

Au/Si(111)表面超構造のガラス・結晶化 転移での電気伝導の研究[†]

山崎詩郎・松田 巖・沖野泰之・守川春雲・長谷川修司

東京大学大学院理学系研究科物理学専攻 ㊚ 113-0033 東京都文京区本郷 7-3-1

(2005年3月14日受付; 2005年5月2日掲載決定)

Study of Surface Electrical Conduction at Glass-Crystal Transition in Au/Si(111) Surface Superstructures

Shiro YAMAZAKI, Iwao MATSUDA, Hiroyuki OKINO, Harumo MORIKAWA
and Shuji HASEGAWA

Department of Physics, School of Science, University of Tokyo
7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-0033

(Received March 14, 2005 ; Accepted May 2, 2005)

Au/Si(111) surface superstructures exhibit a two-dimensional glass-crystal transition between the $\beta\text{-}\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ (glass) and the 6×6 (crystal) phases, in a monatomic layer just by controlling thermal treatment. We have performed electrical resistance measurements at this transition by a microscopic 4-point probe method at various temperatures ranging from room temperature to 120 K, and succeeded in detecting a clear difference in resistance between the two phases. The 6×6 phase has a lower resistance than the $\beta\text{-}\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ phase at all temperatures. The resistance of each phase decrease with temperature increase, showing a semiconducting character. By comparing with photoemission spectroscopy data, the electrical conduction mechanism in high temperature region (above ~ 175 K) is band conduction of thermally excited electrons with an activation energy $\Delta E \sim 100$ meV for both phases. The mechanism for low temperature region (below ~ 175 K) is hopping conduction with an activation energy $\Delta E \sim 3$ meV and 8 meV for the 6×6 and the $\beta\text{-}\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ phases, respectively. The widths of localization areas are consistent with STM images.

1. はじめに

1.1 ガラスの物性と電気伝導

周期性が長距離にわたって保たれた原子配列をもつ物質は結晶と呼ばれるが、これに対し長距離的な周期性が壊れた原子配列をもつ物質は一般にアモルファスと呼ばれる。アモルファスの中で融解と凍結による熱処理のみで得られるものは特にガラスと呼ばれる。

ガラス等のランダムな系の物性には理論的に非常に興味深い側面があり多くの研究者の興味をひきつけてきた¹⁾。乱れによって電子が局在するアンダーソン転移²⁾、局在した電子の変域ホッピング伝導³⁾、移動度端⁴⁾といった新しい概念が生まれた。これらの多くは電子輸

送現象と密接に関係しており、電気伝導の直接測定が非常に重要な役割を演じてきた。

物質の中には熱処理のみでガラスと結晶を可逆的に変換するガラス・結晶化転移をおこすものがある。すなわち融解状態の物質を急冷凍結 (Quench Cooling) すればガラスになり、徐冷凍結 (Slow Cooling) すれば結晶になる。ガラス・結晶化転移により物性が大きく変化することがある。例えば、電気抵抗の大幅な変化と金属絶縁体転移が報告されている⁵⁾。

ところで、原子レベルで平坦な結晶半導体表面上に一原子層 (1 ML) 程度かそれ以下の金属等の原子を蒸着すると、しばしば表面超構造と呼ばれる下地のバルクとは異なった周期性を有する構造が出現する⁶⁾。このような表面超構造の表面電子状態の中には理想的な二次元電子系をなすものがあり低次元物性研究の舞台として広く用いられている。表面超構造はしばしば秩序無秩序転移

[†] 第24回表面科学講演大会 (2004年11月8日~11月10日) にて発表

E-mail: yamazaki@surface.phys.s.u-tokyo.ac.jp

やパイエルズ転移といった表面相転移や2次元気体・液体・固体相転移⁷⁾といった相転移現象を呈する。このような相転移による原子配列の変化はSTM (Scanning tunneling microscope) 等を用いて直接観測することができ、それは相転移のメカニズムの解明に極めて有用な情報を与えてくれる。

これらの表面超構造およびその表面電子状態^{8, 9)}は盛んに研究がなされてきたが、表面状態を流れる電気伝導の測定は体積的に膨大な下地を流れる電流の存在のため困難であり、これまでほとんど行われてこなかった。しかしここ数年の実験技術の進展^{10~13)}により、表面状態を流れる電流の直接測定が可能になり、近年重要な結果が得られている^{14~17)}。

