

極薄 Si 酸化膜上 Ge ナノドットの界面構造と 閉じ込めポテンシャル†

中山泰生*・松田 巖**・長谷川修司**・市川昌和*,***

*科学技術振興機構 戦略的創造研究推進事業 ☎ 332-0012 埼玉県川口市本町 4-1-8

**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

***東京大学大学院工学系研究科物理工学専攻量子相エレクトロニクス研究センター
☎ 113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1

(2006年2月28日受付; 2006年5月23日掲載決定)

Interface-structure Dependent Confining Potential Height and Quantized Energy of Ge Nanodots Fabricated onto the Oxidized Si Substrate

Yasuo NAKAYAMA*, Iwao MATSUDA**, Shuji HASEGAWA** and Masakazu ICHIKAWA*,***

*CREST, Japan Science and Technology Agency, 4-1-8 Honcho, Kawaguchi, Saitama 332-0012

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

***Quantum Phase Electronics Center, Department of Applied Physics, Graduate School of Science, The University of Tokyo,
7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656

(Received February 28, 2006; Accepted May 23, 2006)

Quantum confinement effect in the valence band of Ge nanodots, fabricated onto an ultrathin SiO₂ film on Si(111) substrate, was clearly measured by means of photoemission spectroscopy. Dot-size dependent shifts of the highest occupied state were well described by quantized energy levels of confined holes by the spherical parabolic potential. Two-types of Ge nanodots with different interface conditions, named as 'epitaxial' and 'non-epitaxial', can be fabricated depending on the growth temperature. The actual confining potentials for the quantum states in the two-types of Ge nanodots were evaluated, which clearly indicates drastic reduction of the confining potential barrier height for the epitaxial dots owing to voids formed in the interface SiO₂ layer just below the Ge nanodots.

はじめに

Si 基板の上に作成された Ge ドットに代表される間接ギャップ型半導体のナノ結晶は、特にオプトエレクトロニクスデバイスへの応用の期待から盛んに研究されてきた¹⁻⁸⁾。ナノ結晶のサイズを 10 nm 以下まで小さくすることができれば、室温での量子閉じ込め効果の発現が期待できる^{9, 10)}。こうした量子効果の発現は、ナノドットのバンドギャップの制御や発光効率の向上につながるため、特に重要である。しかし、Si 基板上に自己組織的に形成される Ge ナノ結晶としてよく知られている 'hut cluster' は、サイズが 30 nm 以下にはならない^{11, 12)}。こ

れに対し、最近 Shklyaev らによって報告された 1 層の SiO₂ 層で被覆された Si 基板上に Ge を真空蒸着する手法では、直径 10 nm 以下のサイズの揃った球状の Ge ナノドットが 10¹² cm⁻² 以上の高密度で形成され¹³⁻¹⁵⁾、さらにこのナノドットが室温でフォトルミネッセンス (PL)¹⁶⁾ やクーロンブロッケード¹⁷⁾ を示すことから、次世代のデバイス材料として期待されている。

さらに、この手法の興味深い点は、Ge ドットの成長温度によってドットと基板との界面原子層の状態を制御できる点にある¹³⁾。基板温度が 430°C 以下の場合、成長した Ge ナノドットの示す反射高速度電子回折 (RHEED) パターンは Fig. 1 (a) のような Debye rings を示し、個々の Ge ドットの結晶方位が基板格子に対してランダムに配向していること (non-epitaxial) を意味している。このことは、Fig. 1 (c) に示すように、界面

† 第 25 回表面科学講演大会 (2005 年 11 月 17 日~11 月 19 日) にて発表

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

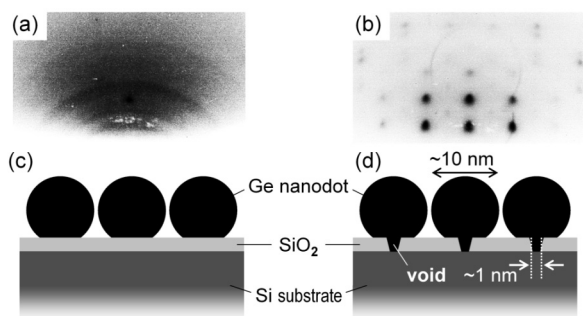


Fig. 1. Typical RHEED patterns from (a) the non-epitaxial and (b) epitaxial Ge nanodots, and schematic cross-sectional drawings of the interface region of (c) the non-epitaxial and (d) epitaxial Ge nanodots aligned on the oxidized Si surfaces.

