

表面超構造を用いた半導体量子井戸作製と井戸中の電子状態の測定

Semiconductor Quantum Well formed by Surface Structure and its Electronic States

武田さくら^{*1} 東 直人^{*2} 大門 寛^{*3}

多くの半導体素子で実現されている2次元量子井戸を半導体表面に金属超薄膜を吸着させることで作製し、そこに閉じ込められ量子化された電子のバンド構造を、角度分解光電子分光法で測定することに成功した。閉じ込められた電子のバンド構造が通常の半導体結晶の電子状態と大きく異なることを明らかにした。

1. はじめに

現在多くの電化製品に用いられている半導体素子では、その機能を担う電荷（電子や正孔）は、薄い層に閉じ込められている。特に、最先端のMOSFET（Metal-Oxide-Semiconductor Field Effect Transistor）や半導体レーザーでは、閉じ込め層の厚さは数十ナノメートル以下のごく薄いものになる。このような薄い層に閉じ込められた電荷は、層の厚さ方向には定在波を形成し動かないものの、層内では結晶ポテンシャルを感じながら自由に動き回る。2次元空間に閉じ込められているのである。

2次元系の電子は、低温で必ず絶縁体になる¹⁾など3次元系の電子とは性質が異なると理論的に予測されており、物理的に非常に興味深い。また、近年では2次元電子の状態が、動作速度や発光波長など半導体素子の動作と密接に結び付いているため、素子の機能向上の観点からも2次元電子の性質を詳細に知る必要が生じている。このため、その構造や性質について数多くの研究が行われて

いる²⁾。

結晶中の電子の状態は通常“エネルギー vs 波数”ダイアグラムで示したエネルギーバンドとして図示される。われわれの利用する電気伝導、発光などの電子物性はほとんどの場合、このエネルギーバンド構造からわかる有効質量や準位間隔などの電子の性質に欠陥や格子振動などの影響を加味して説明することができる。そのため、電子の性質を知るためにはエネルギーバンド構造を調べることが重要となってくる。2次元系のバンド構造は複雑な構造をもつことが理論的に調べられているが、実験的には直接的な測定手法がなくこれまで測定されていなかった。

今回われわれは次節で説明する表面超構造という表面に独特な構造を用いてMOSFETのゲート電極下に形成されているのと同様の2次元正孔系を作り（図1）、その電子状態を角度分解光電子分光にて直接測定することに成功した³⁾。本稿では、本研究で用いた表面超構造および2次元正孔系の作製方法、角度分解光電子分光について説明したのち、実際に測定した2次元系のバンド構造

^{*1}Sakura N. Takeda ^{*2}Naoto Higashi ^{*3}Hiroshi Daimon

奈良先端科学技術大学院大学 物質創成科学研究科 ^{*1}助手/^{*2}D3/^{*3}教授

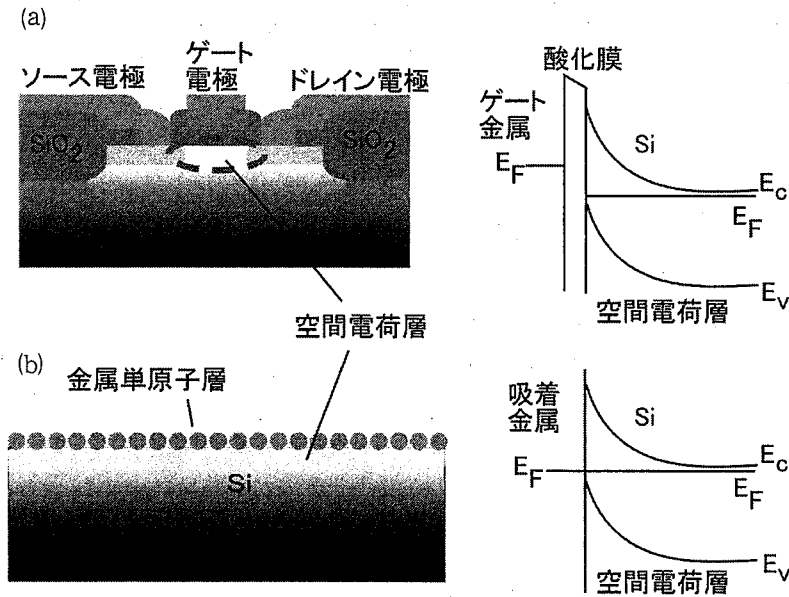


図1 (a) p-channel MOSFET と(b)金属単原子層が吸着したシリコン表面の模式図および、エネルギー帯図

シリコンは双方とも n-type を仮定している。エネルギー帯図の E_F , E_{VBM} , E_{CBM} はそれぞれフェルミ準位, 価電子帯最高準位, 伝導帯最低準位を表す。MOSFET のゲート電極に負電圧をかけたとき, 電極下表面近傍のエネルギー帯は上へ曲がって空間電荷層となり, そこに深さ方向に閉じ込められた 2 次元正孔系が形成される。金属の種類によっては吸着表面の下も同様の空間電荷層となり 2 次元正孔系が形成される。

を紹介する。

2. 半導体表面超構造⁴⁾

Si, Ge, GaAs, InAs などに代表される半導体はダイヤモンド構造を形成しており, それぞれの原子は四面体の頂点方向にある隣接原子と共有結合で強く結ばれている。ここではダイヤモンド構造の清浄表面について考えよう。清浄表面とは異種原子などの不純物の付いていない表面のことで, 10^{-8} Pa 程度の超高真空中でへき開や清浄化を行うことで得られる。清浄表面上には結合相手のいない電子 (ダングリングボンド) が存在している (図 2 (a))。このダングリングボンドは結合エネルギーとして得るはずの利得を持ち合わせない分, 共有結合をしている電子よりエネルギーが高い。そこで, エネルギーを下げるため本来なら結合しない近隣の原子どうしが結合し, ダングリングボンドの数を減らそうとする (図 2 (b))。このとき, 結合した 2 つの原子 (ダイマー) の間の距離は縮まるため, 表面上の原子の構造はダイヤ

