

一次元電子ガス(1DEG)系の半導体デバイスへの応用について

On the Application of One Dimensional Electron Gas (1DEG) Systems to Semiconductor Devices

宇佐川 利幸*・佐和田 明美*・富永 憲一*
Toshiyuki USAGAWA, Akemi SAWADA and Ken-ichi TOMINAGA

われわれが提案している変調ド-プヘテロ接合界面の周期的折り曲げ構造の一次元電子ガス(1DEG)系を半導体デバイスへ応用するという視点で, その特徴や目指すところの解説を試みた。特に新しい量子機能材料の探索開発という側面を強調した。三次元的な人工超格子を製作する新しいツール, 『製造装置』の開発が鍵だと考える。一次元電子ガス(1DEG)系に期待する物性や従来構造の問題点にも言及した。

1. はじめに

L. Esaki による超格子¹⁾の発明から20年, HEMT(高移動度トランジスタ)²⁾の発明から10年, この間, 化合物半導体の電子デバイス, 光デバイスの研究は飛躍的に発展した。周知のように, 電子デバイスではHEMT(高移動度トランジスタ)が, 光デバイスでは, MQW(多重量子井戸構造)半導体レーザ³⁾がすでに実用化している。さらには, 他のヘテロ接合デバイス/超格子デバイス⁴⁾も実用化に向けて着実な努力が続けられている。過去20数年間化合物半導体は, 新しいデバイスコンセプトの温床であり続けた。しかしながら, 工業化という面では10年前に期待されたほどには市場規模が大きくなっていない事も厳しい現実である。理由はいくつか有ると思われるが, 既存のデバイスではどうしても実現できない分野を充分開拓出来ないでいる事や, Siテクノロジーが予想以上の急ピッチで進み, 微細で驚くほど複雑なデバイス構造⁵⁾を作り出せた事などが原因として考えられる。このように, 10年前とは化合物半導体を取り巻く環境は大きく様変わりした。新しい方向を見つけるための模索がしばらく続くと思われる。

ナノメータ(nm)レベルの極微細構造の研究もその方向の一つである。極微細構造の研究は, 半導体の微細化路線に乗ったトレンド研究という側面と新しい量子機能材料の開発という側面を持っている様に思われる。又, デバイス応用を意識した研究⁶⁾は, 低次元系に特有な状態密度の特異性を利用して半導体レーザなどの光デバイスへの応用と, 低次元系に特有な電子/正孔の輸送現象を利用する電子デバイスへの応用に大別できる。大まかな言い方をすれば, 光デバイスは静的な量子効果を

利用し, 電子デバイスは動的な量子効果を利用する。通常のPN接合や超格子構造では, トンネル効果⁷⁾や共鳴トンネル効果⁸⁾等の強い量子効果が, 室温輸送現象として見出され, デバイス⁹⁾や回路¹⁰⁾への応用を目指した研究がなされてきた。しかしながら, 室温において強く現れる特有な量子輸送現象は, 量子細線/量子箱等の世界では見つかっていないのが現状である。そのため, 光デバイスへの応用を意識した研究はデバイスイメージと期待出来るデバイス性能がかなり見えているのに対し, 電子デバイスを意識した研究は, はっきりした方向を見出していないように思われる。つまり, 量子細線/量子箱に特有な強い量子効果やデバイス概念自身を探る段階と思われる。本報告では, 筆者等が最近行っている研究^{11)~14)}を例題にして, 的外れである事を覚悟して一次元電子ガス系の半導体デバイスへの応用について私見を述べてみたい。

2. これまでの研究

2.1 一次元電子(1DEG)系の研究

まず, これまでの発展の歴史について独断と偏見を許してもらって眺めてみよう。一次元電子系に関する電気伝導の研究の歴史は古く, 微細なトランジスタ幅のSi-MOSFETの研究に遡る事が出来る。1980年代前半, 弱局在の問題やホッピング伝導との関係でIBMのWatson研究所¹⁵⁾, AT&TのBell研究所¹⁶⁾, MIT¹⁷⁾を中心に盛んに研究された。細線の寸法が短くなると所謂サイズ量子化のため, 細線断面内のエネルギー準位が離散化しフェルミエネルギーを変えると電気伝導度に, エネルギー準位の離散化を反映した振動¹⁸⁾が観測される。しかしながら, これらの研究は物理としての新しきや面白さを追求したもので, デバイスを意識した研究ではな

* (株)日立製作所 中央研究所

かった。よほどの天才は別にして、極低温でのトランスコンダクタンスに現れる振動現象を旨くデバイスに使ってくれと言われても途方にくれるに違いない。

デバイスを意識した研究は、1980年 H. Sakaki¹⁹⁾により、低温で移動度が飛躍的に増加する可能性が指摘された時点からである。実験的に実証したという報告²⁰⁾もあるが、未だ確定はしていないようである。実際に GaAs/AlGaAs HEMT 構造を用いて、一次元電子 (1DEG) 系を電界効果トランジスタ (FET) へ適用し、デバイスを試作評価した例として NEC の K. Onda など²¹⁾の仕事がある。しかしながら、通常の二次元電子 (2DEG) 系と比べて一次元系に特有な効果やデバイス特性の著しい差異は見いだされていないように思われる。又、本来差異があるべきなのか否か²²⁾については、充分議論し尽されていないように思われる。