に存在する SiO₂ 層のために Ge ドットと Si 基板とが隔てられていることに因る。一方、430℃ 以上の基板温度で成長させた Ge ドットは、Fig. 1 (b) のようにドットの原子配向が基板格子に対して epitaxial であることを示す明確な透過スポットを与えるが、これは Fig. 1 (d) のようにドットと基板との界面の SiO₂ 層に小孔 (void) が生じ、この小孔を通して Ge ドットと Si 基板とが直接結合していることに因ると考えられている。透過電子顕微鏡法 (TEM) による研究からも上記の描像を支持する結果が報告されている^{15, 18)}。しかし、こうしたドット-基板界面の 1 原子層の構造の違いが閉じ込めポテンシャルにどのような影響を及ぼすか、ということは必ずしも自明ではない。後述する通り、ドット内へのキャリアの閉じ込めによって生じる量子化エネルギー準位は閉じ込めポテンシャル高さに依存するため、このような界面構造の変化と実効的な閉じ込めポテンシャルとの相関を明らかにすることは、基礎科学的な観点のみならず応用面からも非常に重要である。

本研究では、極薄 SiO₂ 層上に作成した Ge ナノドットに対して走査トンネル顕微鏡 (STM) 観察および光電子分光 (PES) 測定を行い、ドットサイズに依存した価電子帯上端位置の系統的なシフトからドット内における正孔の量子閉じ込め効果の発現を直接確認した。さらに、量子化エネルギー準位のドットサイズ依存性から epitaxial と non-epitaxial ナノドットそれぞれの実効的な閉じ込めポテンシャルが著しく異なることを見出し、界面原子層の構造によって閉じ込めポテンシャルを制御できることを明らかにした。

1. 実験

試料基板は、抵抗率 1~10 Ωcm の n 型 Si(111) ウェハ一から切り出し、これをエタノールおよびアセトン中で

超音波洗浄した後、超高真空中で通電加熱法により 1200℃ にフラッシングすることで、Si(111)の清浄表面である 7×7 の表面超構造を得た。表面超構造の確認は RHEED を用いて行った。清浄化した Si 基板を 2×10^{-4} Pa の酸素雰囲気下で 10 分間かけて室温から 630℃ まで昇温すると、表面に厚さ 0.3 nm の極薄 SiO₂ 膜が形成されることが知られている¹³⁾。こうして作成した極薄 Si 酸化膜上に、基板温度を 550℃ に保持しながら Ge を蒸着することにより基板 Si(111) 格子に対して epitaxial な Ge ナノドットを、350℃ に保持しながら蒸着することにより non-epitaxial な Ge ナノドットを作成した。Ge ナノドットの配向は RHEED によって確認した。Ge の蒸着はアルミナ被覆 W バスケットに通電することで行い、610℃ に保った清浄 Si(111)7×7 表面が完全に 5×5 構造に変化する蒸着時間を基準 (3 BL) として蒸着速度を較正した¹⁹⁾。なお、ここでは Si 結晶格子の理想的な (111) 切断面 2 層分に等しい原子密度 ($1.57 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$) を 1 BL (バイレイヤー) と定義している²⁰⁾。試料作成時の真空度は (酸素曝露時を除いて) 2×10^{-7} Pa 以下に保たれていた。STM 観察は、電解研磨により先鋭化した多結晶 W 線 ($\phi = 0.3$ mm) を探針として用い、全て室温で行った。表面平行方向の距離は Si(111)7×7 の単位胞を基準として、垂直方向は単原子ステップの高さを基準として較正している。PES 測定は、He 放電管 (VG 社; UV Lamp 232) からの共鳴線 (He-I α ; 21.22 eV) を励起光源として、VG 社製の電子分析器 (ADES-400) を用いて行った。フェルミ準位 (E_F) の位置は、試料を保持している Ta クランプからの光電子スペクトルをフェルミ・ディラック分布関数で最小自乗フィットすることで決定している。光電子の出射角度は表面垂直で、全ての測定は室温で行われた。STM および PES の実験はそれぞれ独立の超高真空槽にて行った。

2. 結果と考察

350℃ および 550℃ に保った極薄 Si 酸化膜上に 3 BL の Ge を蒸着させて作成した Ge ナノドットの STM 像を Fig. 2(a), (b) に示す。前述の通り、前者が non-epitaxial、後者が epitaxial なナノドットに対応する。これらの STM 像から、epitaxial なナノドットより non-epitaxial のものの方が同じ蒸着量であってもドットサイズが大きいのに見える。より定量的には、STM 像に現れた個々のナノドットの占める画素数を数え上げていくことでドットサイズの分布を統計的に見積もることができる。こうして求めた各ドットサイズの出現頻度とドットの体積との積が最大となるようなドットサイズが、測定される PES スペクトルに対して最も寄与する『典型的な』ドットサ