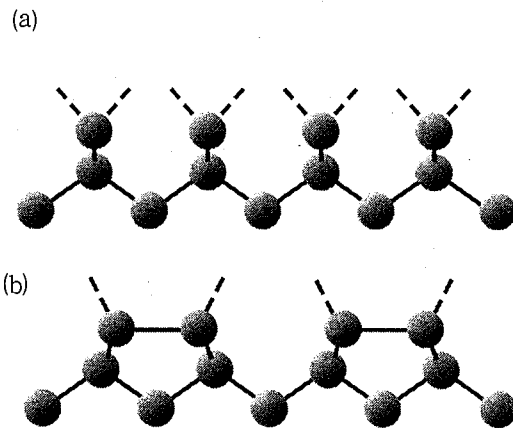


図2 半導体表面での再構成の模式図

例として (100) 面を取り上げた。(a)理想表面ではダングリングボンド (破線) が最外原子 1 つに 2 本ずつ存在する。(b)原子構造がひずみダイマーが形成されると, ダングリングボンド (破線) は最外原子 1 つに 1 本ずつと減少する。

モンド構造からずれてひずんでいる。このずれてできた新しい構造を表面超構造と呼ぶ。ひずまずにダイヤモンド構造のままのときの表面構造は, 理想表面と呼ぶ。表面超構造は格子がひずんでいるので格子エネルギーが高くなるが,

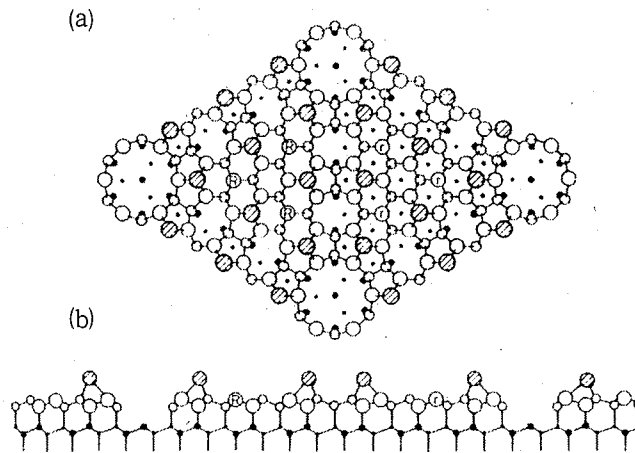


図3 Si(111)7×7構造の(a)俯瞰図, および(b)断面図⁵⁾
斜線の付いた丸は吸着原子を示す

ダングリングボンドの数を減らしたことによるエネルギー減少分のほうが大きいと見做すため、損得勘定の結果、大概の半導体表面はひずんでもダングリングボンドの数を減らすことを選ぶ。

どのような表面超構造が形成されるかは元素およびその結晶面、また温度などによって決まっている。結晶面によっては、ダイヤモンド構造からは想像もつかないような奇怪な構造を形成することもある。その代表的な例がSi(111)面に現れる7×7表面超構造⁵⁾である。この構造はへき開した表面を加熱することで得られる。図3(a)にその模式図を示す。名が表すように7×7表面超構造は一辺の長さが理想表面の7倍の巨大な構造である。断面図(図3(b))をみると明らかだが、単位格子の角には穴が開いており、最上層には所々原子が吸着している。また本来上から見て六角形であるはずの第2層目では、本来結合しないはずの原子どうしが結合してダイマーとなっているため、五角形や八角形が現れている。これはもはや隣の原子とダイマーを組んだという程度の話ではなく、表面で原子が大幅に動き、再配列した結果形成される構造である。このように表面が大きな構造変化を起こす目的もやはり前述のとおり、ダングリングボンドの数を減らすことにある。構造変化が起こらないと仮定したSi(111)理想表面構造では、最外層の原子一つ一つがダングリングボンドをもち、7×7表面超構造と同じ面積中で

は49本のダングリングボンドが存在することになる。一方、7×7表面超構造ではダングリングボンドの数は12個の吸着原子が1つずつ、第2層の6個、角の穴に1つの合計19個にまで減少する。ダングリングボンドが6割以上も減少することによってひずみエネルギー以上のエネルギーを稼いでいるのである。このような、ダイヤモンド構造とはかけ離れた構造をもつ表面超構造は、構成原子種がシリコンであっても、その性質がシリコン結晶と同じであるとは考えづらい。実のところ前述のSi(111)7×7構造は半導体ではなく金属であるという報告がなされている^{6,7)}。

これまでの話は半導体清浄表面に関してであったが、その上に金属原子を単原子層程度蒸着すると、さらに多彩な表面超構造が現れる⁸⁾。たとえば、3価の金属(Al, Ga, In, etc.)をおよそ500°Cに熱したSi(111)7×7表面に1/3原子層蒸着すると、一辺の長さが理想表面の $\sqrt{3}$ 倍の $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ 構造が形成される。このとき、下地となるシリコン表面は7×7構造から理想表面へと変化する。3価の金属原子一個はシリコンのダングリングボンド3つと結合するため、1/3原子層の3価の原子は表面からダングリングボンドを完全に除去する。この表面の電子状態はフェルミ準位をよぎるバンドがないため半導体的である⁹⁾。半導体の表面が金属的であり、そこに金属を吸着させると半導体的になるという逆転が起こるのである。

