2. 極微構造と量子波エレクトロニクス

東京大学先端科学技術研究センター・同生産技術研究所

新技術事業団極量子波プロジェクト 榎 裕之

H. SAKAKI: Quantum Microstructures and Quantum Wave Electronics

Features of electronic states and their wavefunctions in various quantum microstructures are reviewed, including not only well-studied systems such as quantum wells and superlattices, but also newly-emerging systems such as quantum wires and quantum boxes. Novel transport and optical processes in such systems are discussed to clarify their physical origins as well as their impacts on the birth of new devices and also the substantial improvement of existing device performances. Future challenges to enable the formation of quantum wires and boxes with feature sizes of 100Å are summarized.

1. はじめに

分子線エピタキシー (MBE) や有機金属気相成長法 (MOCVD) などのエピタキシャル成長技術の進展により, 原子スケールで膜厚を制御した半導体超薄膜構造の形成が可能となった。これらの人工構造の中では, 伝導電子が量子力学的な波動性を顕在化させるため, バルク半導体では見られない物性や機能を示す。ここでは, こうした量子マイクロ構造の物性上の特色とエレクトロニクスへの応用の現状について述べる。研究の中心は, 第1図(a)の超薄膜構造を用いて進められてきたが, 最近よりよい材料として, 第1図(b)(c)に示す量子的箱などの立体量子構造についても, 研究が進みつつある。これらの構造についても, デバイス物理上の特色と利点について述べる¹⁻⁹⁾。

2. 量子サイズ効果と低次元電子ガス

量子力学に依れば, 電子には波動として側面が備わっており, その波長 λ は, 運動量 p に逆比例する。プランク定数を h とすると, λ は次式で与えられる。

$$\lambda = h/p = h/m_e^* v = \sqrt{150/E^*}(\text{eV}) \times \sqrt{m_0/m_e^*} \text{Å} \quad (1)$$

ここで E^* は粒子の運動エネルギーを電子ボルト(eV)の単位で表したもので, m_0 は真空中の電子の質量である。半導体中の伝導電子の質量 m_e^* は(0.1~1) m_0 程の値にあり, E^* は熱的エネルギー kT または(後に述べる)フェルミエネルギー E_F で定まっており, ほぼ3 meVから30 meVの値にある。従って, 電子波長 λ は大略50Åから500Å程の値になる。

半導体のサイズ(L_x, L_y, L_z)が数百オングストローム以下になる場合を考えてみる。例えば, 第1図のように厚さ100Å程のGaAsの超薄膜を2枚の $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 層で挟んだ構造では, AlGaAs が高さ約0.9 eV $\times x$ ほどの障壁層として作用するため, 電子はGaAs内に閉じ込められる。この時GaAsと AlGaAs の接するヘテロ界面において電子波が全反射される(第2図(a))ため, 正弦振動に対応した定在波が形成される(第2図(b))。これを量子サイズ効果と呼んでいる。定在波の波長 λ_z は, 共鳴条件で定まり, GaAsの実行膜厚の L_z^* としたとき, $2L_z^*/n$ (ただし, n は整数 ≥ 1)で与えられる。したがって, GaAs 超薄膜

第1図 量子薄膜（井戸）(a)，量子細線(b)，量子箱(c)の概念図。電子の波動関数と運動の自由度。

第2図 ヘテロ構造によるポテンシャル分布の制御。

内の定在波の波動関数 $\phi_{en}(z)$ は、第2図(b)に示すように、正弦波関数

$$\phi_{en}(z) = \sin\{n\pi z/L_z^*\} \quad (2)$$

で表される。ここで n は量子数であり、定在波の節の数に1を加えた数である。

他方、 n 番目の定在波状態のもつ固有エネルギー

33.3-8

$-E_{ez}(n)$ は、超薄膜内を往復する波の振動のエネルギーに等しいから、

$$E_{ez}(n) = (\hbar^2/2m_e^*)\{n\pi/L_z^*\}^2 \quad (2)$$

で与えられる。 L_z^* として $100 \text{ \AA}$ 、 m_e^* として $0.07 m_0$ (m_0 は電子の質量)を用いると、基底準位 $E_{ez}(1)$ が 55 meV 、励起準位 $E_{ez}(2)$ が 220 meV となる。