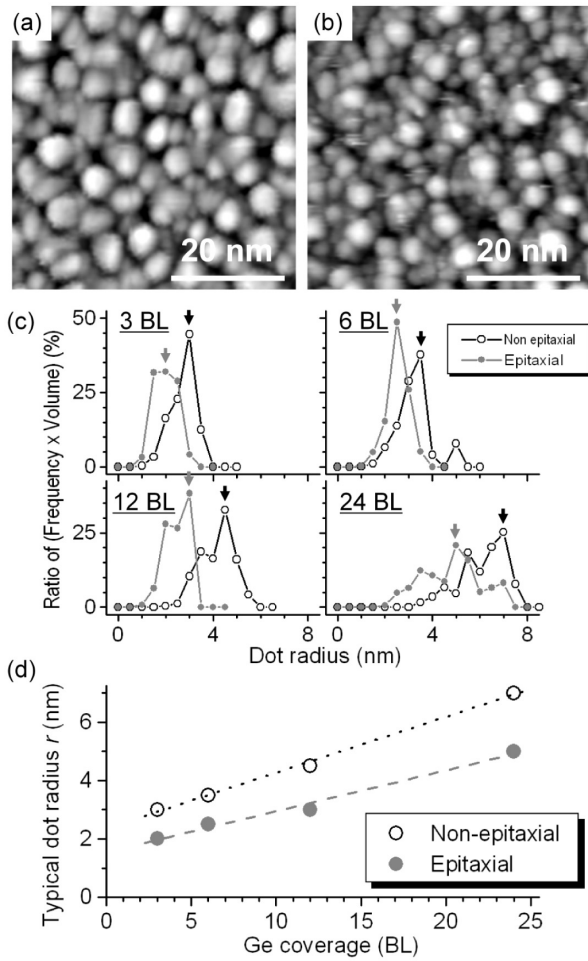
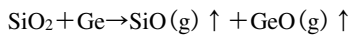


Fig. 2. Typical STM images of 3 BL- (a) non-epitaxial and (b) epitaxial Ge nanodots. (c) Size-distribution of the epitaxial (gray) and non-epitaxial (black) Ge nanodots at respective coverages. “Typical” radii of the dots are indicated with arrows. (d) The typical radius r of Ge nanodots in which the largest population of deposited Ge belongs, plotted as a function of Ge coverage.

イズであると考えられる。出現頻度と体積との積をドット半径に対してプロットすると Fig. 2 (c) のようになる。このような解析から, epitaxial, non-epitaxial それぞれについて典型的なドット半径 r の Ge 蒸着量依存性は Fig. 2 (d) のように見積もられる。これより, 同じ蒸着量におけるドットサイズは non-epitaxial の方が epitaxial より大きいことが定量的にも示された。このことは, epitaxial ドットの形成過程においては, 以下のような SiO₂ からの脱酸化反応によって極薄 Si 酸化膜に小孔が生じており, このため蒸着された Ge の一部が消費されていることに因ると考えられる¹³⁾。



また, epitaxial, non-epitaxial いずれについても, 蒸着量が 3 BL 以上の時には典型的なドット半径 r は蒸着量

に対して線形に増加することがわかった。

清浄な Si(111)7×7 表面, 極薄 Si 酸化膜, および 6 BL の epitaxial, non-epitaxial Ge ナノドットを形成した表面からの PES スペクトルを Fig. 3 (a) に示す。清浄 Si(111)7×7 表面からのスペクトルには binding energy (E_B) < 5 eV の領域に明確な構造が見られるのに対し, 極薄 Si 酸化膜からのスペクトルにはこのような構造は見られず, 代わりに $E_B > 5$ eV の領域に強いピークが現れる。過去の研究から, このピークは Si と結合した O-2p に由来することが知られている²¹⁾。 $E_B = 4.5 \sim 5$ eV に位置するこのピークの立ち上がりは極薄 Si 酸化膜の価電子帯上端 (Valence Band Maximum; VBM) $E_{\text{SiO}_2}^{\text{VBM}}$ に対応する。Si 酸化膜の厚さが 0.5 nm 以下になるとバンドギャップがバルクより狭くなるのが過去に報告されていることを考慮すると^{22, 23)}, 本研究の PES より見積もられた $E_{\text{SiO}_2}^{\text{VBM}}$ は予想されるバンドギャップの半値より大きい。このことは, 酸化膜の E_F がギャップ中央より伝導帯寄りにあると考えれば理解できる。Nakamura らによる極薄 Si 酸化膜上での STS の結果もこの描像を支持している¹⁹⁾。一方, 極薄 Si 酸化膜からのスペクトルにおいて, $E_{\text{SiO}_2}^{\text{VBM}}$ と E_F との間のエネルギー領域に見られる PES シグナルは, このエネルギー領域 (運動エネルギー 12~17 eV) の電子の平均自由行程が 1~2 nm であるのに対して Si 酸化膜の厚さが 0.3 nm 程度であることを考えると, 酸化膜の下にある Si 基板に起因するものと考えられる。