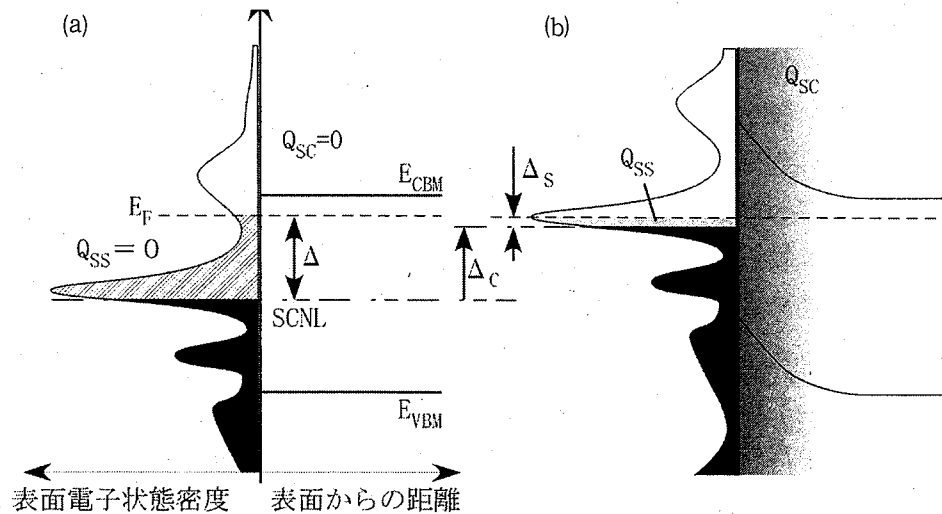


図4 表面電子状態と半導体のバンド湾曲

n-type の半導体が平坦バンドをもつときに表面電子状態の電荷中性レベル(SCNL)が半導体フェルミ準位 E_F より Δ だけ低エネルギー側にある場合を例にした。左側に表面電子状態の状態密度, 右側に表面から結晶内部に向かっての価電子帯最高準位 (E_{VBM}) と伝導帯最低準位 (E_{CBM}) のエネルギー位置を示す。(a)バンド湾曲のない状況は, 表面電荷に見合う空間電荷 Q_{SC} がないため実現しない。実現するのはバンド湾曲が起こり, 図(b)のようになる状況である。

上の例からわかるように表面超構造は新奇な結晶構造をもついわば新物質であるが, その電氣的, 磁氣的性質, 反応性などについては現時点ではほとんど未解明である。これら諸性質は表面科学の分野で現在精力的に研究されている。

3. 表面超構造を使った価電子の閉じ込め

上述のように, 表面超構造は結晶内部と異なる電子状態をもつ。半導体表面上の表面超構造は多くの場合, 半導体バンドギャップ中にも電子状態をもつ。このため, 多くの半導体では表面超構造が正や負に帯電し, 表面直下の空間電荷層でバンド湾曲が起こる。表面が帯電する理由を, 図4を用いて説明する¹⁰⁾。表面超構造は, 構成原子の数に応じた数の電子があれば中性である。表面電子状態にエネルギーの低いほうから電子を充填していき, ちょうど中性になるところを表面の電荷中性準位 (Charge Neutrality Level; CNL) と呼ぶ。ところが, 実際に電子が充填されるのはフェルミ準位 E_F までであるため, E_F と CNL が異なるときには過剰 (不足) 電荷が生じ, 帯電が起こる。半導体の結晶内部では CNL と E_F は同じで

あるが, 表面超構造では E_F と CNL がしばしば異なる。異なり方は, 表面超構造の電子状態と結晶内部の電子状態の相対的なエネルギー位置関係に依存し, これは表面と結晶内部での構造や電気陰性度の違いなどで決まる。この帯電の機構を具体的にみるために, まず表面超構造とで電荷のやりとりが起こらない状況を想像してみよう。本来なら表面超構造では CNL まで, 結晶内部ではフェルミ準位まで電子が詰まっているのが双方帯電せずに中性であるため, いちばん自然である。たとえば結晶内部のフェルミ準位が CNL より Δ だけ高い位置にあれば, 図4(a)のような状況になる。しかし, 表面と結晶内部で同一のフェルミ準位をもつ以上, この状況では表面にてフェルミ準位と CNL の間に大きく電子の空席ができるため不安定である。そこで, 現実には, 図4(b)で示すように表面と結晶内部で電荷のやりとりが起こることとなる。結晶内部の電子はよりエネルギーの低い表面電子状態の空席に流入し, 電荷が詰まった最高占有準位は CNL より Δ_S だけ上昇する。また, 結晶内部から表面へ入ってきた電子は表面にとって過剰電子であるため表面は負に帯電する。この

帯電による表面の電子エネルギー増加分を Δ_c とすると、表面の電子エネルギーは全体的に Δ_c だけ高エネルギー側へシフトする。表面超構造への電子の流入量が多くなるほど、 Δ_s と Δ_c は増加する。実際に流入する電子の量は、電子が流入した結果のシフト $\Delta_s + \Delta_c$ がちょうど Δ と一致するように決まる。バルク内部へもこの过剩電荷の作る電場が侵入しポテンシャルが高くなるが、この侵入は表面へ電子が流入した後にバルク内部に残された正電荷が遮へいするため、表面から深部へ向かうにつれ程度が小さくなる。その結果、図4(b)のようなポテンシャル図となる。正電荷の正体であるが、結晶内部から表面への電子の流入量が少ないときには残された不純物イオンが主要な構成要素である。このとき、結晶内部の表面近傍は、自由電子が表面超構造側へ出払ったいわゆる“出払い領域”となっている。正電荷 Q_{sc} は当然ながら表面へ流入した过剩電子の量 Q_{ss} に等しく符号が反対である。流入量が十分多いときには、表面直下での価電子帯(E_{VBM})がフェルミ準位に近づくためp-typeとなり、空間電荷層には出払った自由電子とは反対の電荷をもつ自由ホールが集まり、出払い層から反転層となる。このとき、 Q_{sc} はホールと正イオンから成り立つことになる。