Au/Si(111) 表面超構造のなかにはガラス・結晶化転移をおこす表面超構造が存在することがSTM^{18, 19)}や光電子分光法 (Photo Emission Spectroscopy, PES)^{20, 21)}を用いた研究により明らかになった。一般に低次元系ほど電気伝導に対する乱れの効果が強く、表面超構造のガラスの電気伝導は興味もたれている。

そこで本研究において、究極的な二次元系である一原子層でのガラス・結晶化転移をおこすAu/Si(111) 表面超構造に対して表面電気伝導の測定を行い、特にその温度依存性から電気伝導機構の解明を目指した。

1.2 Au/Si(111)表面超構造のガラス・結晶化転移

Au/Si(111) 表面超構造にはAu原子の蒸着量や熱処理の違いに応じて 5×2 , $\alpha\text{-}\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ ($\alpha\text{-}\sqrt{3}$), $\beta\text{-}\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ ($\beta\text{-}\sqrt{3}$), $2\sqrt{21} \times 2\sqrt{21}$, 6×6 などの多種多様な表面超構造が存在する²³⁾。

Au原子を0.76 ML程度蒸着して得られる $\alpha\text{-}\sqrt{3}$ 表面は $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ 単位胞数個分程度の広がりしか持たない局所的な $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ ドメインがモザイク状に並んだ非常に乱れた表面である。各々の $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ ドメインはDW (Domain Wall) と呼ばれるある幅を持った境界で分断されている^{18, 19)}。DWの配列は長距離的にはまったく無秩序でありガラス状態である。

$\alpha\text{-}\sqrt{3}$ 表面上のDWの密度はAu原子の蒸着量に応じて増加し¹⁹⁾, 1.0 ML程度の蒸着で表面全体が高密度のDWに覆われた $\beta\text{-}\sqrt{3}$ 表面になる。Fig. 1 (c) は $\beta\text{-}\sqrt{3}$ 表面のSTM像であり、 $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ 単位格子が小さな菱形で示されている。非常に局所的な範囲では $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ 周期を持っているが長距離秩序を持たないガラス表面ということが出来る。Fig. 1 (d) はこのSTM像をフーリエ変換したものである。(d) に弱い $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ 周期のスポットとそれを囲むように特徴的なリング状パターンが確認でき、報告されているLEEDパターンと一致する^{19, 20)}。

この $\beta\text{-}\sqrt{3}$ 表面を650°C程度に加熱するとDWがまず

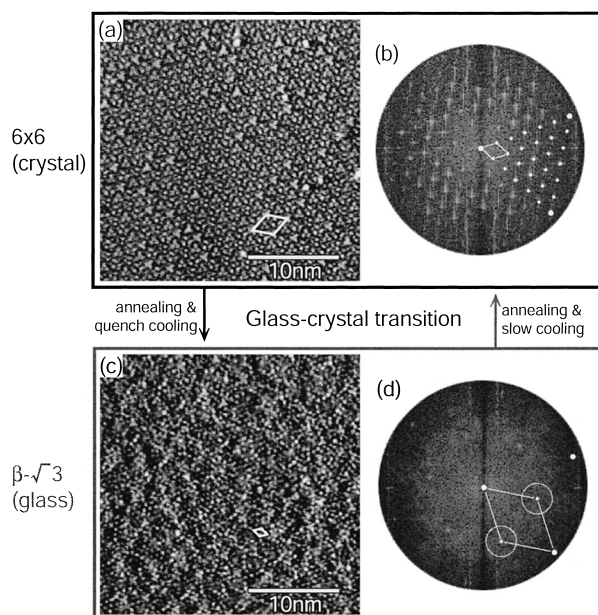


Fig. 1. (a) A filled-state STM image of the 6×6 (crystal) phase taken with +1.0 V tip bias and 0.7 nA tunneling current. The 6×6 unit cell ($2.3 \text{ nm} \times 2.3 \text{ nm}$) is indicated in this image. (c) A filled-state STM current image of the $\beta\text{-}\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ (glass) phase taken with +0.5 V tip bias and 0.5 nA tunneling current. The $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ unit cell ($0.61 \text{ nm} \times 0.61 \text{ nm}$) is indicated in this image. (b) and (d) are Fourier-transformed patterns of (a) and (c), respectively. The large dots correspond to the fundamental spots, and small dots are the fractional-order spots of the 6×6 (b) and $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ (d) superstructures, respectively. The respective unit cells of the superstructures in the reciprocal lattice are indicated in (b) and (d). The circles in (d) indicate characteristic patterns of the $\beta\text{-}\sqrt{3}$ phase.