Ge ナノドットを作成した表面からの PES スペクトルには, 極薄 Si 酸化膜からのスペクトルと比較して, 概形においては変化が見られない。しかし, E_F 近傍の領域を拡大してみると, 特に Fig. 3 (c) に見られるように, PES 強度の立ち上がりが Ge 蒸着量を増やすに従って E_F へ近付いていく。これらのスペクトルは全てバックグラウンド強度で規格化されている。極薄 Si 酸化膜からのスペクトル (Ge の蒸着量が 0 BL) から, 下地 Si 基板の VBM ($E_{\text{Si}}^{\text{VBM}}$) は E_F から 0.9 eV 程度と見積もられるが, この値は Si のバンドギャップから予想される値と比較して妥当である。一方, Ge ドットを形成した試料からの PES に現れる $E_{\text{Si}}^{\text{VBM}}$ と E_F との間のスペクトル強度は Ge に起因すると考えられるが, Si(111)7×7 表面上に直接 Ge を蒸着した系においては, PES の立ち上がりにこのような系統的な変化は見られないことから²⁰⁾, ここで見られるバンドエッジのシフトは Ge がドット化したことに因ると考えられる。ここで, 半導体ナノドットのバンドエッジを見積もるためによく用いられている手法と同様に^{25, 26)}, Ge ナノドットの VBM の位置を $E_B = 1.4 \sim 0.9$ eV および $-0.25 \sim -1.0$ eV (ベースライン) の領域のスペクトルを線形にフィットして得られ

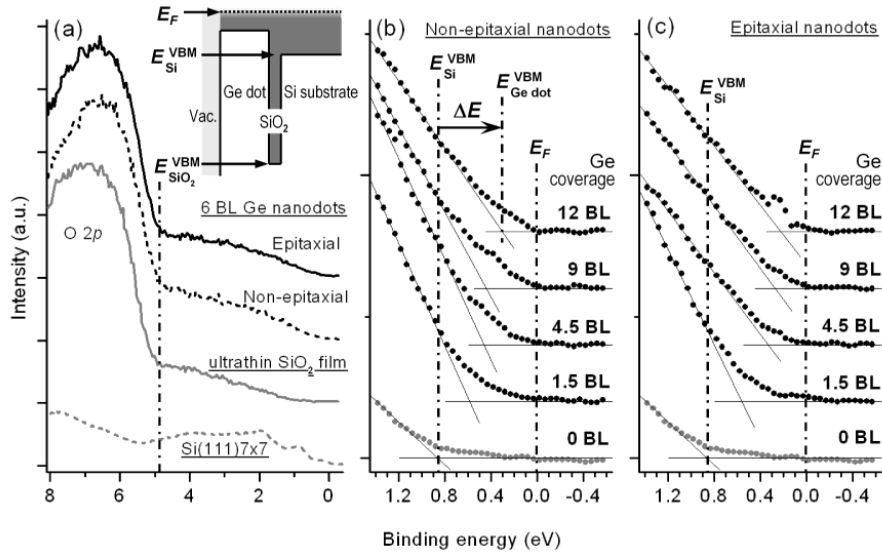


Fig. 3. (a) Photoemission spectra of 6 BL-epitaxial (black solid line) and non-epitaxial (black dashed line) Ge nanodots formed on the ultrathin SiO₂ film plotted together with those of a bare SiO₂ film (gray solid line) and clean Si(111) 7×7 (gray dashed line). Inset: An expected energy diagram of a Ge nanodot between vacuum and the SiO₂ film on a Si substrate. (b), (c) Magnified spectra near E_F of (b) the non-epitaxial and (c) epitaxial Ge nanodots of marked coverages. All the spectra were taken at normal-emission angle.