上で述べたように、 Q_{ss} によって作られる電場 E は Q_{sc} によって遮へいされ、電場が結晶奥深くへ侵入するのを防いでいる。遮へいに必要な距離のおよその目安は、デバイの侵入長、

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_b \epsilon_0 k_B T}{e_0 (n_b + p_b)}}$$

で表される。 ϵ_b は結晶の誘電率、 n_b 、 p_b はそれぞれバルクの電子とホールの密度である。電子やホールの密度が大きい、すなわち半導体の不純物濃度が高いほど遮へい距離が短くなることわかる。空間電荷層ではこの遮へい距離程度を閉じ込め幅として2次元電子(ホール)を閉じ込めている。閉じ込め層幅はシリコンの場合、高濃度に不純物をドーピングした場合($n_b = 1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)で4 nm程度、低濃度の場合($n_b = 1.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$)で

100nmになる。过剩電荷 Q_{ss} と、それによって引き起こされる表面電位 Φ はポアソン方程式 $Q_{ss} = -\nabla\Phi$ で結ばれている。閉じ込めポテンシャルの形状は、表面と結晶内部でのバンド(価電子帯の最大)の位置がわかっているならば、それらを境界条件として用いてポアソン方程式を解くことで求めることができるが、次節で述べる。ここでは表面超構造が負に帯電した場合を例にあげたが、正に帯電する表面超構造についても、CNLが E_F より高いエネルギーに位置してバンドが下へ湾曲するとして同様に説明できる。

閉じ込められた電子やホールの状態について簡単に考えてみよう。閉じ込め方向には電子(ホール)は量子化され、離散的な準位を作る。この離散的な準位を占有している電子はそれぞれ層内方向には運動することができる。自由な運動であれば電子の波数 k とエネルギー E_k は

$$E_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

の放物線の関係で結ばれている。結晶ポテンシャル中ではこの関係は大ざっぱには電子の質量 m

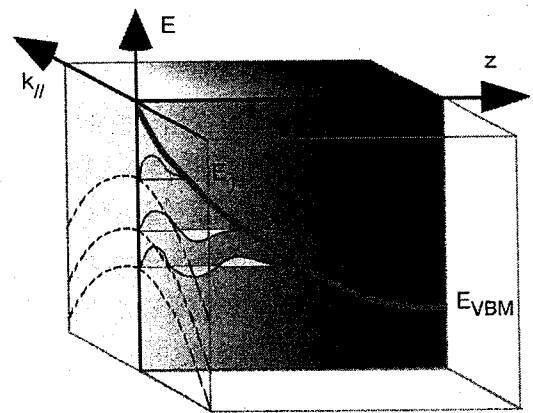


図5 空間電荷層中に閉じ込められた正孔(価電子)の状態の模式図

z は表面から結晶内部への深さ、 $k_{||}$ は表面と平行方向の価電子の波数、 E はエネルギー。深さ方向に量子化され、 E_1 、 E_2 、 E_3 と離散したエネルギー準位をとる価電子はそれぞれ面内方向には自由に動くため、それぞれが点線で示したような面内分散をもつ。現実には価電子は有効質量の異なる2~3種類のバンドから成り立つため、面内分散の状況はもっと複雑になる。

を有効質量 m^* に置き換えたものとなる。ここで考えているシリコンの価電子帯の場合は、層内方向の $E-k$ ダイアグラムは模式的には図5のように下向きの放物線が何重にも重なったものとなる。この幾重にも重なったバンド一つ一つをサブバンドと呼ぶ。実際の半導体価電子帯では重い有効質量と軽い有効質量の2種類のバンドが存在する¹¹⁾。有効質量の重いバンドと軽いバンドは $k=0$ では重なって（縮退して）いるが、量子井戸中ではその縮退が解けることが理論的に予測されている¹²⁾。さらに、それぞれのバンドがサブバンドを形成するので、非常に複雑なバンド構造を形成すると考えられる。価電子帯は正孔（ホール）が電気伝導を担うためしばしばホールバンドと呼ばれ、そのサブバンドはホールサブバンドと呼ばれている。

電界効果トランジスタではシリコンの上に絶縁体の酸化シリコン、金属を積層し、金属に電圧を印加することによってシリコン-酸化シリコン界面にキャリアを誘起し、バンド湾曲を起こしてい

る。一方、表面超構造を作製すると、表面超構造はあたかも電位が印加された電極のように働き、自発的にバンド湾曲を起こす。FETのように電極への印加電圧を自由に変えることはできないが、表面超構造の種類によって表面電荷が異なるため、表面超構造の種類を変えることで、異なるバンド湾曲を作り出すことが可能である。

4. 角度分解光電子分光^{13, 14)}を用いたサブバンド分散の測定

光電子分光法とは紫外線、X線を試料に照射し、光電効果によって試料の外に放出される電子のエネルギーと量を測定することで試料内部の電子状態を知る手法である。光電子分光測定を電子が放出される方向ごとに行うものを角度分解光電子分光 (ARPES) と呼ぶ。これは、固体内での電子エネルギーバンド構造を知るために最も直接的で有用な手法である。図6に示すように固体内での電子の束縛エネルギー E_B は、放出された光