融解し、表面内を動き回る¹⁹⁾。その後30分程度かけて非常にゆっくり室温まで冷却 (Slow Cooling) するとDWが周期的に配列した 6×6 表面が得られる^{18, 19)}。Fig. 1 (a) は 6×6 表面のSTM像であり、 6×6 単位格子が菱形で示されている。長距離にわたって 6×6 周期が秩序化しており、 $\beta\text{-}\sqrt{3}$ 表面 (ガラス表面) が結晶化したことを示している。Fig. 1 (b) は (a) をフーリエ変換したものであり、明確な 6×6 周期のスポットが確認できる。

この 6×6 表面を再び650°Cで加熱し室温に急冷却 (Quench Cooling) すると、再び $\beta\text{-}\sqrt{3}$ 表面が得られる。このガラス化と結晶化は可逆的に行うことができる。このようにDWが冷却速度に応じて無秩序に配列した2次元ガラス相 ($\beta\text{-}\sqrt{3}$ 表面) と周期的に配列した2次元結晶相 (6×6 表面) を互いに転移する。これは二次元一原子層のガラス・結晶化転移に他ならない。本研究に

おいては、この2つの表面構造に対して表面状態電気伝導の測定を行った。

2. 実験方法

2.1 サンプル作成条件

本実験は到達圧力 10^{-10} Torr 以下の超高真空中で行われた。下地の Si (111) 基板は n 型 (リンドーパ)、抵抗率 $2\sim 15 \Omega\text{cm}$ のものを用いた。まずエタノールおよびアセトン溶液中で超音波洗浄し、その後超高真空中で通電加熱による $1,200^\circ\text{C}$ のフラッシングを数回行い、Si (111) の清浄表面である 7×7 表面超構造を得た。表面超構造の確認は RHEED (Reflection-High-Energy Electron Diffraction) を用いて行った。続いて、Si 基板を 700°C に保ち、アルミナコートタングステンバスケットを通電加熱することで Au 原子を正確に 1.0 ML 蒸着した。蒸着量は Au/Si (111) 表面超構造の相図²³⁾を用いて校正した。蒸着後は基板温度を 650°C に下げ5分間保持した後通電加熱電流を徐々に下げることで30分以上かけて室温にもどし 6×6 表面 (この表面を① 6×6 と呼ぶ) を得た。まずこの表面に対して温度可変マイクロ4端子プローブ装置¹³⁾で室温から 120 K までの範囲で電気伝導測定を行った。室温以下の試料温度は金鉄クロメル熱電対を用いて測定した。なお RHEED による表面超構造の確認は、電子ビーム照射による試料表面の汚染・損傷を避けるため、電気伝導測定の後に行っている。次に、この試料を再び 650°C で5分間アニールした後に通電加熱電流を切ることで 650°C から室温まで急冷却して $\beta\text{-}\sqrt{3}$ 表面 (② $\beta\text{-}\sqrt{3}$) を得た。この表面に対して同様に室温以下の温度範囲で電気伝導測定を行った。続いて、この表面を再び 650°C で5分間アニールした後① 6×6 表面の作成と同様の手続きで再度 6×6 表面 (③ 6×6) を得た。この表面に対しても同様に電気伝導測定を行った。

2.2 表面状態電気伝導測定

実際に測定される電気伝導度 (σ_{EXP}) には、測定の目的となる表面状態電気伝導度 (σ_{SS} : $\sigma_{\text{Surface State}}$) のほかに空間電荷層 (表面の影響を受けたバルク) の電気伝導度 (σ_{SC} : $\sigma_{\text{Space Charge Layer}}$) と十分内部のバルク電気伝導度 (σ_{B} : σ_{Bulk}) の寄与が含まれ、 $\sigma_{\text{EXP}} = \sigma_{\text{SS}} + \sigma_{\text{SC}} + \sigma_{\text{B}}$ と表せる。試料表面に端子を接触させ電流を流した場合、端子間隔が短いほどバルクに比べて表面近傍を流れる電流の割合が相対的に増加する。そのためマイクロ4端子プローブ^{11~13)}を用いることで表面敏感な測定を行うことができる。