第3図 量子箱(QB), 量子細線(QWI), 量子井戸(QW)とバルクGaAs半導体(Bulk)における電子の状態密度のエネルギー依存性

大部分の電子はエネルギーの低い状態つまり山がひとつの定在波状態をとる。従って、膜厚方向の自由運動は禁止され、膜面に沿う2次元の自由度だけが保持される。こうした超薄膜を量子井戸(膜)と呼び、面内運動のみ許される電子系を2次元電子気体(ガス)と呼ぶ。

2次元電子は、MOSFET¹⁰⁾や§6で述べるHEMTなどのFETの伝導チャネルにおいても形成されている。これらのFETには、平行平板コンデンサー構造があり、その一方の電極が半導体で構成されている。この半導体の表面に、静電界の作用でn形の伝導層が形成されるが、その厚さが約100 Åとなるからである。

第1図(a)の超薄膜の中では電子運動の3つの自由度の中のひとつが失われるが、膜面内の2次元運動には古典粒子的な特色が残る。この粒子性を除き、波動性(即ち量子性)を強めるには、第1図(b)と(c)に示すように、電子の波長と同程度の断面寸法つまり数百Å以下の断面の極微細線や箱構造に電子を閉じ込めるのがよい。これらの構造を、量子細線および量子箱と呼ぶ。この時、電子運動は1次元又は0次元自由度を持つ。第3図は、GaAsの伝導帯の電子の量子状態の数(状態密度)をエネルギーの関数として示したものである。バルクや量子井戸(QW)に比べると、量子細線(QWI)と量子箱(QB)では、自由度の減少を反映して、状態密度の離散的構造が強まる。量子細線や箱を構成単位として作られる構造を総称して、立体量子構造と呼ぶ⁹⁾。立体量子構造を高性能半導体デバイスの実現に活用する最初の提案と解析は1975年筆者によって初めてなされた。その詳細は§3, §5, §6で述べる。

3. トンネル効果と共鳴トンネルダイオードおよび超格子

十分に高い障壁ポテンシャルがあり、その高さVが電子の全エネルギーEよりも大きい場合、電子の運動エネルギー $E^* \equiv (E - V)$ は負となる。この時電子は古典的には障壁内には侵入し得ない。しかし、波動力学に従えば、式(1)と第2図(c)に示

表4図 超格子構造におけるミニバンドミニギャップ

第5図 GaAs/AlAs共鳴トンネルダイオードの構造と特性(土屋・榊による)。横軸は電圧(V)，縦軸は電流(mA)。

すように、この領域で虚数の波長を持つ波、つまり指数関数的に減衰する波 ($\exp -2\beta z$) が存在できる。ここで減衰定数 $\beta = \sqrt{-2mE^*}/\hbar$ で与えられ、GaAs/AlAs系では約 $(4\text{ \AA})^{-1}$ 程の値となる。従って、障壁が十分に薄いと、波はある確率 ($10^{-2} \sim 10^{-4}$) でトンネル透過する。

第2図(d)に示すように2個の同一形状の量子井戸を近づけ、トンネル障壁で結合させた構造でも、電子波動の往来が可能となる。このとき、定在波の形状は変化し、対称型と反対称型のものが生じ、基底準位は2個に分裂する。多数の量子井戸を積層化させて結合させれば、式(2)の固有レベルは準連続な固有状態となって、有限なエネルギー幅を持つミニバンドが形成される(第3図)。これら結合した多重量子井戸は、1970年江崎とTsuによって初めて提案され、積層型超格子と呼ばれる¹¹⁾。この超格子構造では、各界面での電子波の反射が小さく、多くの場合結晶内を伝導電子はほぼ自由に走り回ることができる。ただし、適当な電圧の作用で加速し、電子波の波長を超格子の周期の2倍に近づけると、反射波がブラッグ条件

裕之

を満たすようになり、強い干渉効果が出現する。このため、電子は前方へ進めず、電流が急激に減少して負性抵抗の発生することが、1970年Esakiらにより予測されている。このような干渉効果の実現には電子波のコヒーレンスが高い必要があり、提案以後20年余を経ているが、実験的な進展は未だ少ない。