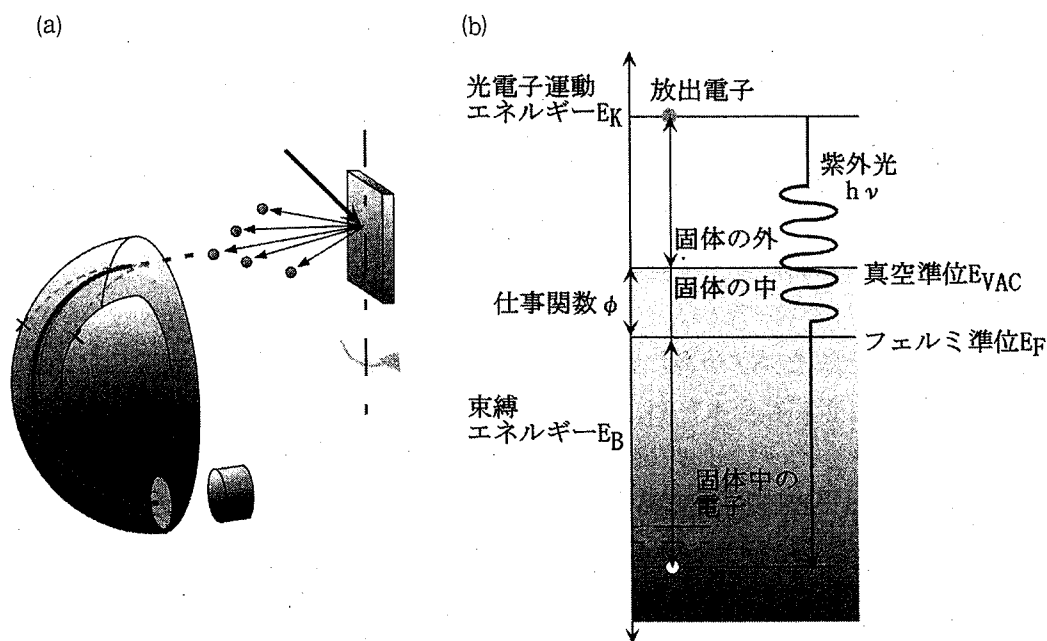


図6 本研究で用いた(a)角度分解光電子分光装置および(b)その原理の模式図

真空紫外線を照射された試料から光電子が放出される。それぞれの角度に放出された電子について、静電半球型アナライザーにてエネルギー分析を行う。エネルギー選別され、静電半球型アナライザーの反対側まで到達した電子は電子増倍板にて増幅され、蛍光板に衝突する。蛍光の強度を CCD カメラにてモニターし、光電子の量とする。(b)のエネルギー保存則を適用すると、放出された光電子の運動エネルギー E_K から束縛エネルギー E_B がわかり、 E_K と放出角度から、固体内での電子の運動量（波数）がわかる。

の放出角度は図中に示してある。スペクトル中のピークは電子状態の存在を示し、その波数は束縛エネルギー E_B と光電子放出角度 θ を用いて、

$$k_{\parallel} = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} \sqrt{h\nu - E_B - \phi} \sin \theta}$$

の関係から得られる。高不純物濃度と低不純物濃度のスペクトルには強いピーク B が現れているが、これは閉じ込められていない価電子からのものであることがこれまでの研究¹⁶⁾ からわかっている。高不純物濃度のスペクトルではピーク B 以外に、より低い束縛エネルギー領域で細かなピークが現れている。これは本研究で初めて得られたものである。この細かいピークは低不純物濃度試料のスペクトルには現れておらず、このピークが反転層のポテンシャルの形状の違いに由来していることを示している。低不純物濃度試料で明瞭に観察されない理由は閉じ込め層幅が広がり、量子準位間隔が狭まったためと考えられる。そこで、それぞれの閉じ込めポテンシャル中でどの程度の量子準位が形成されるか見積もってみたい。反転層中の量子準位は、曲線のポテンシャルを直線で近似する三角ポテンシャル近似¹⁷⁾ を用いて計算することができる。直線の傾きを F とすると、

$$E_n = \left(\frac{\hbar^2}{2m_z} \right)^{1/3} \left[\frac{3\pi e F}{2} \left(n + \frac{3}{4} \right) \right]^{2/3}$$

となる。ここで、 n は量子準位指数、 m_z は深さ方向の価電子の有効質量、 F は三角ポテンシャルに対応する電場である。実際に上の 2 つのポテンシャルの場合の準位を面内に重い正孔について計算すると、高不純物濃度試料では $E_2 - E_1 = 134$ meV、 $E_3 - E_2 = 110$ meV であり、実験結果から得られる $E_2 - E_1 = 150$ meV、 $E_3 - E_2 = 130$ meV とほぼ一致する。一方、低不純物濃度試料の準位間隔の計算値は、 $E_2 - E_1 = 28$ meV、 $E_3 - E_2 = 23$ meV と幅の広いポテンシャル形状に対応して非常に小さい。装置のエネルギー分解能自体は数 meV であるが、室温での測定であることから温度によるぼけが 50 meV 程度あるために、光電子