また、本研究で用いた表面超構造の場合、その存在によって下地の Si のバンドが影響を受け表面近傍ではバンドは p 型にピニングされる。もし下地 Si 基板に n 型

を選択すれば、表面とバルク間に電気抵抗の高い真性半導体領域が形成される。そのため電流はバルクまで流れず、上述の σ_{B} は寄与しない。

一方、空間電荷層による電気伝導度はフェルミ準位の位置がわかれば理論的に計算できる。まず内殻光電子分光法の結果から、Si 2p 内殻準位が 6×6 表面と $\beta\text{-}\sqrt{3}$ 表面ともに 7×7 清浄表面に比べて約 0.3 eV ほど低束縛エネルギー側にシフトしている^{21, 22)}。よって、表面フェルミ準位は価電子帯上端から 0.4 eV 程度上方に位置しており、表面空間電荷層はきわめて弱いホール蓄積層となっている。これに Si バルク結晶の抵抗率から求められるバルクのフェルミ準位の位置をあわせてポアソン方程式を解くことでバンドベンディングを求め、そこから空間電荷層での電気伝導度 (σ_{SC}) を計算することができる²⁴⁾。その結果 6×6 表面と $\beta\text{-}\sqrt{3}$ 表面どちらの場合でも σ_{SC} は後に示す電気伝導度測定値 (σ_{EXP}) の 0.1% 程度にしかならないことがわかった。よって本研究で用いた表面では、 σ_{SC} を無視することができ、測定される電気伝導度 (σ_{EXP}) は表面状態電気伝導度 (σ_{SS}) に対応する。

十分広い試料表面を仮定し、そこに4本の端子を間隔 d で等間隔、直線的に配置・接触させ、外側の2本から試料に電流を流し込み、内側の2本で電圧降下を測る直線四端子法を用いると、二次元電気伝導度 (Sheet Conductivity) である表面状態電気伝導度 ($\sigma_{\text{SS}}[\text{S}/\square]$) と実際測定される抵抗値 ($R[\Omega]$) は

$$R = \frac{\ln 2}{\pi} \frac{1}{\sigma_{\text{SS}}} \quad (1)$$

という関係で結ばれることがポアソン方程式を解くことで容易に導出できる²⁷⁾。二次元系は、抵抗値が端子間隔 d によらない特別な状況である。実験では $d = 10 \mu\text{m}$ のマイクロ4端子プローブを用いた。

3. 実験結果と考察

3.1 結晶とガラス状態の電気伝導度の明確な差

Fig. 2 はマイクロ4端子プローブ法で得られた抵抗値 (R) の温度依存性を① 6×6 、② $\beta\text{-}\sqrt{3}$ 、再び③ 6×6 の各表面について示したものである。 6×6 表面 (結晶相) と $\beta\text{-}\sqrt{3}$ 表面 (ガラス相) の間に明確な表面電気伝導の差が見られた。すなわち、① 6×6 から② $\beta\text{-}\sqrt{3}$ に変化したとき、抵抗値は全温度領域において明らかに上昇していることがわかる。一方、0.76 ML の Au 原子を蒸着させた $\alpha\text{-}\sqrt{3}$ 表面は、① 6×6 および② $\beta\text{-}\sqrt{3}$ と同様の熱処理を行っても同じ表面超構造を保つため、抵抗値も実験温度領域において変化しないことを確認した。このことは① 6×6 と② $\beta\text{-}\sqrt{3}$ の抵抗値の差は表面超構造の違

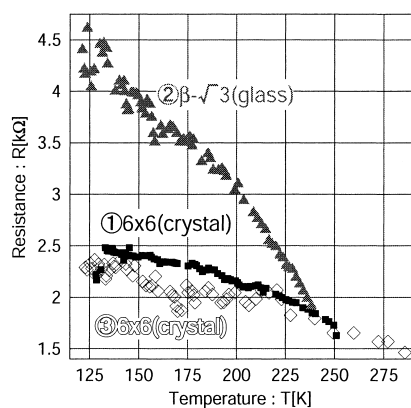


Fig. 2. Black square, gray triangle and open diamond indicate measured resistances (R) for ① 6×6 , ② $\beta\text{-}\sqrt{3}$ and ③ re-made 6×6 , respectively.