基礎物理の他のフィールドでは、半導体におけるポイントコンタクトで電気伝導度の量子化現象²³⁾が見出されたり、アハラノフ・ボーム (AB) 効果の実証²⁴⁾などに刺激されて電子の干渉効果に興味を持たれるようになった。やがて GaAs/AlGaAs HEMT 構造ウェーハに微細加工を施して、一次元電子系を作製評価する方向へ発展していった。GaAs/AlGaAs HEMT 構造は、低温での移動度が高いため電子が干渉出来る距離が長くなり、干渉効果を利用したデバイスの可能性²⁵⁾が議論され、低温、弱電界領域での電気伝導に関する実験データが蓄積しつつある。詳しい内容は、本特集号の T. Ikoma 等の報告に譲る。

2.2 従来の一次元電子 (1DEG) 系の問題点

一次元電子 (1DEG) 系の作製方法は、HEMT 構造ウェーハに微細加工を加えるものと、結晶成長を利用するものに大別できる。

HEMT 構造ウェーハに微細加工を施す方法は、(1)メサエッチングによるもの²⁶⁾、(2)FIB (収束イオンビーム法) により直接パターン形成を行うもの²⁷⁾、(3)スプリットゲート構造と呼ばれるショットキー電極を細い隙間を隔てて対向させるもの²⁸⁾などに分類できる。ここでは、これらの優劣を論じるのではなく、大きな問題点を概説する。尚、Si-MOSFET 構造を用いる一次元電子系の作製方法には、最近面白い報告²⁹⁾もでてきたが省略する。

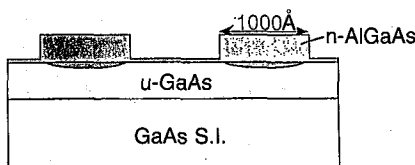


図1 HEMT 構造メサエッチングによる一次元電子系の断面概念図

メサエッチングによる量子細線の概略的イメージを図1に示す。この構造の問題点は、

- (1)HEMT 構造以上の高密度電子系を実現することはできない。さらに、表面空乏層や境界からの閉じ込めポテンシャルの為に、電子線密度 N_{1s} を大きくできない。
- (2)細線を並べた時、キャリアのいない無効領域が大半を占める。
- (3)微細パターンの太さのバラツキが直接反映する。などがあげられる。

一方図2に示す MOCVD 選択成長を用いる方法³⁰⁾は、 SiO_2 などをマスクパターンにして、先ず AlGaAs/GaAs/AlGaAs 量子井戸を形成後、結晶成長のモードを変えて n 型 AlGaAs を成長させ、量子井戸側面に電子を蓄積させるものである。この方法は、量子細線の幅を量子井戸の幅で規定できるので、きわめて微細な一次元電子 (1DEG) 系を実現できる点が優れている。また、リソグラフィによる太さ揺らぎの影響を小さくできる等の長所がある。しかしながら、HEMT 構造以上の高密度電子系を実現することはできない点や無効領域が多くなる点はやはり解決できない。

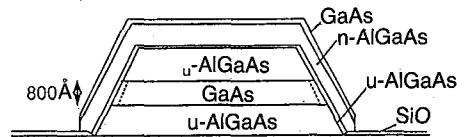


図2 MOCVD 選択成長を用いた一次元電子系の例 (文献30より引用)

3. 期待される効果

一次元電子 (1DEG) 系が関与する輸送特性のうちで、電子波の干渉効果に関する議論は本特集号の他の解説に詳しいので譲り、われわれが、期待している魅力的な現象の予言を二つ紹介したい。

その一つは、【Velocity Runaway】効果^{31), 32)}と呼ばれる中電界 (数 kV/cm) 領域で電子のドリフト速度が大きくなる現象である。一次元系の状態密度の特異性のために、光学フォノンより高いエネルギーを持つ電子は散乱されにくくなる。その結果、電界から得たエネルギーを失いにくくなり、高速のままである。それまで直感的になされていた議論を NEC の T. Yamada と J. Sone³³⁾は、無限障壁を持つ理想化された量子細線 (断面積は $10 \text{ nm} \times 10 \text{ nm}$) の電気伝導性をボルツマン方程式を数値的に詳しく解析 (ただし絶対零度) する事で、【Velocity Runaway】効果が存在し得る事を示した。彼らの得た電子のドリフト速度と電界の関係を図3に引用する。ただし、電子は、第一サブバンドのみに存在し、

サブバンド間隔が光学フォノンのエネルギー Δ (GaAs の場合 35 meV) より十分大きい事が仮定されている。計算機シミュレーションなので、細線中の電子がどこからくるかは考慮しないで、フェルミエネルギー E_f をパラメータにしてボルツマン方程式を解いている。単一バンドだけなら、量子細線単位長さ当たりの電子総数、電子線密度 N_{1s} とフェルミエネルギー E_f とは、

$$E_f = (hN_{1s})^2 / 32m \quad (1)$$

の関係で与えられる。ただし、 h はプランク定数、 m は GaAs 中の電子の有効量である。図 3 に示すシミュレーション結果によれば、フェルミエネルギー E_f が光学フォノンのエネルギー Δ を超えるあたりから、『Velocity Runaway』効果は急激に起こる。たとえば、