分光スペクトルでは明瞭に観察されないのだと考えられる。

この高不純物濃度のスペクトルを 2 次元イメージにしたものを図 8 (b) に示す。横軸、縦軸は電子放出角度および束縛エネルギーである。スペクトル強度が大きいところを白で示してある。強度の大きい、下向きの放物線形状をもつバンド B はスペクトル中のピーク B に対応している。表面の過剰電子を収容している Si(111) $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ -In 構造の表面電子状態 SS の一部が図の右上に現れている。ピーク B の上に二〜三重に現れている曲線 (HH₁, HH₂, HH₃) が先ほどのスペクトルで細かいピークにみえていたサブバンドである。よくみると、HH₁~HH₃ ほど明瞭ではないが、それらより急な曲線 LH₁ があることがわかる。これらは、シリコンバルク結晶の価電子帯を構成する重いホールと軽いホールバンドから派生した重いホールサブバンドと軽いホールサブバンドと考えられる。それぞれおよそ放物線的なカーブを描き、 $k=0$ に近い領域ではそれらが交差しているようにみえる。

図 9 にこの交差部分の拡大図を示す。ここでは、横軸を電子放出角度から電子の波数に変換した。この変換を施すと図は下へ行くにつれて水平方向に縮まる。またバンド構造を強調するため、スペクトルをエネルギー方向に 2 階微分している。データから重いホールサブバンド HH と軽いホールサブバンド LH が密集し複雑な分散構造を形成しているのが見て取れる。HH と LH の交差点では、実際にはバンドが交差しているのか反発しているのか判断としない。この交差/反発点より大きな波数領域では、HH として HH₁, HH₂₋₁, HH₂₋₂, HH₃ の 4 本のバンドが、また LH として LH₁, LH₂ の 2 本のバンドが存在しており、HH は傾きによって HH₁, HH₂₋₁ と、HH₂₋₂, HH₃ の 2 組に分けられる。この 2 組の HH はもともとバルクバンドの $[11\bar{2}]$ 方向の分散にも存在するものであり、この大きな波数領域でのバンド分散の形状は第一原理計算で得られるバルクバンド分散の形状に非常に近い。交差/反発点より小さな波数領

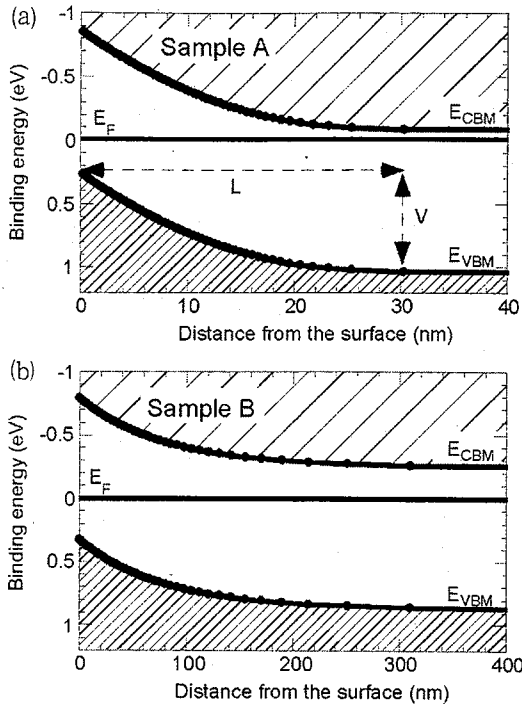


図7 実験に用いたドーパ量の多い試料と少ない試料でのバンド湾曲の様子

E_{VBM} , E_{CBM} , E_F はそれぞれ価電子帯最高値, 伝導帯最低値, フェルミ準位。バンド湾曲の形状は, 両試料でほぼ同じだが, 横軸のスケールが異なっており, 定量的には電場進入深さは1桁ほど異なっている。

電子の運動エネルギー E_{kin} とエネルギー保存則によって結ばれている。式で表せば, 光エネルギーを $h\nu$ とすると, $E_{kin} = h\nu - \phi - E_B$ となる。また, 固体内電子の面内運動量 (波数) $k_{||}$ と光電子の面内運動量 $K_{||}$ は運動量保存則 $k_{||} = K_{||}$ によって結ばれている。ARPES ではこれらの関係を使って測定した光電子の E_{kin} と $K_{||}$ から, 固体内の E_B と $k_{||}$ の関係, つまりエネルギーバンド構造を求める。

われわれは n-type の Si(111) 表面上に $\sqrt{7} \times \sqrt{3} - \text{In}$ という表面超構造¹⁵⁾ を作製し, p 型反転層を作って価電子を閉じ込め, そのときの電子状態を ARPES で測定した。Si(111) 基板として前節の高不純物濃度と低不純物濃度の2種類の基板を使った。表面直下の空間電荷層のポテンシャル形状をポアソン方程式を用いて計算した結果を図7に示す。図をみると, 高不純物濃度では表面近傍で電場の遮へいが終わっているのに対し, 低不純物濃