いに起因していることを示している。

また、再び② $\beta\text{-}\sqrt{3}$ を③ 6×6 に作り変えると Fig. 2 にあるように抵抗値は全温度領域に渡って最初の① 6×6 とほぼ等しい値に戻る。このことは、表面を作り直す際に行うアニーリングによる Au 原子の脱離や単純な時間経過による表面の劣化の影響はほとんどないことを示している。以後の解析ではよりばらつきの少なかった① 6×6 をもって 6×6 表面の抵抗値とした。

Fig. 2 の結果により二次元一原子層のガラス・結晶化転移における電気伝導の差を実証することができた。

3.2 電気伝導機構

Fig. 2 から、 6×6 と $\beta\text{-}\sqrt{3}$ の両者の抵抗値はどちらも温度の上昇とともに減少する半導体的な温度依存性を示している。このことは電気伝導機構が何らかのエネルギーギャップを熱エネルギーで乗り越える熱活性型であることを示唆している。(1) 式を用いて抵抗値 (R) から表面状態電気伝導度 (σ_{ss}) を求め、その対数を温度の逆数に対してプロットしたのが Fig. 3 である。低温領域 (約 175 K 以下) を直線でフィッティングした結果が Fig. 3 に示されている。これは関数が熱活性型 $\sigma \propto \exp(-\Delta E/k_bT)$ であることを意味する。

高温領域 (約 175 K 以上) の解析をするために σ_{ss} から Fig. 3 中の直線の寄与を差し引いた値に対して Fig. 3 と同様にプロットしたのが Fig. 4 である。高温領域でも直線でフィットできることがわかる。

すなわち、表面状態電気伝導度 (σ_{ss}) は異なる熱活性エネルギー ΔE_H (高温側) および ΔE_L (低温側) を持つ 2 つの熱活性型の関数、 $\sigma_H \propto \exp(-\Delta E_H/k_bT)$ および $\sigma_L \propto \exp(-\Delta E_L/k_bT)$ の和

$$\sigma_{ss} = \sigma_H + \sigma_L \quad (2)$$

の形にかけると。このことは高温領域と低温領域では主要

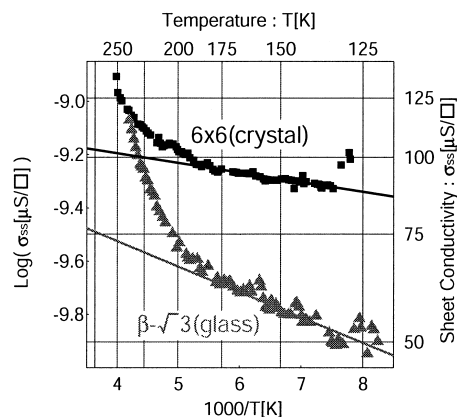


Fig. 3. Black square and gray triangle indicate temperature dependence of the measured conductivity (which is equal to σ_{ss}) of the 6×6 and $\beta\text{-}\sqrt{3}$ surfaces, respectively. Black and gray lines are fitting results for the respective surfaces at low temperature range.

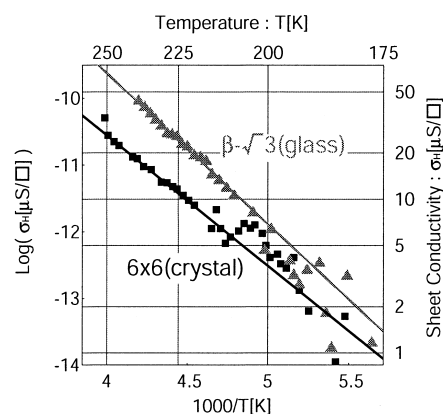


Fig. 4. Black square and gray triangle indicate temperature dependence of high-temperature component of the measured conductivity (σ_H) of the 6×6 and $\beta\text{-}\sqrt{3}$ surfaces, respectively. Black and gray lines are fitting result at high temperature range.