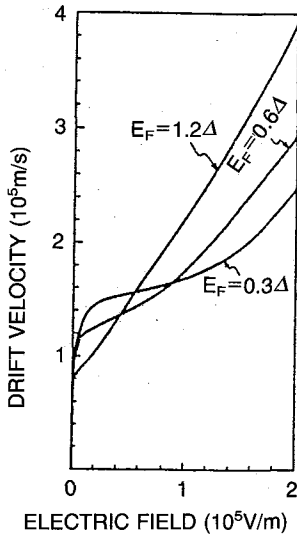


図 3 Velocity Runaway 効果, 電子ドリフト速度と電界の関係 (文献33より引用)

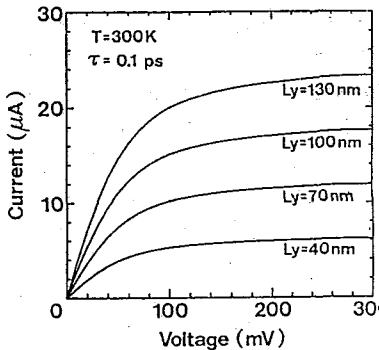


図 4 一次元電子系の高電界領域の電流電圧特性の Wigner 関数によるシミュレーション例 (文献35より引用), ただし, L_y は量子細線の幅を示す

$E_f = \Delta$ (35 meV) の場合、電子線密度 $N_{1s} = 1.6 \times 10^6 / \text{cm}$ であり、細線幅が 10 nm なので、通常の HEMT 構造の二次元電子ガスシート濃度に換算すると $1.6 \times 10^{12} / \text{cm}^2$ となる。この値は、GaAs/AlGaAs HEMT 構造では、実現しづらいが、InGaAs/AlInAs HEMT 構造³⁴⁾では、容易に実現出来る値であることに注意しなければならない。実験的に検証できるためには、

- (1) フェルミエネルギー E_f は光学フォノンのエネルギー Δ より大きくする。
- (2) 電子は、第一サブバンドのみに存在し、サブバンド間隔が光学フォノンのエネルギー Δ より十分大きくするなど

現実の構造で実現しようとすると、かなり厳しい条件をクリアしなければならない。以上は絶対零度での話したが、室温での『Velocity Runaway』効果がもし存在すれば、FET などの高速化への応用が開けてくる。半導体微細構造で見出されている『パリスチック』効果ほど広く知られていないが、量子細線中で期待出来る魅力的な効果の一つである。

最近神戸大学の H. Tsuchiya 等³⁵⁾は、Wigner 関数の方法を一次元電子 (IDEG) 系の輸送特性の解析に導入し、高電界領域までの電流電圧 I-V 特性 (室温; 図 4 参照) を計算してみせた。スプリットゲート構造²⁸⁾を意識したシミュレーションであるが、面白いのは、室温 (300 K) でソースドレイン電圧 $V_{sd} = 100$ mV 程度で電流特性が飽和する。これは一次元電子 (IDEG) 系に普遍的な性質なのか、さらには、飽和電圧 V_{dss} がどのパラメータで律則されているのかが明らかになると面白い。単純な FET に応用しても、ソースゲート抵抗 R_{ag} を極限まで低減できれば、電源電圧を従来の 1/10 以下に出来るので消費電力が低減し、個人情報機器の小型化への道を開く可能性がある。

以上紹介した現象は、電子の『干渉効果』ほどハデではないかも知れないが、デバイスを考える人間には充分面白いと思われる。

4. われわれの立場

二次元電子ガス (2-DEG) の次が一次元電子ガス (1-DEG) というと、何か柳の下にドジョーを狙っているという印象を与えるかも知れない。ナノメートルレベルの極微細構造の研究が新しい量子機能材料の探索開発という側面を持つとすれば、コンセプト的な材料イメージがあるはずで、それは三次元的な人工超格子⁶⁾だと考える。超格子は結晶周期を人工的に設計する道を開いたが、結晶軸の一方のみの設計である。一方、電子や正孔を二次元的 (量子細線) / 三次元的 (量子箱) に超格子により閉じ込めようとするのが、三次元人工超格子である。新しい分野が開ける時は、必ず新しいテクノ

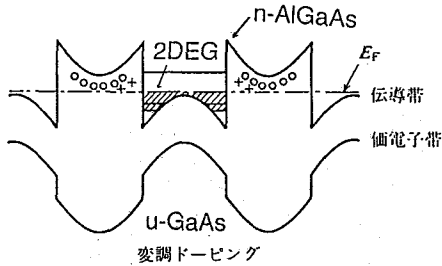


図5 変調ドーピング超格子のエネルギーバンド図 (文献6より引用)

ロジーが付随するはずであるという信念に立つと三次元的な人工超格子は、いまだ開拓の手があまり及ばない、新しい設計の余地が残る処女地に近いと思われる。

超格子/ヘテロ接合系の材料で、AT & T Bell 研究所の R. Dingle の発案になる変調ドーピング構造³⁶⁾ (図5にエネルギーバンド図を示す。バンドギャップの大きい半導体にのみ不純物を添加し、バンドギャップの小さい半導体は高純度に保つ事で、不純物の存在する層とキャリアの走行する層を空間的に分離することができ、高密度高移動度の電子薄膜ができる。)は HEMT の発明を産み、ヘテロ接合材料の基本コンセプトとなっていた事はよく知られている。三次元的な人工超格子においても、何がしかのスタンダード構造があるはずだと漠然と考えていた。電子デバイスへの応用を念頭に置いて、2. 節で述べた従来の一次元電子 (1DEG) 系の三つの問題点を全て解決する方法はないかと考えているうちに、変調ドーピングヘテロ構造の周期的折り曲げ構造というアイデアが浮かび研究に取りかかった。詳しい内容の報告は研究論文^{11)~14)}に譲り、ここでは、基本的な考え方や目指す所に力点を置いて所信を述べてみたい。