る2本の直線の交点として定義する。Fig. 3 (b), (c)に示すように、交点のエネルギー位置はGe蒸着量の増加に伴って系統的にE_Fへシフトしている。前述のSTMの結果が示す通り、Geの蒸着量を増やすことはナノドットのサイズを大きくしていくことに対応するので、この結果はドットサイズの増大に伴ってGeナノドットのVBM(E_{Ge dot}^{VBM})がE_{Si}^{VBM}からE_F寄りにシフトしていくことを示している。E_F近傍のPESスペクトルに現れるこのような系統的变化は、ドット内に閉じ込められた正孔の量子化準位の基底状態のシフトに対応するとして説明できる^{25~27})。ここで、E_{Si}^{VBM}とE_{Ge dot}^{VBM}との差をΔEと定義する。この系のように試料上のGeドットのサイズが均一でない場合、あるサイズ分布をもったドットからのPESシグナルが平均化されて観測されるため、量子化準位が明確なピークとして現れない²⁸)。このため、ドット内の正孔の基底状態のエネルギー準位(E_{h-GS})の絶対値をPESから見積もることは厳密には困難である。しかし、E_{h-GS}のシフトはE_{Ge dot}^{VBM}のシフトとしてスペクトルに反映されると考えられる^{23~25})。すなわち、E_{h-GS}のシフトはΔEの変化から追跡することが可能である。

STMから見積もられたドット半径*r*に対してΔEをプロットするとFig. 4ようになる。ただし、ΔEが大きくなることはE_{h-GS}が小さくなることに対応しているため、ΔEが大きくなる方向を下向きにグラフの縦軸を

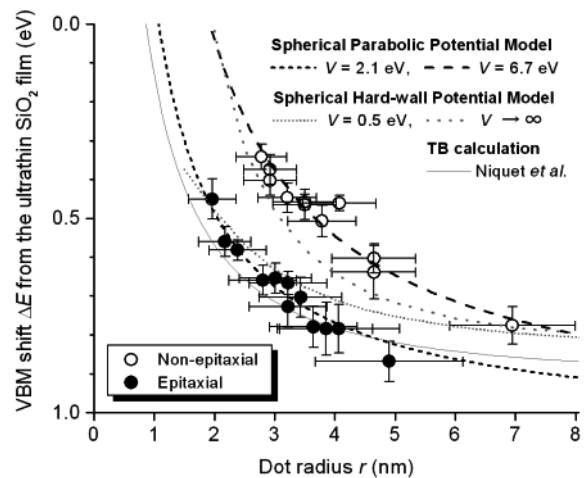


Fig. 4. Energy shift ΔE of the highest occupied state (VBM) of Ge nanodots (defined in Fig. 3(b)) plotted as a function of the dominant radius *r* of the nanodots. Experimental data are shown by open (for non-epitaxial) and filled (epitaxial) circles. The predicted values of ΔE depending on *r* are presented by lines whose respective attributions are written as a legend.

とった。これより、同じサイズのドットでも epitaxial より non-epitaxial の方が小さな ΔE を示す、すなわち E_{h-GS} が大きいことがわかる。ドットサイズが同じであるにもかかわらず異なった量子化エネルギーが生じる原因につ

いて、以下で考察する。

Ge ドット内に生じる量子化エネルギー準位を理論的に見積もる試みは、単純な解析式を用いるものから第一原理計算により数値解を求めるものまで多岐に渡っている^{7, 26, 29~31)}。よく知られているように、無限障壁の井戸型ポテンシャルによる閉じ込めでの量子化エネルギーは井戸幅の自乗の逆数に比例する。一方、球形の放物線ポテンシャルに閉じ込められた粒子のエネルギーも解析的に解くことが可能であり、この場合の量子化エネルギーは閉じ込め半径の逆数に比例する。異なるポテンシャル形状を仮定した数値計算の結果も、量子化エネルギーの値がドット半径 r の $-1 \sim -2$ 乗に比例することが示されている³⁰⁾。

ここで、半径 r の 3次元球状をした高さ V の井戸型ポテンシャルによって有効質量 m_h^* の正孔が閉じ込められた場合を考える。この時、基底状態のエネルギー E_{h-GS} と V および r との間には以下の関係式が成り立つ³²⁾。

$$\sqrt{\frac{V - E_{h-GS}}{E_{h-GS}}} = -\cot\sqrt{\frac{2m_h^* E_{h-GS}}{\hbar^2}} r$$

$V = 0.5$ eV および無限大の極限に対して $-\Delta E$ のドット半径 r 依存性を計算し、 $-\Delta E = E_{h-GS} - E_0$ であるとして計算結果を Fig. 4 上にプロットすると、それぞれ灰色の点線で示したようになる (E_0 は参照エネルギーであり、以下の解析にあたっては共通の値を仮定している)。ただし、 m_h^* としてバルク Ge の電気伝導度から見積もられた値を用い、エネルギーの基準はポテンシャルの底にとっている。この系の実際の閉じ込めポテンシャルはこれらの仮定の間値をとることが予想されるが、計算結果と実験値との一致はあまりよくなく、特に $r > 4$ nm の範囲で実験結果に現れたような epitaxial, non-epitaxial の量子化エネルギーの大きな差は、どのようなポテンシャル高さを仮定しても再現できないことがわかった。