な電気伝導機構が異なることを意味する。

Fig. 5 の実線は各表面の電気伝導度の温度依存性を全温度領域にわたって (2) 式でフィッティングを行った結果であるが実験結果をよく再現していることがわかる。点線は高温領域、破線は低温領域の各成分を独立に表示したものである。

Table 1 に、高温および低温領域でのフィッティングの結果得られた 6×6 表面と $\beta\text{-}\sqrt{3}$ 表面それぞれの ΔE_H および ΔE_L の値を示した。これらの値は Si にドープされた P 原子や Au 原子が Si に潜った場合を作る不純物準位による熱活性エネルギー ($\Delta E_P = 44$ meV, $\Delta E_{Au} = 580, 830$ meV)²⁵⁾といずれも異なっており、不純物準位による伝導ではないと考えられる。

6×6 , $\beta\text{-}\sqrt{3}$ 両表面において ΔE_H は ΔE_L より一桁以

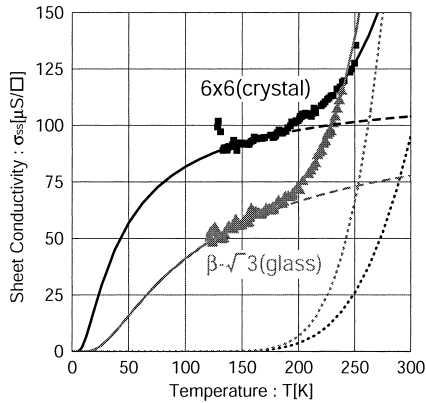


Fig. 5. Black square and gray triangle indicate temperature dependence of the measured conductivity (which is equal to σ_{ss}) of the 6×6 and $\beta\text{-}\sqrt{3}$ surfaces, respectively. Solid lines indicate fitting results with Eq. (2). Dotted lines and dashed lines correspond to the high-temperature component and low-temperature one, respectively.

Table 1. Activation energy at high temperature range and low temperature range for the 6×6 (crystal) and $\beta\text{-}\sqrt{3}$ (glass) surfaces, obtained by fitting Eq. (2) to the measured conductivity as a function of temperature.

	6×6 (crystal)	$\beta\text{-}\sqrt{3}$ (glass)
ΔE_H	170 [meV]	190 [meV]
ΔE_L	3.1 [meV]	8.2 [meV]

上大きいことがわかる。 ΔE_H は 6×6 と $\beta\text{-}\sqrt{3}$ 表面がほぼ等しいが、 ΔE_L は2つの相で3倍近く異なることがわかる。これは低温側の電気伝導機構が結晶状態かガラス状態かに依存していることを示唆している。以後高温側と低温側の電気伝導機構をそれぞれ議論する。

3.3 高温領域での電気伝導機構—バンド伝導—

高温領域での伝導機構は、半導体的な表面電子状態で熱励起された電子によるバンド伝導と考えられるので以下 6×6 、 $\beta\text{-}\sqrt{3}$ 両表面の表面バンドについての詳細を述べる。

6×6 表面および $\beta\text{-}\sqrt{3}$ 表面のフェルミ準位近傍のバンド構造はPESによって明らかにされている²⁰⁾。 $\beta\text{-}\sqrt{3}$ 表面の表面状態の光電子ピークは 6×6 表面よりブロードになっているものの、バンド構造の本質的な違いはなく、両表面のバンドはフェルミ準位を横切っておらず表面は半導体的である。このことはFig. 2にみるように抵抗値が温度上昇とともに減少する半導体的な振る舞いであった結果と一致する。PESの結果によれば、分散の弱い表面状態価電子バンド (s_1 バンドと呼ばれる) がフェルミ準位より約100 meV低いところに存在している。仮

に表面が真性半導体的であればフェルミ面より約100 meV高いところに表面状態伝導バンドが存在している。表面状態価電子バンド中の電子が熱エネルギーを得てこの200 meVのバンドギャップを乗り越え表面状態伝導バンドに熱励起し、伝導バンドを流れる通常の半導体と同様の電気伝導機構が可能である。なお、実際に ΔE として効いてくるのはこの半分の約100 meVである。