5. 変調ドーピングヘテロ接合界面の周期的折り曲げ構造による一次元電子ガス (1DEG) の提案

5.1 アイデアの直感的説明

n型AlzGal-zAs/アンドープGaAs変調ドーピングヘテロ接合界面を折り曲げると電子濃度が高く、同時に細線としてのパッキング密度の高い多重一次元電子ガス (1DEG) 系が実現できないだろうか? というのが素朴な出発点である。

図6に構造の概念図を示す。折り曲げ角度を θ 、ヘテロ接合界面に沿って一周期の長さを λ と定義した。つまり、この定義では折り曲げ周期は $\lambda \sin(\theta/2)$ になる。GaAs部分が凸形である図中A点を中心とする円内では、電子の供給層であるn型AlzGal-zAsが占める面積は、電子の蓄積層であるアンドープGaAsの占める面積に比べて $[2\pi/\theta - 1]$ 倍大きい。そのため、GaAs凸部分には、平らな変調ドーピングヘテロ接合界面

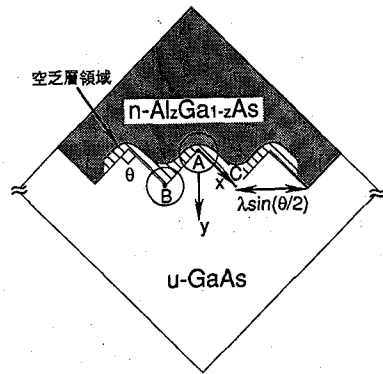


図6 n型AlGaAs/アンドープGaAsヘテロ接合界面の周期折り曲げ構造

(通常のHEMT構造)に比べて高密度の電子が蓄積される事が期待される。一方、GaAs部分が凹形である図中B点を中心とする円内では、面積比は逆に $[2\pi/\theta - 1]$ 倍小さくなる。そのため、GaAs凹部分の電子蓄積密度は低くなると思われる。単純に考えれば、GaAs凸部分の電子密度は、GaAs凹部分の $[2\pi/\theta - 1]^2$ 倍大きくなる事が期待される。次に、ヘテロ接合界面の折り曲げの長さを充分長く (1 cm?) した場合を考えてみよう。この場合、凸部A点と凹部B点の中間地点のヘテロ接合界面に蓄積される電子濃度は、『ヘテロ接合界面の折り曲げ』効果の影響を受けず、平らなヘテロ接合界面の場合と変わらないと予想される。

折り曲げ周期を縮めてくると、ある長さのところで、この『ヘテロ接合界面の折り曲げ』効果の影響を受けない領域が消える臨界長が存在するはずである。この臨界長以下の折り曲げ周期では、高い電子濃度の高密度多重一次元電子ガス (1DEG) 系が実現できるのではないだろうか? というのがアイデアの骨格である。

5.2 構造設計

期待できる電子濃度や臨界長が具体的にいくらになるかは、構造設計の問題であり、デバイスへの応用を考える場合きわめて重要である。たとえば、臨界長が10 nm程度と予想されれば、構造を実際に作成するのは難しい。そこで最終的には実物で証明する必要があるにしても、アイデアを検証するために、先ずHEMT構造の解析で実績のある数値シミュレーション技術³⁷⁾を用いて構造解析を行った。ポアソン方程式を数値的に解くことで、静電ポテンシャル $\Psi(x, y)$ とキャリア密度を求める。その時、(1)電子密度の変化は $\exp(q\Psi/kT)$ で記述される古典的流体近似を用い、(2)ヘテロ接合界面で電子はGaAs/AlGaAs伝導帯の不連続なトビ ΔEc を構造的なポテンシャルとして取り入れる、というものである。シミュレーションに用いた構造断面図は、図6でありX軸とY軸のなす角度は $\theta/2$ となる斜交座標である。

設計方針は、折り曲げ角度 θ を $\pi/2$ に固定し、材料定数は代表的な HEMT 構造の値に固定した。すなわち、折り曲げ周期は $\lambda/\sqrt{2}$ で、n 型 Al_zGa_{1-z}As のドーピング濃度を ND を $1.0 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ 、A1 組成 $z=0.3$ 、アンダー層 GaAs は p 型でドーピング濃度は $1.0 \times 10^{14}/\text{cm}^3$ にとった。