一方、半径 r 、高さ V の球状放物線ポテンシャルに閉じ込められた正孔の量子化エネルギーは以下の式で解析的に求められる^{29, 30)}。

$$E_{h-GS} = 2a_b \sqrt{\frac{Ry}{m_h^*} \frac{\sqrt{V}}{r}}$$

ただし、 Ry は Rydberg 定数、 a_b は Bohr 半径である。 $-\Delta E$ (すなわち $E_{h-GS} - E_0$) の r 依存性を epitaxial, non-epitaxial それぞれについて V をパラメーターとして上記の関係式を用いて最小自乗フィットすると、Fig. 4 上に黒点線で示したように、実験値を非常によく再現できる。以上より、このような Ge ナノドット内におけるキャリアの閉じ込めポテンシャル形状のモデルとしては、井戸型よりも放物線型の方が適当であることがわかる。

フィッティングによって見積もられた放物線ポテンシ

ャルによる実効的な閉じ込めポテンシャル V は、non-epitaxial ドットについては $6.7(\pm 0.9)$ eV, epitaxial ドットについては $2.1(\pm 0.4)$ eV となった。一方、Fig. 3 挿図に示したようなエネルギーダイアグラムより、non-epitaxial ドット内の正孔が感じるポテンシャル高さは、単純には極薄 Si 酸化膜とバルク Ge との VBM の差となることが予想される。前述のように、光電子スペクトルより見積もられた極薄 Si 酸化膜の VBM は E_F から概ね 4.9 eV の位置にあるので、閉じ込めポテンシャルの予想値は 4.5 eV 程度となり、この値はフィッティングにより見積もられたポテンシャル高さ (6.7 eV) と比較して誤差を考慮しても小さ過ぎる。このように、実験的に見積もられたポテンシャル高さが予想値より大きな値を示すことは、実際の Ge ドットがほぼ球形をしているため、下地 SiO₂ 層と接して Si 基板へキャリアが透過し得る領域がドットの全表面積に対してごく僅かに過ぎないことに因るのではないかと考えられる。一方、epitaxial ドットについて見積もられた実効的なポテンシャル高さは、non-epitaxial ドットのものとは比べて明らかに低い。この閉じ込めポテンシャルの減少 (ΔV) は、Fig. 5 (b) に模式的に示したように、SiO₂ 層に空いた小孔を通して Ge ドットが Si 基板と直接接触していることに起因すると考えられる。

最近、Nakamura らが、極薄 Si 酸化膜上に 500 °C で作成した epitaxial Ge ナノドットについて、個々のドットの VBM を走査トンネル分光法 (STS) によって測定し、

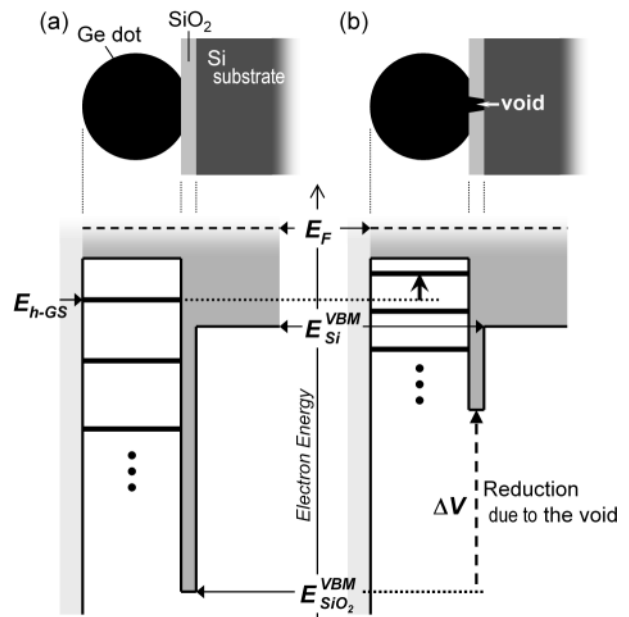


Fig. 5. Schematically drawn energy-diagrams in valence band region of (a) non-epitaxial and (b) epitaxial Ge nanodot.

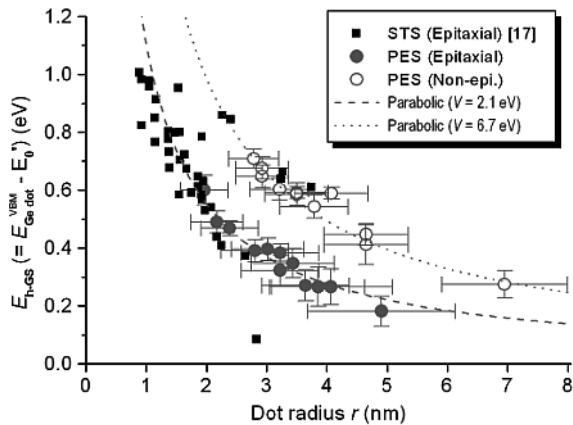


Fig. 6. E_{h-GS} ($=E_{Ge\ dot}^{VBM} - E_0'$; where E_0' was optimized by fitting of the data points) of individual Ge nanodots estimated by STS¹⁷⁾ (black squares) plotted as a function of the dot radius. Our experimental data (gray circles) and the fitting curves (gray lines) are also presented for comparison.

