



Title	半導体ヘテロ接合における二次元電子ガスの電気的特性およびデバイス応用に関する研究
Author(s)	佐々, 誠彦
Citation	大阪大学, 1989, 博士論文
Version Type	VoR
URL	<a href="https://hdl.handle.net/11094/1073">https://hdl.handle.net/11094/1073</a>
rights	
Note	

*The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA*

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

半導体ヘテロ接合における二次元電子ガスの  
電気的特性およびデバイス応用に関する研究

佐々誠彦

257  
60  
8857

# 目次

第1章	序論	1
1-1	はじめに	1
1-2	歴史的背景	1
1-3	本研究の目的	2
1-4	本論文の構成	4
第2章	GaAs/N-AlGaAs系ヘテロ接合における反転型界面の評価 および二次元電子状態	10
2-1	はじめに	10
2-2	アンドープ反転型界面およびSi選択ドープ反転型界面の評価	11
2-2-1	サンプルの準備	11
2-2-2	測定結果および考察	12
2-3	ダブルヘテロ構造における二次元電子ガス系の電子状態	19
2-3-1	対称ポテンシャル・ダブルヘテロ構造における二次元 電子状態のセルフコンシステントな計算	19
2-3-2	計算結果の考察および実験結果との比較	21
2-3-3	非対称ポテンシャル・ダブルヘテロ構造における二次元 電子状態	24
2-4	選択ドープ・ダブルヘテロ構造のデバイスへの応用	27
2-4-1	最適な素子構造の検討	27
2-4-2	素子構造および特性	30
2-5	まとめ	31
第3章	プレーナ・ドーピング(PD)による二次元電子ガスの高濃度化	35
3-1	はじめに	35
3-2	プレーナ・ドーピングによるGaAsへの高濃度ドーピング	35
3-2-1	通常のドーピング法における問題点	35
3-2-2	プレーナ・ドーピングについて	37
3-2-3	プレーナ・ドーピング一面あたりのドーピング特性	38
3-2-4	多層構造による高濃度層の形成	41
3-3	GaAs/AlAs超格子のバンド構造の評価	42
3-3-1	試料構造の検討	42
3-3-2	実験結果および検討	44
3-4	プレーナ・ドープGaAs/AlAs超格子のHEMTへの応用	47
3-4-1	試料の構造および作製	47
3-4-2	電気的特性の評価	48
3-5	プレーナ・ドープGaAs/AlAs QW構造のデバイス応用	49
3-5-1	試料の作製	49
3-5-2	素子特性の評価結果	51
3-6	まとめ	51

第4章	InGaAs/N-InAlAs 系ヘテロ構造中の電子状態および輸送特性	55
4-1	はじめに	55
4-2	InGaAs/N-InAlGaAs 系二次元電子ガスの電子状態	57
4-2-1	電子状態の計算	57
4-2-2	計算結果および考察	59
4-3	InGaAs/N-InAlGaAs 系二次元電子ガスの低電界特性	61
4-3-1	試料の作製	61
4-3-2	電子濃度の測定結果および計算値との比較	63
4-3-3	低電界移動度の測定	65
4-4	InGaAs/N-InAlAs 系二次元電子ガスの高電界特性	67
4-4-1	試料の作製	67
4-4-2	実験の方法	68
4-4-3	実験結果および考察	69
4-5	InGaAs/N-InAlAs 系HEMTのデバイス特性	71
4-5-1	はじめに	71
4-5-2	評価用素子の作製	72
4-5-3	素子特性の評価	73
4-6	まとめ	74
第5章	歪み層チャネルInGaAs/N-InAlAs 系二次元電子ガスの電気的特性 およびデバイス特性	78
5-1	はじめに	78
5-2	歪み層チャネルInGaAs/N-InAlAs ヘテロ構造における二次元 電子ガスの低電界特性	79
5-2-1	試料の作製	79
5-2-2	伝導帯不連続値からの二次元電子濃度の見積もり	81
5-2-3	実験結果および考察	82
5-3	素子特性の評価	86
5-3-1	評価用素子の作製	86
5-3-2	素子特性の評価結果および考察	86
5-4	まとめ	90
第6章	結論	93
	謝辞	96
付録1	磁場中における二次元電子の状態	102
付録2	二次元電子状態のセルフコンシステントな計算	107
付録3	パラメータ $N_{dep1}$ について	112