5.2-1 折り曲げ周期依存性

図7に $\lambda=1200\text{\AA}$ を例にした時の、A 点、B 点を通る y 方向のエネルギーバンド図を示す。平坦な n 型 Al_zGa_{1-z}As 界面の場合のバンド図も比較の為に示している。ここではそれぞれのヘテロ接合界面の位置を 0 に設定してある。また、破線はフェルミレベル E_f を表している。図7より n-Al_zGa_{1-z}As 層内に生じる空乏層層厚は、A 点、B 点を通る場合それぞれ約 180\AA 、 400\AA となる。したがってヘテロ接合界面の折り曲げは、平坦なヘテロ接合界面の時に比べて A 点付近では薄く B 点付近では厚くする効果をもたらす事が分かる。図6中の斜線はその空乏層分布を模式的に示している。さらに、GaAs 側ヘテロ接合界面付近のバンドの位置は、A 点を通る場合フェルミレベルに比べてより深くになっていることから、この領域により多くの電子が蓄積することが予想できる。

図8に、 $\lambda=1200\text{\AA}$ の時の GaAs 側の電子密度分布 $n(x, y)$ を示す。高密度な電子が、A 点付近に誘起され、B 点の電子密度に比べて約一桁高くなっている。これは、直感的な議論による予想値 $[2\pi/\theta - 1]^2 = 9$ とほぼ一致する。又、平坦な HEMT 構造の場合のピーク密度は $1.0 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ であるが、それに比べると A 点での値はおおよそ2.5倍高くなっていることが分かる。

図8に述べた電子密度の非一様な効果を調べるため以下に示す局所的なシート密度 $n_{\text{local}}(x)$ と折り曲げ一周期当たりのシート濃度 n_{av} を導入する。

$$n_{\text{local}}(x) = \int n(x, y) dy \quad (2)$$

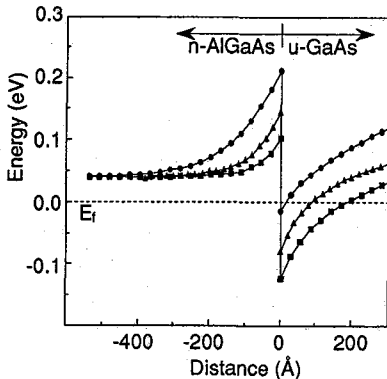


図7 $\lambda=1200\text{\AA}$ の場合のエネルギーバンド図。それぞれA点 (■), B点(●)を y 軸方向に通過する場合、及び平坦な HEMT 構造ヘテロ界面(▲)の場合を示す

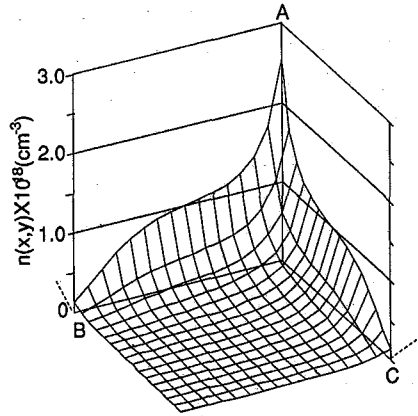


図8 $\lambda=1200\text{\AA}$ の場合の電子密度分布

$$n_{\text{av}} = \int n_{\text{local}}(x) dx / (\lambda/\sqrt{2}) \quad (3)$$

ただし、(2)は GaAs 部分の積分で、(3)は折り曲げ一周期の積分である。(3)式で、実行的な周期が $\sqrt{2}$ 小さくなった分、逆に n_{av} は平坦なヘテロ接合界面にたまるシート濃度に比べて $\sqrt{2}$ だけ大きくなる事が分かる。

図9は $n_{\text{local}}(x)$ の $\lambda=1000, 1200, 2000, 4000\text{\AA}$ とした場合の x 依存性を、図10は n_{av} の λ 依存性を示す。いずれの場合も平坦な HEMT 構造シート濃度 n_{2d} ($= 6.6 \times 10^{11}/\text{cm}^2$) を単位に示してある。 $n_{\text{local}}(x)$ のピーク ($x=0$) 値は λ によらず、平坦な HEMT 構造の場合に比べておおよそ2.5倍高密度になる。又、 x が 0 付近での $n_{\text{local}}(x)$ の高密度領域の振る舞いは、 λ を変えても殆ど変わらない。一方、直感的予想の所で述べた様に、 λ を長くすると $n_{\text{local}}(x)$ には平坦な HEMT 構造の値 n_{2d} に一致する parasitic な領域が現れてくる(図9の $\lambda=4000\text{\AA}$ の場合参照)。そのため n_{av}/n_{2d} は、界面折り曲げの幾何学的効果である $\sqrt{2}$ に近づく。逆に、 λ を短くすると、parasitic な振る舞いをする領域は小さくなり、図9からわかるように、 $\lambda \leq 1200\text{\AA}$ では、 n_{local}

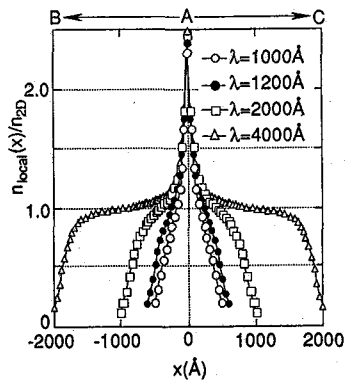


図9 $n_{\text{local}}(x)/n_{2d}$ の x 依存性

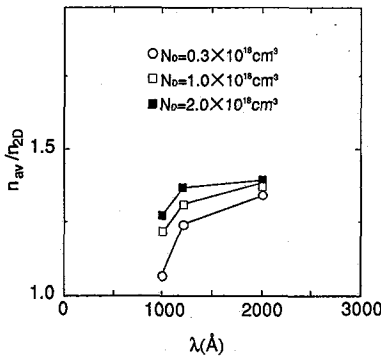


図10 n_{av}/n_{2d} の λ 依存性

(x) は急峻な密度分布となる事が分かる. 一次元電子 (IDEG) 系をあくまで半導体デバイスへ応用するという立場に立てば, parasitic な領域が現れず, キャリヤ総数は多い方が望ましい. したがって, 現在の古典的構造設計の範囲内では, 最適な λ の値は1200Åである. 次に, n 型 A1zGal-zAs のドーピング濃度 ND を変えた場合について検討した結果を説明する.