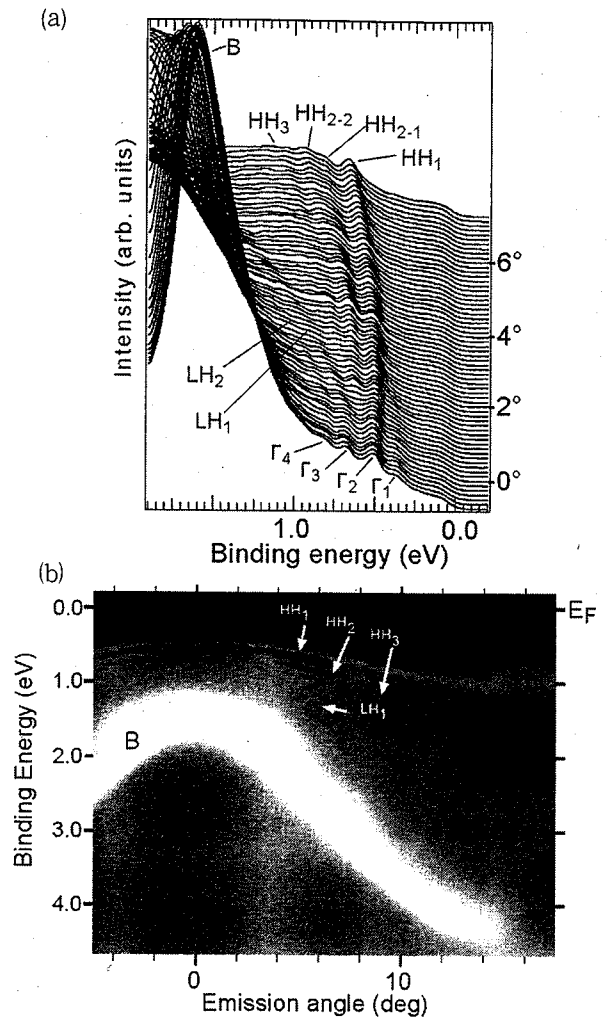


図8 (a)試料Aの角度分解光電子分光測定の結果, (b)光電子スペクトルの2次元マップ

(a)横軸, 縦軸はそれぞれ電子の束縛エネルギーと光電子強度。いちばん下のスペクトルが試料表面から垂直に放出された光電子スペクトル。上に行くに従い, $[11\bar{2}]$ 方向に放出角度が大きくなっている。図右端に代表的な放出角度を示した。(b)縦軸, 横軸は, 束縛エネルギーと光電子放出角度。白い部分が光電子強度の強いところに対応する。

度では長い距離をかけて遮へいが行われていることがわかる (横軸が違うことに注意)。つまり, 高不純物濃度のほうが, 低不純物濃度より閉じ込め層幅が狭い。このときの価電子の状態を角度分解光電子分光で測定した結果を図8(a)に示す。横軸, 縦軸はそれぞれ電子の束縛エネルギーと光電子強度である。測定では Si(111) 面内の $[11\bar{2}]$ 方向に光電子放出角を走査しており, スペクトルごとに光電子放出角度が異なっている。それぞれ

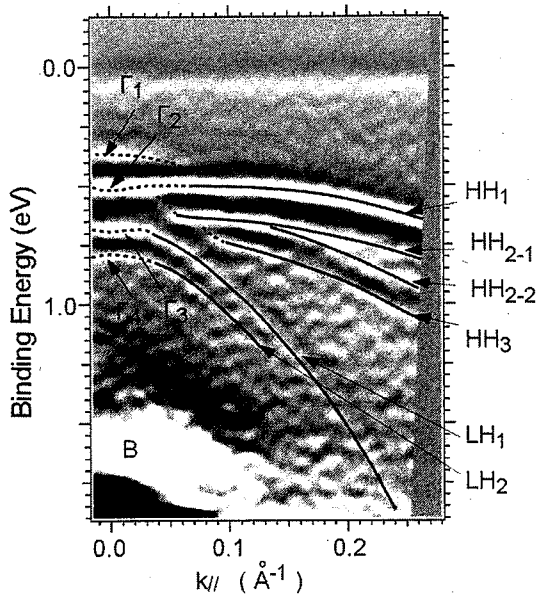


図9 図8(b)の放出角度0度近傍の拡大図
横軸は波数 $k_{//}$ に変換し、コントラストを強調するため、強度をエネルギー方向に2回微分した。実線、破線はバンド分散のある部分を示す。

域では波数の大きな領域とのバンドのつながりが必ずしも明らかでないので、各バンドを破線で表し新しい名称 $\Gamma_1 \sim \Gamma_4$ を与えている。 Γ_1 と Γ_4 は上に凸の二次曲線状の分散をもつものに対し、 Γ_2 と Γ_3 は $k=0$ でわずかにへこんでいることがわかる。へこみ部分では分散は通常と逆向きの放物線状になるので、ホールは負の有効質量をもつことになる。このような分散構造はバルクバンドではみられないが、サブバンドでは出現することが理論計算で予測されていたものである。この Γ_2 のへこみを詳細にみるとそのへこみ幅はおよそ 12meV ほどであった。この値は、これまでに報告されている Si(100) で同程度の量子井戸を作ったときのサブバンドの計算結果とよく一致している¹⁸⁾。

これまで理論計算しかなかったサブバンド分散を実際に測定してみると、計算で予測された特徴がみごとにでてきたのはおもしろい。しかし、実験データの細かな部分については対応する計算結果がまだないのが現状である。今後より詳細な理論的研究が出てくることを願う。

5. おわりに

現在サブバンドをいろいろな用途に利用しようとする研究が進められている。これまでに量子井戸レーザー、量子井戸赤外光検出器、サブバンドへこみ構造を利用したレーザーの作製が研究され、一部は製品化されるまでになっている。この手法を用いて、さまざまな半導体の量子井戸のサブバンド分散を測定することで、サブバンドデバイス開発の手助けができればと考えている。

本稿では、表面超構造を用いて2次元電子系を作製し、サブバンド分散をARPESを用いて測定した例を紹介した。今回は表面超構造が自発的に帯電する性質を利用した研究例であるが、そのほかにも表面超構造の中には電場によって構造を変えたり、温度によって金属から絶縁体へ転移したりとおもしろい性質をもつものがあり、研究対象として興味が尽きない。表面超構造の諸性質は、現在はまだ基礎的な研究が行われている段階であるが、近い将来機能材料として応用されることを期待している。