そのドットサイズ依存性を報告している¹⁷⁾。この結果を本研究と同様に放物線ポテンシャルモデルでフィッティングして E_{h-GS} を求め、本研究において PES から見積もられた E_{h-GS} およびフィッティングカーブと重ねてプロットすると **Fig. 6** となる。我々の epitaxial ドットの結果は Nakamura らのデータとよく一致している。このことは、PES より得られるデータは或るサイズ分布をもった Ge ドットの集合からのものであるにもかかわらず、フィッティングから求められる適当な参照エネルギー (E_0') の値だけずらせば、表面上の『典型的な』サイズのナノドットの量子化エネルギーを反映していることを示している。

最後に、Ge ナノドットからの PL 発光機構について議論する。これまでに、 SiO_2 に埋め込まれた Ge ナノドットからの PL 発光について多くの報告がなされているが²⁻⁶⁾、発光波長のドットサイズ依存性については食い違いが見られ、PL 発光機構に関しては議論の余地が残されていた。これに対し、Niquet らは孤立した球形 Ge ナノ結晶についての強結合近似 (TB) に基づく計算結果から、実験的に得られたドットサイズに依存した PL 発光波長の変化⁶⁾は、ドット内に閉じ込められた電子(または正孔)と周囲の SiO_2 に存在する欠陥準位に捕捉された正孔(または電子)との再結合に起因する、と主張している⁷⁾。一方、極薄 SiO_2 膜上の Ge ナノドットからの PL 発光機構は、ドット内に閉じ込められた正孔と SiO_2 層の欠陥準位に捕捉された電子との再結合によるものが Shklyayev らによって報告されている¹⁶⁾。また、Nakamura らも STS から見積もられた個々の epitaxial ナ

ノドットの VBM および伝導帯下端 (CBM) が TB 計算の結果と一致すると報告している¹⁷⁾。我々の実験結果も **Fig. 4** の実線で示したように Niquet らの計算結果と概ね一致しており、Ge ドット内への閉じ込めによって生じる量子化準位と SiO_2 層の欠陥準位との間での再結合によって PL 発光が生じるという描像を支持している。このことは、このような Ge ナノドットにおいては、ドット内への閉じ込めによって生じる量子化エネルギーを変化させることによって発光波長の制御が行えることを示している。

本研究では、ドット内に閉じ込められた正孔のエネルギー準位が、ドットサイズによってのみならず、ドット-界面原子層の構造を変化させることによっても制御できることを示した。このことは、ドットのサイズを変えなくても PL 発光波長の制御が可能であることを意味している。また、発光効率という点に関しては、ドット内へのキャリア注入の効率が重要であると考えられるが、これはドット-基板間の実効的な障壁ポテンシャルと密接に関連しているはずである。閉じ込めポテンシャル高さの自在なコントロールのためには高分解能 TEM などによる界面原子層の詳細な構造に関する知見が待たれるが、この系のナノオプトエレクトロニクスデバイスとしての今後の展開が期待される。

3. ま と め

極薄 Si 酸化膜上に形成した Ge ナノドットにおいて量子閉じ込め効果の発現を PES により直接観測し、STM より見積もられたドットサイズに依存する量子化エネルギーの変化を定量的に解析した。ドットサイズに依存した最高占有電子状態のシフトは放物線型ポテンシャルによって閉じ込められた正孔の量子化準位の変化としてよく説明できた。このモデルを用いて、異なったドット-基板界面原子層の構造を持つ 2 種類の Ge ナノドットについてそれぞれ実効的な閉じ込めポテンシャル高さを見積もり、界面酸化膜上に小孔が生じているナノドットはそうでないものと比べて低い閉じ込めポテンシャルを示すことを明らかにした。本研究の結果は、ナノドットの量子化準位を制御する方法として、ドットサイズだけでなく基板との間の界面原子層の変化を利用することもできることを示している。