5.2-2 ドーピング濃度 ND 依存性

n 型 A1zGal-zAs 層内に生じる空乏層はドーピング濃度 ND が薄い程全体的に厚くなり, parasitic な 2 DEG (二次元電子ガス) 領域は現れにくくなって, $n_{local}(x)$ は急峻な分布になると考えられる. 図10をみるとそれを反映して, $ND=0.3 \times 10^{18}/cm^3$ の場合に n_{av}/n_{2d} (n_{2d} は各ドーピングにおけるシート濃度) が $\sqrt{2}$ に一致する λ の値は, 他の ND の場合に比べて長くなっている. 図11に $\lambda=2000\text{\AA}$, A1 の組成比を $z=0.3$ に固定し, ND を 0.3, 1.0, 2.0 ($\times 10^{18}/cm^3$) と変えた時の $n_{local}(x)$ の x/λ 依存性を示す. $n_{local}(x)/n_{2d}$ は, それぞれのドーピング濃度の時の n_{2d} を単位としている. 特徴的なのは, 不純物濃度を変えてもヘテロ接合界面の折り返し効果によって, $n_{local}(x) \geq n_{2d}$ となる高密度領域が常に現れる点である. $ND=2.0 \times$

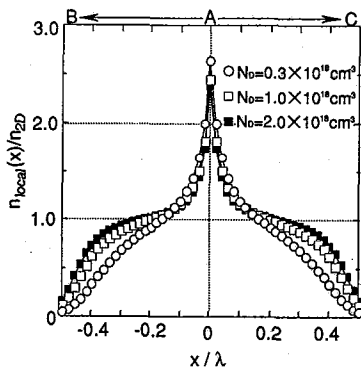


図11 $\lambda=1200\text{\AA}$, $z=0.3$ の場合の $n_{local}(x)/n_{2d}$ の x/λ 依存性

$10^{18}/cm^3$ と濃くした場合には, その高密度領域はおおよそ 50% まで広がる. 逆に $ND=0.3 \times 10^{18}/cm^3$ の場合には parasitic な領域が消えるために, 30% 程度に抑える事ができる. 以上の結果から, $ND=0.3 \times 10^{18}/cm^3$ と薄くすることで, 高電子濃度領域を一次元電子ガス (IDEG) 系として扱う時のヘテロ接合界面の折り返し周期を $\lambda=2000\text{\AA}$ と長く設計する事ができる.

5.3 結果の検討

計算結果をみる限り, 最初の素朴なアイデアやイメージは正しかったように思われる. 現実との対比を考える場合, 折り返し角度 θ はコレクタ構造の作成方法で決まってしまう. たとえば, (100) GaAs 基板に (111) 面を用いてコレクタ構造ができたとする, 界面折り返し角度は $\theta = 7\pi/18$ (70度) である. この場合 GaAs 凸部と凹部では, $[2\pi/\theta - 1]^2 = 17$ 倍の濃度差が期待される. つまり, ここでの計算結果より高い電子濃度を期待できる.

構造設計という観点からは, 現実に行えるヘテロ接合界面の周期的折り返し構造で(1)折り返し角度 θ を変化させた場合や, (2)折り返し角が丸まった場合の影響等を調べる必要がある. さらに, 基本物性の理解には量子力学的計算は必須である. 特に, エネルギー準位構造やバンド構造, フェルミエネルギーが構造パラメータに如何に依存しているか今後明らかにしなければならない.

5.4 デバイスへの応用

われわれが提案している様な構造が実際に結晶成長できるとしてどのようなデバイス応用が期待できるだろうか? 変調ドーピングヘテロ接合界面の折り返し構造による一次元電子ガス (IDEG) 系は, 界面折り返し角度 θ を旨く選ぶと.

- (1)HEMT 構造に比べて, 高密度の電子系 ($\theta = \pi/2$ の場合, 約2.5倍) である.
- (2)HEMT 構造に比べて, 高い電子面密度 ($\theta = \pi/2$ の場合, 約20%高い) を実現できる.
- (3)最先端リソグラフィーでなんとか実現できそう.

という特徴がある. 特に(1)と(2)は, 界面折り返し角度 θ を $\pi/2$ (=90度) より急峻にすればさらに電子密度を高くできると期待される.