他方第1図(b)と(c)に示すように複数の量子細線や量子箱を面上に並べ、それらの間をトンネル透過させることもできる。これらの構造を表面(あるいは面内)超格子と呼ぶ。この構造は1975年筆者によって初めて提案されたものである¹²⁾。これらの構造では、後述のように、電子のブラッグ反射をゲート電極で制御する新原理のFET動作(§6-3)や負性抵抗特性が期待される。

超格子のもっとも単純な形態は、第2図(e)または第5図(a)に示すような二重障壁構造である¹³⁾。この構造でも、共鳴トンネルと呼ぶ特異な現象が生じる。電子波が左から右へ伝播する場合、第1障壁で反射される波と、第2障壁で反射される波とが、逆位相で加え合わされると、全体としての反射は零となるため、透過率がいちじるしく増加する。このような現象は、入射電子のエネルギー E_{in} (あるいは波長 λ_{in}) が量子井戸中の定在波状態のエネルギー $E_{ze}(1)$ (あるいは波長 λ_0) とほぼ等しい場合のみおきる。つまり、二重障壁構造に印加する電圧 V_a が $2E_{ze}(1)$ に等しいときダイオードを流れる電流はある値 I_{max} まで急増する。 V_a が $2E_{ze}(1)$ を越えると共鳴条件が損なわれ電流は I_{min} まで減少する。実際に試作した素子では、室温でも顕著な負性抵抗が現れ、応用への期待がもたれる(第5図)¹⁴⁾。この共鳴トンネル現象は、応答速度が極めて速いため、サブミリ領域の電磁波(周波数2.5THz, $\lambda \sim 119\mu\text{m}$)の検出や、700GHzまでの発振に加え¹⁴⁾、トランジスタと結合して新しい論理素子¹⁵⁾として利用できることが示されている。

4. バンド間光学遷移、励起子、とそのキャリア誘起および電界効果

§2で述べた量子力学的サイズ効果は、第6図に示すように伝導帯で電子の準位 E_1, E_2 を形成するのみならず、価電子帯の正孔にも作用して、離散準位 $E'_1, E'_2, \dots$ を形成する。従って、超薄膜化したGaAsの基底準位 E_1 と E'_1 との間隔、即ち禁制

第6図 半導体超薄膜における量子井戸のポテンシャルと電子および正孔の固有関数。

- (a) 印加電界 $F_z = 0$ の場合
(b) 電界 $F_z \neq 0$ の場合

帯幅 E_g^* は、超薄膜化されていないGaAsの禁制帯幅 E_g よりも、量子化エネルギーの分だけ増大する。
すなわち

$$E_g^*(L^*_z) = E_g + (\hbar^2 / 2m_e) (\pi / L^*_z)^2 + (\hbar^2 / 2m_h) (\pi / L^*_z)^2 \quad (4)$$

で与えられる。実際、量子井戸の光吸収スペクトルを調べると、第7図(a)に示すように階段状の特性が現れる。¹⁶⁾ 各段は量子数を異にする量子準位間の遷移に対応するものであり、一連の量子準位の形成を裏付けている。第7図(a)では、透過率が階段的に減少しているが、その先端部分に δ 関数状の吸収ピークが併せて観測される。これは、超薄膜内に閉じ込められた2次元電子と2次元正孔とが相互に引き寄せ合って作る束縛状態(2次元エキシトン)に起因する。この吸収ピークは、第7図(b)に示すように量子井戸内のキャリアを電氣的または光励起により増やすと、消滅する。¹⁷⁾ 従って、光の変調器や、非線形光学材料として利用

第7図 GaAs 量子井戸の光吸収特性(a)とそのキャリア導入(b)および電界(c)による変化。
井戸幅は(a), (b), (c)に対し各々 $L_z = 135 \text{ \AA}$, $120 \text{ \AA}$, $107 \text{ \AA}$ である。
AlGaAs バリヤのAl組成は0.3, 0.3, 0.4である。

(A)従来の
半導体 (B)選択
ドーピング
構造 (C)選択
ドーピング
構造

○ 電子

田 ドナー不純物

表 8 図 変調ドーピングによる電子とドナーの空間分離の原理.

格子部分は n 形 AlGaAs, 斑点部分は GaAs, 中間のハッチ部は AlGaAs スペーサ層.

第10図 変調ドーピング AlGaAs/GaAs ヘテロ接合の電子移動度の温度依存性.
Wsp はスペーサ層の厚さ.