謝 辞

本研究は科学技術振興機構 (JST) の戦略的創造研究推進事業 (CREST) および日本学術振興会の援助によって行われたものである。

文 献

- 1) M. Zacharias and P.M. Fauchet: Appl. Phys. Lett. **71**, 380 (1997).
- 2) Y. Kanemitsu, H. Uto, Y. Masumoto and Y. Maeda: Appl. Phys. Lett. **61**, 2187 (1992).
- 3) D.C. Paine, C. Caragianis, T.Y. Kim, Y. Shigesato and T. Ishahara: Appl. Phys. Lett. **62**, 2842 (1993).
- 4) Y. Maeda: Phys. Rev. B **51**, 1658 (1995).
- 5) S. Okamoto and Y. Kanemitsu: Phys. Rev. B **54**, 16421 (1996).
- 6) S. Takeoka, M. Fujii, S. Hayashi and K. Yamamoto: Phys. Rev. B **58**, 7921 (1998).
- 7) Y.M. Niquet, G. Allan, C. Delerue and M. Lannoo: Appl. Phys. Lett. **77**, 1182 (2000).
- 8) C. Bostedt, T. van Buuren, J.M. Plitzko, T. Möller and L. J. Terminello: J. Phys. Condens. Matter **15**, 1017 (2003).
- 9) A.I. Yakimov, V.A. Markov, A.V. Dvurechenskii and O. P. Pehelyakov: J. Phys. Condens. Matter **6**, 2573 (1994).
- 10) E. Leobandung, L. Guo, Y. Wang and S.Y. Chou: Appl. Phys. Lett. **67**, 938 (1995).
- 11) Y.-M. Mo, D.E. Savage, B.S. Swartzentruber and M.G. Lagally: Phys. Rev. Lett. **65**, 1020 (1990).
- 12) A.A. Shklyaev, M. Shibata and M. Ichikawa: Phys. Rev. B **58**, 15647 (1998).
- 13) A.A. Shklyaev, M. Shibata and M. Ichikawa: Phys. Rev. B **62**, 1540 (2000).
- 14) A. A. Shklyaev and M. Ichikawa: Surf. Sci. **514**, 19 (2000).
- 15) S.-P. Cho, N. Tanaka and M. Ichikawa: unpublished data.
- 16) A.A. Shklyaev and M. Ichikawa: Appl. Phys. Lett. **80**, 1432 (2002).
- 17) Y. Nakamura, K. Watanabe, Y. Fukuzawa and M. Ichikawa: Appl. Phys. Lett. **87**, 133119 (2005).
- 18) A.V. Kolobov, A.A. Shklyaev, H. Oyanagi, P. Fons, S. Yamasaki and M. Ichikawa: Appl. Phys. Lett. **78**, 2563 (2001).
- 19) Y. Nakamura, Y. Nagadomi, K. Sugie, N. Miyata and M. Ichikawa: J. Appl. Phys. **95**, 5014 (2004).
- 20) Y. Kajiyama, Y. Tanishiro and K. Takayanagi: Surf. Sci. **222**, 47 (1989).
- 21) K. Sakamoto, S. Doi, Y. Ushimi, K. Ohno, H.W. Yeom, T. Ohta, S. Suto and W. Uchida: Phys. Rev. B **60**, R 8465 (1999).
- 22) D.A. Muller, T. Sorsch, S. Moccio, F.H. Baumann, K. Evans-Lutterodt and G. Timp: Nature (1 London) **399**, 758 (1999).
- 23) T. Yamazaki, C. Kaneta, T. Uchiyama, T. Uda and K. Terakura: Phys. Rev. B **63**, 115314 (2001).
- 24) J.A. Carlisle, T. Miller and T.-C. Chiang: Phys. Rev. B **49**, 13600 (1994).
- 25) L.V. Colvin, A.P. Alivisatos and J.G. Tobin: Phys. Rev. Lett. **66**, 2786 (1991).
- 26) T. van Buuren, L.N. Dinh, L.L. Chase, W.J. Siekhaus and L.J. Terminello: Phys. Rev. Lett. **80**, 3803 (1998).
- 27) S.A. Ding, M. Ikeda, M. Fukuda, S. Miyazaki and M. Hirose: Appl. Phys. Lett. **73**, 3881 (1998).
- 28) I. Matsuda, T. Tanikawa, S. Hasegawa, H.W. Yeom, K. Tono and T. Ohta: e-J. Surf. Sci. Nanotechnol. **2**, 169 (2004).
- 29) J. Adamowski, M. Sobkowicz, B. Szanfran and S. Bednarek: Phys. Rev. B **62**, 4234 (2000).
- 30) M. Ciurla, J. Adamowski, B. Szanfran and S. Bednarek: Physica E **15**, 261 (2002).
- 31) J.Y. Kim and J.H. Seok: Mater. Sci. Eng. B **89**, 176 (2002).
- 32) 砂川重信：“量子力学” (岩波書店, 1991).