これまでの議論はすべて単一のヘテロ接合だが, R. Dingle の変調ドーピング超格子構造へ拡張する事や, 量子細線から量子箱 (この場合 ゼロ次元電子ガス?) の系へ拡張する事も容易である. 今後これらの構造の物性も明らかにしていかなければならないが, 以上の特徴をうまく使うと, 現存する電子デバイスや光デバイスの活性層に適用する道も開けてくる可能性がある. たとえば,

3. 節で述べた『Velocity Runaway』効果を本構造で

実測できるか否かは、フェルミエネルギー E_f の大きさや、エネルギー準位構造やバンド構造に依存するので詳しい解析が必要となる。

5.5 三次元超格子の形成技術

最後に、変調ドーパヘテロ接合界面の周期的折り曲げ構造の実現の可能性を展望してみたい。量子細線/量子箱という言葉は、1982年 P. M. Petroff³⁸⁾ のエッジ細線の研究に始まる。GaAs/AlGaAs 超格子を結晶成長後ホトレジストをマスクにメサエッチングを行い、順メサによるエッジを形成し AlGaAs を再成長させて、エッジ部分に量子細線を形成しようとするものである。MQW (多重量子井戸) 半導体レーザの諸特性を改善する目的で、量子細線/量子箱を半導体レーザの活性層に用いるという着想が、1982年 W. Arakawa と H. Sakaki³⁹⁾ により導入された。最近では量子細線/量子箱の作製方法は、主に半導体レーザに適用するという視点から結晶成長技術からの研究が、非常に活発になっている。たとえば、(1)V溝⁴⁰⁾ 基板や、ノンプレーナ基板⁴¹⁾ 上での結晶成長技術や、(2)プレーナ基板上に電子線描画などで、 SiO_2 の細線をパターンニングし、MOCVD 選択成長法^{30), 42)} を用いる方法などである。これらは、先程のべた三次元人工超格子の形成技術とも言うべきものである。詳しくは、本特集号の Y. Arakawa 等の報告を参照して頂きたい。

変調ドーパヘテロ接合界面の周期折り曲げ構造の実現の可能性という点では、電子線描画と MOCVD (有機金属熱分解法) 選択成長法を組み合わせ、図12に示す様な構造断面図を持つ Y. Arakawa 等⁴²⁾ の GaAs/AlGaAs 量子細線の例がある。この量子細線で GaAs のバルクの値に比べて150 meV も高く量子化エネルギー準位がシフトする事を PL (フォトルミネッセンス) の解析から見出している。この量子細線は、ノンドーパ AlGaAs/GaAs で形成されているが、実用を考える場合、

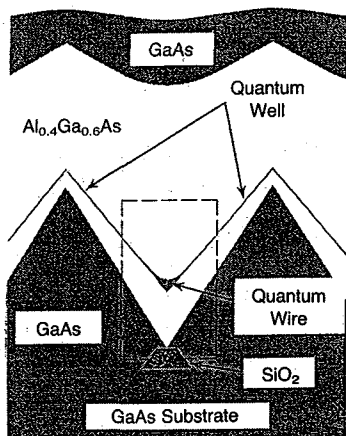


図12 電子線描画とMOCVD選択成長による量子細線断面概念図 (文献42より引用)

基板に SiO_2 が残る事による影響が懸念されるものの AlGaAs をドーピングすることで変調ドーパヘテロ接合界面の周期折り曲げ構造を実現できる可能性がある。

以上説明した様に、これら三次元超格子の形成技術がさらに発展してくれば、変調ドーパヘテロ接合界面の周期的折り曲げ構造による一次元電子 (1DEG) 系も、あながち絵空ごとではなく、現実的応用が開けてくるかもしれない。

6. おわりに

材料研究は、『unknown』を相手にしているため、当初思い描いていたデバイスイメージとは、異なった方向に発展する事がよくある。無論、このことは先導するデバイスイメージを出す事が、無意味である事を意味しない。材料研究を動機づけ、さらには、加速する。ただ、最初の着手は非常に大事で、『筋の善し悪し』が決め手である。極微細構造の研究は、量子細線/量子箱という言葉の魅力とは別に、多くの研究者を引き付ける魅力を持っている。三次元的な人工超格子は、未だ人類が踏み込んだことのない『新材料』であり、何かしら思いもかけない未知との遭遇という『ロマン』を感じさせるからだと思う。

超格子というコンセプトが発案された時には、MBE というキイテクノロジーは、研究開発が始まったばかりであった。しかしながら、超格子の研究がこれほど隆盛になり、工業にインパクトを与えるデバイスが発明されたのも、MBE (分子線エピタキシー) という製造装置の発展によるところが大きい。三次元的な人工超格子の研究が、今後大きく発展するためには、MBE に対応する『筋の良い』製造装置の発展が不可欠と思われる。昔から言い尽くされた事だが、基礎研究からは innovation が産まれる事がある。基礎研究は継続してこそ意味がある。かなり理解が進んできたとは言え量子細線/量子箱は通常の超格子ほど物性の理解が進んでいない。着実に技術を積み上げ、基本的な物性を理論的にも、実験的にも明らかにし、新しいデバイスコンセプトを探索育成する時期だと考える。(1992年12月10日受理)

参考文献

- 1) L. Esaki and R. Tsu: IBM J. Res. Dev. 14 (1970) 61.
- 2) T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fuji and K. Nandu: Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) 1225.
- 3) J. P. van der Ziel, R. Dingle, R. C. Miller, W. Wiegmann and W. A. Nordland, Jr: Appl. Phys. Lett. 26 (1975) 463.
- 4) 例えば、茅野直樹, 中村道治; 「化合物半導体への期待」: 電子情報通信学会誌75巻1992年11月号 pp. 1216-1222 参照.
- 5) 例えば、応用物理61巻 No. 4, 1992年参照.
- 6) 例えば、「半導体超格子の物理と応用」日本物理学会, 培風館, 1984年参照.