できる^{18,19)}. 電子と正孔とを大量に注入するとレーザ発振を起こす. これらについては §6 で述べる.

量子井戸の界面と垂直に電界 F_z を印加すると, 第 6 図 (b) に示すように, 電子閉じ込めのポテンシャル $V(z)$ の形状が変化する. このため電子・正孔の固有関数が左右に分離されて, (イ) バンド間の光学遷移の確率が減少すると共に²¹⁾, (ロ) 電子と正孔の量子準位 $E_z(n)$ が変化し, 式 (3) に示す実効禁制帯幅 E_g^* が減少する²²⁾. このような効果は, 従来の半導体にも存在するが, 量子井戸の場合, 電子・正孔の分離距離が大きいので, その効果が

数倍から数十倍大きくなる特色がある. これを量子井戸シュタルク効果と呼んでいる. これはまさに波動関数の工学的制御 (wavefunction engineering) の典型的な事例である⁶⁾.

5. 量子マイクロ構造を用いた電子素子

5.1 変調ドーピング構造の高移動度性と FET 応用 (HEMT)

第 8 図 (a) に示すように, ドナーを含む n-AlGaAs と高純度 GaAs からなる多層構造では, 電子とドナー不純物とが空間的に分離されるため不純物散乱が抑制され高い電子移動度が達成できる. この変調ドーピング構造は 1978 年 Bell 研の Dingle らにより示され²⁴⁾, 1979 年には同様の高移動度が第 8 図 (b) に示すような n-AlGaAs と GaAs との単一ヘテロ接合でも達成できることが示された²⁵⁾. 特に, n-AlGaAs と GaAs との間にドナーを含まない AlGaAs をスペーサ層として挿入した構造では, 移動度が飛躍的に高められる (第 9 図参照). スペーサ層 W_{sp} が $300 \text{ \AA}$ では $2 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $750 \text{ \AA}$ では $1 \times 10^7 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ の値が達成されている.

変調ドーピングによる高電子移動度効果を利用して FET を作製する努力は 1979 年の後半から開始された. その試作に最初に成功したのは富士通研究所のグループである. 第 10 図はその構造を示すもので, 前述のヘテロ接合の界面に蓄積された電子の密度を AlGaAs 上に設けた金属ゲート電極に加える電圧で増減させ, 電流を増減させる. こ

第9図 n-AlGaAsとGaAsとの単一ヘテロ接合における超薄膜チャンネル(波線)を利用したFET (HEMT) (a) と電子速度・電界特性(b).

のトランジスタは高電子移動度トランジスタ (high-electron mobility transistor, HEMT), または, 変調ドープトランジスタと呼ばれている²⁶⁾. 電界効果トランジスタの応答速度 (またはスイッチ時間) は, 電子がソース電極から出てドレインに流れ込むのに要する時間 (いわゆる走行時間 τ) が, そのスイッチ時間 τ_{sw} の究極値を決定する. ソースドレイン間の距離 (チャンネル長) を L , 電子の流れの速度を v とすれば, τ は (L/v) に等しい. 速度 v は線形領域では移動度 μ と電界 E の積 μE で与えられるから, HEMTのように移動度を増大させればスイッチ時間は減少する. 実際, $L = 0.3\mu\text{m}$ のHEMTを用いてリング発振器と呼ぶ回路が作製され, 最近では, 5.8 ピコ秒以下で, スイッチ動作することが観測されている. また, マイクロ波領域ではInGaAsをチャンネルとして用いることにより遮断周波数が200 GHz以上のHEMTが試作されている. 但し現実にはHEMTが動作する条件下では, 第10図 (b) のように流れの速度が 10^7 cm/s程度で飽和する効果があり, 移動度に比例して高速性が達成されるわけではない. 特に, 計算機用の回路などでは, 負荷の充放電に伴う応答の流れが支配的な役割を果たしており, 電流駆動力の高いトランジスタ構造の採用が重要となる²⁷⁾.

