、イオンによるピークは最表面の原子にのみ関係している。ところで、 $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag表面のAg原子およびAgの厚膜結晶の最表面のAg原子によって散乱される2 keVのHe⁺の中性化確率はほぼ等しいことが筆者らのCAICISSの実験³⁰⁾からわかっている。したがって、Fig. 9(a)とFig. 9(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原子の数の比を表わしていると考えてよい。

Fig. 9 CAICISS spectra of the Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag surface (a) before and (b) after the exposure to atomic H. Both the spectra (a) and (b) were measured by applying a synchronized pulsed voltage of -1.4 keV to the ion acceleration tube (see Fig. 1), so that scattered ions (He⁺) and neutrals (He⁰) are separated in the spectra²⁶⁾.

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 に減ることがわかる。残る 3/4 の Ag 原子は表面下の Ag 原子になったわけである。こうして、Ag のクラスターの平均高さは、約 4 原子層 (約 7 Å) であることがわかる。

4. おわりに

新しい低速イオン散乱分光法である同軸型直衝突イオン散乱分光法 (CAICISS) の装置と特徴について概説し、この方法が固体表面の研究にとって有力であることをいくつかの最近の研究例によって示した。CAICISS は、ここで示したような基礎研究レベルでの表面・界面の評価だけでなく、半導体素子開発をはじめとする各種分野において膜成長をリアルタイムでモニターする評価法として広い実用化が期待できる。現在、高速反射電子線回折法 (RHEED) が原子層単位で膜成長を制御するため多用されているが、ますます微小化し立体化も進められる超 LSI 製造過程においては、単原子層以下の精度で原子層内の組成を制御する必要が生じており、このためのリアルタイムモニター法の開発が強く望まれている。実空間法である CAICISS はこのような目的にきわめて適しているといえる。このように、CAICISS は表面・界面の科学と技術の広範な分野においてきわめて有力な方法となろう。

文 献

- 1) D. P. Smith : J. Appl. Phys. **38**, 340 (1967).
- 2) M. Aono, C. Oshima, S. Zaima, S. Otani and Y. Ishizawa : Jpn. J. Appl. Phys. **20**, L829 (1981).
- 3) M. Aono : Nucl. Instr. Meth. **B 2**, 374 (1984).
- 4) M. Katayama, E. Nomura, N. Kanekama, H. Soejima and M. Aono : Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **B33**, 857 (1988).
- 5) M. Aono, M. Katayama, E. Nomura, T. Chasse, D. Choi and M. Kato : Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **B37/38**, 264 (1989).
- 6) 青野正和, 片山光浩 : 応用物理, **57**, 1686 (1988).
- 7) 青野正和, 片山光浩 : 表面科学, **10**, 676 (1989).
- 8) 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).
- 9) 青野正和, 片山光浩, 神谷 格, 野村英一 : 応用物理, **59**, 336 (1990).
- 10) M. Katayama, B. V. King, E. Nomura and M. Aono : Vacuum **42**, 321 (1991).
- 11) M. Katayama, B. V. King, E. Nomura and M. Aono : (to be published)
- 12) B. V. King, M. Katayama and M. Aono : Vacuum **41**, 938 (1990).
- 13) M. Katayama, B. V. King, R. S. Daley, R. S. Williams, E. Nomura and M. Aono : in press.
- 14) 川本 清, 中西繁光 : 真空 (出版中).
- 15) M. Katayama, R. S. Williams, M. Kato, E. Nomura and M. Aono : Phys. Rev. Lett. **66**, 2762 (1991).
- 16) M. Katayama, M. Aono, H. Oigawa, Y. Nannichi, H. Sugahara and M. Oshima : Jpn. J. Appl. Phys. **30**, L789 (1991).
- 17) T. Takahashi, S. Nakatani, N. Okamoto, T. Ichikawa and S. Kikuta : Jpn. J. Appl. Phys. **27**, L753 (1988).
- 18) S. Watanabe, M. Tsukada, M. Katayama, M. Kato and M. Aono : (to be published)
- 19) Y. Nannichi, J. Fan, H. Oigawa and A. Koma : Jpn. J. Appl. Phys. **30**, L786 (1991).
- 20) M. Aono and M. Katayama : Proc. Jpn. Acad. **65**, Ser. B, 137 (1989).
- 21) M. Katayama, E. Nomura, H. Soejima, S. Hayashi and M. Aono : Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **B45**, 408 (1990).
- 22) M. J. Ramstad, M. Katayama, E. Nomura and M. Aono : (to be published)
- 23) K. Sumitomo, T. Kobayashi, F. Shoji and K. Oura : Phys. Rev. Lett. **66**, 1193 (1991).
- 24) M. Kubo and T. Narusawa : J. Vac. Sci. Technol. **B 8**, 697 (1989).
- 25) N. Sugiyama, A. Hashimoto and M. Tamura : Jpn. J. Appl. Phys. **30**, L1576 (1991).
- 26) M. Katayama, E. Nomura and M. Aono : submitted to Phys. Rev. Lett.
- 27) K. Oura, M. Naitoh, J. Yamane and F. Shoji : Surf. Sci. **230**, L151 (1990).
- 28) K. Oura, K. Sumitomo, T. Kobayashi, T. Kinoshita, Y. Tanaka and F. Shoji : Surf. Sci. Lett. **254**, L460 (1991).
- 29) M. Kato, M. Katayama, T. Chasse and M. Aono : Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **B39**, 30 (1989).
- 30) I. Kamiya, M. Katayama, E. Nomura and M. Aono : Surf. Sci. **242**, 404 (1991).