文 献

- 1) E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.*, **42**, 673 (1979)
- 2) T. Ando, A. B. Fowler, F. Stern, *Rev. Mod. Phys.*, **54**, 437 (1982)
- 3) S. N. Takeda, N. Higashi, H. Daimon, *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 037401 (2005)
- 4) 入門書として：小間篤，八木克道，塚田捷，青野正和著，「表面科学入門」，丸善（1994）
- 5) K. Takayanagi, Y. Tanishiro, M. Takahashi, S. Takahashi, *Surf. Sci.*, **164**, 367 (1985)
- 6) J. E. Demuth, B. N. J. Persson, A. Schell-Sorokin, *Phys. Rev. Lett.*, **51**, 2214 (1983)
- 7) D. Fick, R. Veith, H. D. Ebinger, H. J. Jansch, C. Weindel, H. Winnefeld, J. J. Paggel, *Phys. Rev. B*, **60**, 8783 (1999)

- 8) V. G. Lifshits, A. A. Saranin, A. V. Zotov,
Surface Phases on Silicon, John Wiley & Sons,
Chichester (1994)
- 9) G. V. Hansson, J. M. Nicholls, P. Mårtensson,
R. I. G. Uhrberg, *Surf. Sci.*, **168**, 105 (1986)
- 10) W. Mönch, *Semiconductor Surfaces and
Interfaces*, Springer, Berlin (2001)
- 11) たとえば：キッテル著，「固体物理学入門」，丸善
(1988)
- 12) F. J. Ohkawa, Y. Uemura, *Prog. Theor. Phys.
Suppl.*, **57**, 164 (1975)
- 13) S. Hüfner, *Photoelectron Spectroscopy*,
Springer, Berlin (1996)
- 14) 日本語の解説記事として：勾坂康男，放射光，**3**
(3), 273 (1990)
- 15) S. Takeda, X. Tong, S. Ino, S. Hasegawa, *Surf.
Sci.*, **415**, 264 (1998)
- 16) R. I. G. Uhrberg, G. V. Hansson, U. O.
Karlsson, J. M. Nicholls, P. E. S. Persson, S.
A. Flodström, R. Engelhardt, E.-E. Koch, *Phys.
Rev. B*, **31**, 3795 (1985)
- 17) F. Stern, *Phys. Rev. B*, **5**, 4891 (1972)
- 18) Y. T. Hou, M. F. Li, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **40**,
L144 (2001)

液晶・PDP・有機ELの材料技術

Advanced Technology and Materials for LCD, PDP and OLED

監修：岩井善弘（産能大学大学院 教授）

★2007年には7兆円を超えるとみられるフラットパネルディスプレイ市場！
★成長を続ける構成部材・製造プロセス材料に関する最新技術動向を
解説！
★構成材料・ケミカルの開発・製造に携わる技術者・研究者必携の
決定版！
★液晶/PDP/有機ELに共通して使われる材料・ケミカルも詳細！

構成及び内容

第1章 総論

1. 薄型電子ディスプレイの市場動向

第2章 ガラス・プラスチック基板

1. ITO膜ガラス基板
2. ITO膜基板
3. IZO膜付ガラス基板
4. 液晶プロジェクター用ガラス材料
5. 高耐熱性フィルム ネオプリムL

第3章 プロセス材料

1. ディスプレイ用フォトマスク
2. ガラス洗浄剤
3. 高機能洗浄剤 ～三菱化学～
4. FPD製造工程における薬品について
5. フォトリソケミカル
6. フォトレジスト用フェノール樹脂
7. ドライフィルムレジスト
8. カラーフィルターレジストインキ用アクリル
バインダー
9. ウェットエッチング液～三菱化学～
10. LCD製造プロセス関連材料
11. フォトレジスト現像液・剥離液
12. 表面処理剤
13. LCD製造用接着剤

第4章 パネル作成材料

1. 配向膜
2. カラーフィルタ

3. 液晶用カラーフィルター
4. LCDシール剤
5. PDPガラスペースト
6. PDPリブ形成方法について
7. リブ(PDP隔壁)
8. 有機EL封止剤
9. 有機EL用水分ゲッターシート
10. 有機EL用透明薄膜捕水剤“OleDry”の開発
と今後の展望

第5章 表示材料

1. 液晶材料
2. 液晶材料
3. 有機EL材料
4. 有機EL材料の開発現状
5. 高分子有機EL材料の研究開発

第6章 光学フィルム

1. 染料系偏光フィルム
2. 新世代位相差フィルム「日石LCフィルム」シリーズ
3. 光学補償フィルム:WVフィルム
4. PDP光学フィルタ
5. PDP電磁波シールドフィルム
6. 反射防止フィルム

執筆者一覧

岩井 善弘	帯谷 洋之
太田 淳	花畑 誠
本松 徹	堀江 賢一
海上 暁	内堀 輝男
藤田 卓	高橋 尚光
大石 實雄	本林 秀文
井原 浩史	古山 晃一
望月 英章	諏訪 達弘
吉田 勇喜	有福 征宏
榎本 久男	一ノ瀬秀男
雑村 史高	楠本 哲生
佐藤 弘章	榎田 年男
小林 文明	舟橋 正和
岡本 秀二	飛田 道昭
石川 誠	石飛 達郎
高岡 誠一	枝連 一志
佐口 琢哉	仲矢 忠雄
濱田 隆	山本 理之
往安 健一	西村 涼
川月 喜弘	森 裕行
小林 裕史	岡村 友之
アンデス電気(株)	高橋 宏明
梶尾 孝司	木村 育弘
仙田 慎嗣	

■体裁/B5判・366頁 ■発行/2005年9月 ■定価/73,500円(本体70,000円+税5%)

<発行> シーエムシー出版

申込 FAX:03(3293)2069
http://www.cmcbooks.co.jp/