第11図 量子細線をチャンネルとするFETの諸構造.
(a) は単一エッジ細線を用いたもの
(b) は併列細線FET

5.2 量子細線における散乱制御と量子細線トランジスタ (QWI-FET)

通常のFETの伝導層 (チャンネル) には超薄膜GaAsやSi 反転層が用いられているが, この代替材料として, 多数の併置した量子細線群 (第11図) を用いることが, 1980年筆者によって初めて提案された²⁸⁾. 十分に細い量子細線では, 電子運動のうちの横方向の自由度が消滅して, 頻度の小さな後方散乱以外は許されなくなる. このため, 不純物散乱などの弾性散乱が抑制されて, 低電界での電子移動度が増大し, 電子の加速率が高まり高周波特性が著しく向上する可能性がある. 更に, 細線チャンネル中の電子数を十分に高めた場合, 高電界下の光学フォノンの放出も抑制されて, 飽和速度が上昇することが期待されているため, 超高周波での遮断周波数 f_t や雑音指数などの諸特性が飛躍的に高まる可能性がある⁹⁾.

第12図 表面超格子の基本型(a)とこれを用いたブラッグ反射を用いた量子干渉型FET (b)(c)。

§5-3で述べるように、電子波の干渉効果を用いるFET¹²⁾デバイスがいくつか提案されているが、これらはすべて伝播方向の波の位相差が π の偶数倍となるか奇数倍となるかで電流の制御を図っている。従って、原理的に散乱が少なく単一横モードの量子細線を必要とする。実際、ブラッグ反射を用いる量子干渉FET¹²⁾もマッハ・ツェンダー型の量子干渉FET (Aharonov-Bohmトランジスタ)についても²⁹⁾、横方向に自由度のない量子細線を使用することの必要性が明らかにされている。

5.3 量子干渉による非線型伝導と量子干渉トランジスタ

§3に記したように、複数の障壁を電子がトンネル透過する場合、反射波や透過波が相互に干渉する。このため、特定の波長の波のみ、その透過率（または反射率）が共鳴的に増大する。例えば§3に記した二重障壁ダイオードでは、両端子間に加える電圧の作用で電子を加速し、その平均波長 $\lambda \approx h/m\bar{v}$ を共鳴波長に近づけた場合、電流が流れるが、共鳴電圧以上の領域では負性抵抗が発生する。この量子干渉効果は高周波用ダイオードのみならず、新しいトランジスタの実現にも活用できる。

1975年、筆者は量子干渉トランジスタの初めての例として、第12図に示すものを提案した^{12,27)}。これ

は通常のFETのチャンネルの内部に、周期ポテンシャルを入れ、§3で述べた表面超格子としたものである。ゲート電圧でチャンネル中の電子数を増減させると、電子の運動（フェルミ）エネルギーが増減して電子波長が変わる。これに伴って、周期ポテンシャルと電子波との共鳴関係が制御されるから、電流の大小が決定される。この素子では、①ゲート電圧の増大にともなって電流が一担増大した後に減少する特異な負性相互コンダクタンス特性や、②応答周波数の向上など、魅力的な特性が予測されたが、その一部が検証されつつある³⁶⁾。量子干渉トランジスタとしては、2個のチャンネル（電子導波路）を平行に設け、マッハ・ツェンダー干渉計を用いたもの（アハロノフ・ボームFET）などがある。これらの素子の動作の基本原理としては、二つの経路を経て達する2個の電子波が同位相で加わるか逆位相で加わるかを用いて、電流の増減を制御している。

6. 量子マイクロ構造効果を用いた光デバイス

6.1 量子構造を用いた光変調器

§4で述べたように、量子井戸に垂直電界 F_z を加えると波動関数が分局して、吸収開始波長（吸収端）が赤方に変位（シュタルク効果）する（第

図13(a)

図13(b)

第13図 負性抵抗素子とシュタルク変調器を結合した光双安定素子

7 図 (c)). 禁制帯幅 E_g^* よりもわずかに小さなエネルギーを持つ光子を量子井戸に入射すると、光子は吸収されることなく透過する。この時、量子井戸に電界を加えてシュタルク効果を起こし E_g^* を減少させると、吸収が増大し、透過光強度が減少する。この原理を用いた光変調器は、極めて小型である上に高速動作が可能であるため、有力な光デバイスとしてその発展が期待されている。この効果を用いて 40 GHz で働く優れた光変調器が実現されている²¹⁾。

他方、超格子のように複数の量子井戸内の単位がトンネル効果で結合して全系に広がっている場合には、垂直電界を加えると結合が弱められて、波動関数が個々の井戸に局在化する(ワニヤ局在)。この時、吸収端が短波長方向へ移る(青方変位)ため、別種の光変調器に利用することができる。