- 7) L. Esaki: Phys. Rev. 109 (1958) 603.
- 8) R. Tsu and L. Esaki: Appl. Phys. Lett. 22 (1973) 562.
- 9) 例えば, 日経マイクロデバイス1987年5月号, pp. 63-71.
- 10) 例えば, F. Capasso, S. Sen, F. Beltram, L. M. Lunardi, A. S. Vengurlekar, P. S. Smith, N. J. Shah, R. Malik and A. Y. Cho: IEEE Trans. Electron Devices ED36 (1989) 2065.
- 11) A. Sawada, T. Usagawa, S. Ho and K. Yamaguchi: Extended abstracts of International Conference on Solid State Devices and Materials, Yokohama, 1991年 p. 723.
- 12) A. Sawada, T. Usagawa, S. Ho and K. Yamaguchi: Appl. Phys. Lett. 60 (1992) 1492.
- 13) A. Sawada and T. Usagawa: Extended abstracts of International Conference on Solid State Devices and Materials, Tsukuba, 1992年 p. 756.
- 14) 佐和田明美, 宇佐川利幸: 信学技法 Vol. 319 ED 92-95-105 (1992年11月) pp. 49-54.
- 15) A. B. Fowler, A. Hartstein and R. A. Webb: Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 196.
- 16) W. J. Skopol, L. D. Jackel, E. L. Hu, R. E. Howard and L. A. Fetter: Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 951.
- 17) A. C. Warren, D. A. Antoniadis and H. I. Smith: Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 1858.
- 18) T. Matsuoka, T. Yoshimura, T. Ichiduchi and E. Takeda: Extended abstracts of International Conference on Solid State Devices and Materials, 1990年 p. 369.
- 19) H. Sakaki: Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) L 735.
- 20) K. Ismail, D. A. Antoniadis and H. I. Smith: Appl. Phys. Lett. 54 (1989) 1130.
- 21) K. Onda, F. Nihey, N. Sazoto, M. Kuzuhara, Y. Makino, E. Mizuki and T. Itoh: IEDM Tech. Digest (1989) 125.
- 22) Y. Ando, M. Kuzuhara, K. Onda, N. Samoto and T. Itoh: Extended abstracts of International Conference on Solid State Devices and Materials, 1990年 p. 39.
- 23) B. J. van Wess, H. van Houten, C. W. J. Boonakker, and J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marck and C. T. Foxon: Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 848.
- 24) G. Timp, A. M. Chang, J. E. Cunningham, T. Y. Chang, P. Mankiewich, R. Behringer and R. E. Howard, Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 2814.
- 25) S. Datta, M. Miller and R. Reifenberger: Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2344.
- 26) Y. Ochiai, M. Kawaf: K, Ishibashi, Y. Aoyagi and S. Nannba: Extended abstracts of International Conference on Solid State Devices and Materials, Yokohama, 1991年 p. 374.
- 27) T. Hiramoto, K. Hirakawa, Y. Ie and T. Ikoma: Appl. Phys. Lett. 54 (1989) 2103.
- 28) T. Thornoton, M. Pepper, H. Ahmed, D. Anderws and G. J. Davies: Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 1198.
- 29) 森本 廉, 岡田健治, 幸康一郎, 平井義彦, 宇田川昌治, 第39回応用物理学関係連合講演会, 31-NC-3, (1992年) p. 581.
- 30) 福井孝志, 安藤精後「選択成長を利用した量子細線量子箱の作成」応用物理 61巻1992年, p. 141.
- 31) H. Frohlich: Proc. R. Soc. London, Ser. A172 (1939) 94.
- 32) J. P. Leburton: J. Appl. Phys. 56 (1984) 2850.
- 33) T. Yamada and J. Sone: Phys. Rev. B40 (1989) 6265.
- 34) U. K. Mishra, A. S. Brown, M. J. Delaney, P. T. Greiling and C. F. Kurum: IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques MTT 37 (1989) 1279.
- 35) H. Tsuchiya, M. Ogawa and T. Miyoshi: IEEE Trans. Electron Devices ED39 (1992) 2465.
- 36) R. Dingle, H. L. Stormer, A. C. Gossard and W. Wiegman: Appl. Phys. Lett. 33 (1978) 665.
- 37) H. Mizuta, K. Yamaguchi, M. Yamane, T. Tanoue and S. Takahashi: IEEE Trans. Electron Devices 36 (1989) 2307.
- 38) P. M. Petroff, A. C. Gossard, R. A. Logan and W. Wiegmann: Appl. Phys. Lett. 41 (1982) 635.
- 39) Y. Arakawa and H. Sakaki: Appl. Phys. Lett. 40 (1982) 939.
- 40) K. Kapon, S. Simhony, R. Bhat and D. M. Hwang: Appl. Phys. Lett. 55 (1989) 2715.
- 41) 武部敏彦, 山本梯二, 藤井元忠, 小林規矩男: 「(111) および (110) 面上に置ける MBE 成長」, 応用物理 61 巻, 1992年, p. 145.
- 42) 塚本史朗, 永宗 靖, 西岡政雄, 荒川泰彦, 信学技法 Vol. 92 No. 318, ED 92-84, p. 61-66