以上よりPESから得られる半導体的表面状態電気伝導の ΔE は 6×6 表面も $\beta\text{-}\sqrt{3}$ 表面でもほぼ等しく、およそ100 meVである。これはTable 1の高温領域の結果とよく一致する。したがって、高温領域での電気伝導機構は、半導体的な表面電子状態で熱励起された電子によるバンド伝導と考えられる。

3.4 低温側の電気伝導機構—ホッピング伝導—

低温側の小さい ΔE の値は表面バンド構造からは説明できない。低温側の電気伝導機構は局在状態間のホッピング伝導と考えられるので以下に詳細を述べる。

一般に結晶中に欠陥や乱れが存在するとバンドを形成しない局在した電子準位が形成される場合がある。このような局在準位間の波動関数の僅かな重なりを介して電子が伝導していく機構がホッピング伝導である。ホッピング伝導は欠陥や乱れを含む半導体などで低温において見られる現象である。 $\beta\text{-}\sqrt{3}$ 表面はもちろんのこと、 6×6 表面にも欠陥や乱れが存在しているため (Fig. 1のSTM像参照)、低温で局在準位間のホッピング伝導がおこる可能性がある。

ホッピングに必要な熱活性エネルギー (ΔE) には局在準位に電子を出し入れするのに必要なエネルギーが対応する。それは欠陥や乱れの量や配置に強く依存する³⁾。そのため 6×6 表面と $\beta\text{-}\sqrt{3}$ 表面の ΔE に大きな差が存在したと考えられる。簡単のため、二次元的な系に欠陥や乱れが存在し、電子が直径 (L) の円形な領域に局在している場合を考えると、ホッピングに必要な熱活性エネルギー (ΔE) は

$$\Delta E = \frac{1}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0} \frac{e^2}{L} \quad (3)$$

で与えられる²⁶⁾。ここで e は電気素量、 ϵ_0 は真空の誘電率、 ϵ_r は比誘電率である。(3)式を用いてTable 1の低温側の ΔE から直径 (L) を求めると $L_{6 \times 6} = 40$ nm、 $L_{\beta\text{-}\sqrt{3}} = 14$ nmとなる。ここで ϵ_r にはバルクSiの値 ($\epsilon_r = 11.7$) を用いた。Fig. 1のSTM像から欠陥や乱れによって囲まれた部分に電子が局在していると考え、その直径は $L_{6 \times 6} = 5 \sim 20$ nm、 $L_{\beta\text{-}\sqrt{3}} = 2 \sim 5$ nm程度である。粗い近似にもかかわらず、(3)式から得られた値とおよそ一致し、特に $L_{6 \times 6}$ と $L_{\beta\text{-}\sqrt{3}}$ の比はよく再現されている。よって低温側の伝導機構は、欠陥や乱れによって形成さ

れた局在準位間のホッピング伝導であると考えられる。

4. ま と め

一原子層においてガラス・結晶化転移を起こす Au/Si (111) 表面超構造に対して、温度可変型マイクロ4端子プローブを用い表面状態電気伝導の測定を行った。その結果6×6表面(結晶相)と $\beta\text{-}\sqrt{3}$ 表面(ガラス相)の間に明確な電気伝導の差を実証することに成功した。6×6表面は $\beta\text{-}\sqrt{3}$ 表面より測定温度の範囲(120 K~室温)で高い電気伝導度を示し、どちらの表面も半導体的な温度依存性を示した。高温領域(175 K~室温)と低温側(120~175 K)で異なった電気伝導機構が存在していることがわかった。高温領域では6×6表面および $\beta\text{-}\sqrt{3}$ 表面に共通して $\Delta E\sim 100$ meV程度の熱活性エネルギーを持ち、PESの結果との比較から、電気伝導機構は半導体的な表面状態中で熱励起された電子によるバンド伝導と考えられる。低温領域では熱活性エネルギーは6×6表面で $\Delta E=3.1$ meV、 $\beta\text{-}\sqrt{3}$ 表面で $\Delta E=8.2$ meVであり、ガラス相の方が大きい。電気伝導機構は構造の乱れのために存在する局在電子準位間のホッピング伝導であると考えられる。求められた局在領域の直径 $L_{6\times 6}\sim 40$ nm および $L_{\beta\text{-}\sqrt{3}}\sim 14$ nmはSTM像に見られる欠陥の平均間隔におよそ対応する。