さらに半導体の伝導帯へ電子を電氣的または光学的に導入すると、光学遷移の最終状態が占有されてしまうため、光吸収が抑圧され、吸収端は青方へ変位する(パシュタイン・モス効果)(第7 図 (b))。この現象は、注入電子のエネルギー分布を減らすほど顕著になる(第3 図参照)。このため、量子井戸・量子細線・量子箱を活用すると性能が飛躍的に増すことが筆者らによって指摘され、量子井戸については、変調動作が確認されている¹⁹⁾。

上に述べた三つの効果は、吸収特性の変化に留まらず、屈折率の変化も誘起する。これを用いた、変調素子も提案されている。

6.2 非線形光学素子および光双安定素子

<励起子の吸収飽和を利用した素子> § 3 お

よび第7 図 (b) で示したように、量子構造では光吸収に伴って系内にキャリアが導入されると、励起子に伴う吸収が消滅し、これに伴って屈折率も変化を起こす。この過程のスピードは、キャリアの再結合過程で支配されるため、特別な工夫をしない限り、遅くなり10ns~0.5ns 程になる。この現象をファブリペローエタロン共振器の内部に組み込むことにより、低い光量で働く光双安定素子が作られている¹⁸⁾。

<光・電子ハイブリッド型光双安定素子>

前述の量子井戸を用いたシュタルク効果素子と直列に大きな抵抗を接続して作るハイブリッド素子では、両端子間に一定電圧を印加した状態で、光透過特性に双安定性が現れる。量子井戸の励起子吸収波長より短波長の光を入れたとき光吸収によって電流が流れるが、この電流が、直列抵抗に流入して発生させる電圧降下を用いるものである。この状態になると量子井戸に加わるバイアス電圧が低下するため、量子井戸の吸収係数が更に増大し、光電流をますます増加させるため、正のフィードバック作用が生じて量子井戸は不透明となる。この双安定素子はMillerらにより考案され、SEED (Self-Electro-Optical Device) と呼ばれている²³⁾。

筆者らは、§ 3 で述べた共鳴トンネルダイオードのような負性抵抗素子と量子井戸シュタルク効果素子を直列接続して形成されるハイブリッド素子によって、SEED素子とは異なり、量子井戸の透明性が増大する光双安定動作の得られることを示した(第13 図参照)。この素子(BOND)では、

負性抵抗素子の示す大きな非線型性が活用されるため優れた性能が期待される³¹⁾。

6.3 量子井戸・量子細線・量子箱レーザ

半導体のp-n 接合において、中央の活性層に電子と正孔を注入して反転分布を作ると、光学的利得が生ずる。この利得を損失分以上に高くするとともに、光共振器を構成すると、レーザ発振が実現する。一般に注入された電子と正孔のエネルギーは、熱運動により kT の範囲にわたって分布するため、どんな半導体でも、特性波長の前後ある幅 $\Delta\lambda$ にわたって光学利得を示す。このスペクトル幅が狭くできれば、利得は逆比例して高まるので、(a)発振に要する閾値電流と(b)その温度依存性が下がる。この時、変調可能な周波数が高まるなどさまざまな利点の生じることが予測される²⁰⁾。キャリアの熱分布を減らして、光学利得のスペクトル幅を狭くするには、①温度を下げるか②室温でもキャリア運動の自由度の少ない系、即ち§3で述べた量子井戸・量子細線・量子箱を用いればよい³²⁾。第3図はバルクGaAsを寸法 $100\text{ \AA}$ の薄膜、細線・箱にしたときに電子の収容される状態の数をエネルギーの関数として示したものであり、狭いエネルギー領域に電子が収容できることが見てとれよう。実際、量子井戸を活性層に用いることによりバルクGaAsを活性層とするものより高性能のレーザが実現している。

6.4 量子構造を用いた光検出器

量子構造を光検出器材料として活用する試みについて二つの例を紹介する。

＜サブバンド間遷移赤外検出器＞第2図に示すように、量子井戸内では定在波の形状を異にする複数の準位が形成される。例えば、基底準位($n=1$)と第1励起準位($n=2$)とのエネルギー差 E_{12} は、式(2)に示すように、量子井戸の膜厚 L^*_z の2乗に逆比例し、 $L^*_z=90\text{ \AA}$ の時約 120 meV となる。この値は、波長が $10\mu\text{m}$ の光エネルギーに対応するから、材料や L^*_z の選択により、 $3\mu\text{m}\sim 300\mu\text{m}$ の領域の赤外光の照射によって、準位間の遷移を起こすことができる。1977年筆者らは、この遷移に伴って膜と垂直に電流が流れるように超格子構造を設計することにより、光検出器として利用できることを初めて指摘した³³⁾。このためには、超格子の基底準位($n=1$)を量子井戸に局在化させ、光照射で到達する励起準位のみを結晶全体に広がる

裕之

第14図 層状構造の端面の形成法((a)エッチング、(b)選択成、(c)へき開)と端面反転層による量子細線の形成原理(d)

状態にしておけばよい。この方式は、ベルのLevineらにより、その有効性が実証されている³⁴⁾。

＜超格子APD＞アバランシェ増幅を利用した光検出器(APD)において、雪崩増倍領域に超格子(的)構造を用いると増倍過程が電子(または正孔)の一方のみで選択的に強まる。このためAPDの応答速度や雑音特性が改善されるとの指摘が1980年Chinらによってなされ³⁵⁾、最近わが国の研究者らによって実証された³⁶⁾。この改善は、電子(または正孔)の急峻なヘテロ界面にポテンシャルによる選択的加速に基づくもので、量子効果とは異なるが、実用上はきかめて重要な現象といえる。

7. 結びと展望

半導体のサイズが電子の波長オーダーまで小さくなるときに現れる量子効果について、その基礎を述べ、これをエレクトロニクスに活用するための多様なデバイス群を紹介した。これらの中でHEMTや量子井戸レーザなど超薄膜の積層構造を用いたものは、現在のエピタキシー技術が原子スケールの精度を持っているため、ほとんどが実現し、広く活用されるようになってきている。これに対し、量子細線や量子箱など立体量子構造を用いたものは、その有用性が明らかとなってきたものの、その作製技術はまだ満足すべき状態にはない。LSI技術の微細化で開発されてきた(1)種々のリソグラフィ技術を用いる試みがあるが、扱える寸法に制約がある。その解決手段として、(2)積層多重量子井戸の端面に反転層を形成するSakakiらの手法や(第14図)²⁸⁾、(3)傾斜基板上的原子ステップを利

第15図 傾斜基板の原子ステップを利用した局所エピタキシーによる量子細線構造形成の原理(Petroffらによる)(a)とその電子状態(c)。

用したPetroffらの局所エピタキシー手法(第15図)などが³⁷⁾検討されている。これらの研究については、本誌の別論文を参照されたい。これらの手法は未だ未熟な手法であるが、200 Å以下の超構造の形成法としてその可能性が徐々に明らかになりつつある³⁸⁾。今後の研究により、これらの原子操作の技術が駆使できる時代の到来することを期待している。

文 献

- 1) 超薄膜ヘテロ構造と量子効果に関する文献はきわめて多い。本論文では原著論文は第10文献以降極く一部しか引用していないので、以下の文献リストと単行書2～5、総説5～10などを参照されたい。

- 榎裕之, 安藤恒也: 物理学論文選集 224「半導体ヘテロ接合超格子」(榎, 安藤編著, 日本物理学会発行1984年) 127-158 半導体ヘテロ接合超格子—研究の動向と主要論文リスト—
- 2) 江崎玲於奈・榎 裕之編著: “超格子ヘテロ構造デバイス”, 工業調査会(1988)
- 3) 「半導体超格子の物性と応用」(分担執筆)(日本物理学会編培風館発行)
- 4) 岡本紘: 超格子の光物性 コロナ社(1987)
- 5) 小長井誠: 半導体超格子入門 培風館(1987)
- 6) H. Sakaki: Proc. Int. Symp. on Foundation of Quantum Mechanics, 1983, pp. 94-110 (pub. by Phys. Soc. Japan 1984)
- 7) 榎裕之: 応用物理 51(2), 182-191 (1982) “半導体超薄膜および超格子構造の電子物性とその応用”
- 8) 榎裕之: 岩波科学 54(4), 237-245 (1984) および54(6), 351-359 (1984) “量子波動エレクトロニクス—波動関数の設計と制御を用いた新しいデバイス工学の可能性—”
- 9) 榎裕之: 電子情報通信学会誌 72(12), 1404-1411 (1989) “量子マイクロ構造探索の新段階—立体量子構造を中心として—”
- 10) SiMOS FETにおける量子効果に関しては、榎裕之・菅野卓雄: 応用物理 44 (1975) 1131 “SiMOS反転層中における表面量子化と電子伝導”
- 11) L. Esaki and R. Tsu: IBM J. Res. Develop. 14 (1970) 61
- 12) H. Sakaki, K. Wagatsuma, J. Hamasaki and S. Saito: Thin Solid Films 36 (1976) 497 および文献(10)と(27)
- 13) L.L. Chang, K. Esaki and R. Tsu: Appl. Phys. Lett. 24 (1974) 593
- 14) 榎, 文献(2)の第11章とその参考文献およびH. Sakaki, T. Matsusue and M. Tsuchiya: IEEE J. Quant. Electronics 25, (1989) 2498
- 15) N. Yokoyama, K. Imamura, S. Muto, S. Hiyamizu and H. Nishi: Jpn. J. Appl. Phys. 24 (1985) L853