文 献

- 1) 米沢富美子, 立花 隆: “ランダムな世界を極める” (平凡社, 2001).
- 2) P.W. Anderson: Phys. Rev. **109**, 1492 (1958).
- 3) B.I. Shklovskii and A.L. Efros: “Electronic Properties of Doped Semiconductor” (Springer-Verlag, New York, 1984).
- 4) N.F. Mott: “Metal-Insulator Transitions” (Taylor & Francis, London, 1974).
- 5) T. Matsuda, N. Shiotani and U. Mizutani: J. Phys. F **14**, 1193 (1984).
- 6) V.G. Lifshits, A.A. Saranin and A.Z. Zotov: “Surface Phases on Silicon” (John Wiley & Sons, Chichester, 1994).
- 7) C. Liu, S. Yamazaki, R. Hobara, I. Matsuda and S. Hasegawa: Phys. Rev. B **71**, 041310 (2005).
- 8) S. Hasegawa and F. Grey: Surf. Sci. **500**, 84 (2002).
- 9) S. Hasegawa, X. Tong, S. Takeda, N. Sato and T. Nagao: Prog. Surf. Sci. **60**, 89 (1999).
- 10) <http://www.capres.com/>を参照.
- 11) S. Hasegawa, I. Shiraki, F. Tanabe, R. Hobara, T. Kanagawa, T. Tanikawa, I. Matsuda, C.L. Petersen, T.M. Hanssen, P. Boggild and F. Grey: Surf. Rev. Lett. **10**, 963 (2003).
- 12) 長谷川修司, 白木一郎, 田邊輔仁, 保原 麗, 金川泰三, 谷川雄洋, 松田 巖, C.L. Petersen, T.M. Hansen, P. Boggild, F. Grey: 表面科学 **23**, 740 (2002).
- 13) T. Tanikawa, I. Matsuda, R. Hobara and S. Hasegawa: e-J. Surf. Sci. Nanotech. **1**, 50 (2003).
- 14) T. Kanagawa, R. Hobara, I. Matsuda, T. Tanikawa, A. Natori and S. Hasegawa: Phys. Rev. Lett. **91**, 036805 (2003).
- 15) H. Okino, R. Hobara, I. Matsuda, T. Kanagawa, S. Hasegawa, J. Okabayashi, S. Toyoda, M. Oshima and K. Ono: Phys. Rev. B **70**, 113404 (2004).
- 16) I. Matsuda, M. Ueno, T. Hirahara, R. Hobara, H. Morikawa, C. Liu and S. Hasegawa: Phys. Rev. Lett. **93**, 236801 (2004).
- 17) T. Tanikawa, I. Matsuda, T. Kanagawa and S. Hasegawa: Phys. Rev. Lett. **93**, 016801 (2004).
- 18) J. Nogami, A.A. Baski and C.F. Quate: Phys. Rev. Lett. **65**, 1611 (1990).
- 19) T. Nagao, S. Hasegawa, K. Tsuchie, S. Ino, C. Voges, G. Klos, H. Pfnür and M. Henzler: Phys. Rev. B **57**, 10100 (1998).
- 20) H.M. Zhang, T. Balasubramanian and R.I.G. Uhrberg: Phys. Rev. B **66**, 165402 (2002).
- 21) H.M. Zhang, T. Balasubramanian and R.I.G. Uhrberg: Phys. Rev. B **65**, 035314 (2001).
- 22) T. Okuda, H. Daimon, H. Shigeoka, S. Suga, T. Kinoshita and A. Kakizaki: J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom. **80**, 229 (1996).
- 23) D. Grozea, E. Bengu and L.D. Marks: Surf. Sci. **461**, 23 (2000).
- 24) H. Lüth: “Surface and Interfaces of Solid Materials” (Springer-Verlag, Berlin, 1995).
- 25) S.M. Sze: “Physics of Semiconductor Devices” (John Wiley&Sons, New York, 1981).
- 26) J. Zhang and B.I. Shklovskii: Phys. Rev. B **70**, 115317 (2004).
- 27) T.E. Jenkins: “Semiconductor Science” (Prentice Hall, UK, 1995).