- 16) R. Dingle, W. Wiegmann, and C.H. Henry: Phys. Rev. Lett **33** (1974) 827
- 17) D. A. B. Miller *et al.*: Appl. Phys. Lett. **41**, 679 (1982)
- 18) H. M. Gibbs S. S. Tarny, J. L. Jewell, D. A. Weinberger, K. Ta, A. C. Gossard, S. L. McCall, A. Passner and W. Wiegmann: Appl. Phys. Lett **41**, 221 (1982)
- 19) H. Sakaki, K. Kato and H. Yoshimura: Appl. Phys. Lett **57**, 2800 (1990)
- 20) 例えば荒川泰彦, 文献②の第12章とその文献: Y. Arakawa and A. Yariv: JEEE J. Quantum Electronics GE-22, 1887 (1986)
- 22) 例えば山西正道, 文献②の第13章とその文献.
- 23) D.A.B. Miller, Surf. Sci. **174**, 221 (1987) および T. H. Wood. *et al.*: Appl. Phys. Lett **44**, 16 (1984)
- 24) R. Dingle, H.L. Stormer, A.C. Gossard and W. Wiegmann: Appl. Phys. Lett. **33** (1978) 665
- 25) H.L. Stormer R. Dingle, A.C. Gossard, W. Wiegmann and M.D. Sturge: Solid State Comm. **29** (1979) 705
- 26) T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fujii and K. Nanbu: Jpn. J. Appl. Phys. Lett. **19** (1980) L225 および三村高志, 文献②の第9章.
- 27) H. Sakaki: IEEE J. Quantum Electronic QE **22**, 1845 (1986)
- 28) H. Sakaki: Jpn. J. Appl. Phys. **19** (1980) L735
- 29) S. Datta, *et al.*: Appl. Phys. Lett. **487** (1986)
- 30) K. Ismail, *et al.*: 例えば Appl. Phys. Lett. **52**, 1071 (1988) and *ibid* **54**, 460 (1989)
- 31) H. Sakaki, H. Kurata and M. Yamanishi: Electron Lett **24**, 1 (1988) および H. Kurata M. Tsuchiya and H. Sakaki: Surf. Sci. **228**, 468 (1990)
- 32) Y. Arakawa and H. Sakaki: Appl. Phys. Lett. **40**, 893 (1982)
- 33) L. Esaki and H. Sakaki: IBM Tech. Disclosure Bulletin **20** (1977) 2456
- 34) B.F. Levine, K.K. Choi, C.G. Bethea, J. Walker and R. Malik: Appl. Phys. Lett. **50** (1987) 1092 および *ibid.* **51** (1987) 934
- 35) R. Chin, N. Molonyaki, and G.E. Stillman: Electron. Lett. **16** (1980) 467
- 36) 例えば, 香川俊明, 応用物理 **60**, 140 (1991)
- 37) P.M. Petroff, A.C. Gossard and W. Wiegmann: Appl. Phys. Lett. **45** (1984) 620
- 38) 例えば T. Fukui and H. Saito: Appl. Phys. Lett. **50** (1987) 824, and to appear in Surf. Sci (1992) as Proc. of 5th Int. Conf. on Modulated Semicond - Structures, Nara (1991).