## 第1章 序論

### 1-1 はじめに

半導体の微細加工技術、とくに集積回路技術の飛躍的な発達によるコンピュータの性能向上により現在の高度情報化社会が実現され、さらに緻密な情報ネットワークの実現へと進んでいる。この大きな流れの原動力となっているコンピュータの高性能化は半導体メモリの高集積化による主記憶メモリの大容量化とCPUを構成するスイッチング素子の高速化によっている。微細化による集積度の向上だけでなく、動作の高速化が同時に達成されていることが半導体集積回路の大きな特徴である。こうして現在では研究室レベルで16MBから64MBのDRAMの開発が行われている。一方情報伝達の手段も伝達すべき情報量の増大にともないマイクロ波や光ファイバーを使った情報密度の高い通信手段へと移行しており、その周波数はギガヘルツ帯に到っている。そしてさらに高度な情報通信網を実現するためにより高速なデバイスが必要とされている。

このような状況下で現在半導体素子は発光・受光素子以外はほとんどがSiによって作られている。ところが材料物性的にはSiは必ずしも高速デバイス用材料として最適なものではない。一方、Ⅲ-V族化合物半導体は多くのものが直接遷移型のバンド構造を持つなど高速デバイス用材料としてSiにはないいくつかの特徴をもっており、超高速デバイスとしてGaAsショットキーゲートトランジスタ(MESFET)やGaAs/AlGaAs系ヘテロ接合を利用したヘテロバイポーラトランジスタ(HBT)さらに高電子移動度トランジスタ(HEMT)などが開発されている。しかしながら高速素子への要求はとどまることなく、さらに高速・高性能の素子の開発が望まれている。そのためにさらに優れた高速デバイス用材料の開発および材料の特性を十分に活かすことのできる素子構造の開発がこれまでも増して重要となってきている。

### 1-2 歴史的背景

デバイスの特性を左右する最も基本的な要素は使用する材料のバンド構造である。代表的な化合物半導体であるGaAsは直接遷移型のバンド構造を有し、電子の移動度が高いことから半導体レーザ用材料として、またSiに代わる高速デバイス用材料として研究が行われてきた。高速デバイス用材料としてのGaAsの特徴は直接遷移型のバンド構造に起因する高い電子移動度である。そしてSi-MOSFETに対応する素子としてショットキーゲートによる

電界効果トランジスタが開発され<sup>1,2)</sup>、またバイポーラトランジスタでは、ヘテロ構造を利用することにより大幅に特性が改善されるというH. Kroemerの動作解析に基づいて<sup>3)</sup>、AlGaAsとのヘテロ接合を利用したヘテロバイポーラトランジスタが開発されている。

ヘテロ構造（さらに進んで超格子構造）が形成できることが化合物半導体のもうひとつの大きな特徴である。1970年IBMの江崎らによって超格子構造による負性抵抗素子が提案され<sup>4)</sup>、それにともなって原子層レベルで変化するような構造を成長するための結晶成長法としての分子線結晶成長法（MBE法）も発達していった。ヘテロ構造や超格子構造によるバンド構造の変調は単一の材料では実現できない様々な可能性をもたらした。ダブルヘテロ構造により初めて達成された室温連続のレーザ発振<sup>5)</sup>や二重障壁構造による負性抵抗特性の実現<sup>6)</sup>はその好例であろう。さらにBell研のR. Dingleらによる変調（選択）ドーピングの技術により、GaAsとN-AlGaAsとの超格子構造においてGaAs層に高移動度の二次元電子ガスが形成されることが見出された<sup>7)</sup>。三村らはこの高移動度の二次元電子に着目し、これをチャンネルとした単一ヘテロ構造の電界効果型素子を提案した<sup>8)</sup>。これが高電子移動度トランジスタ（HEMT）である。その後結晶成長技術の進歩によりGaAs/N-AlGaAs系ではほぼ理想的な二次元電子ガス層が形成可能となり、その移動度は $2 \times 10^6$  cm<sup>2</sup>/Vsを越えるものが得られるようになった<sup>9,10)</sup>。そしてGaAs/N-AlGaAs系ヘテロ構造は高速デバイス用材料としてだけでなく、理想的な二次元電子系として量子ホール効果<sup>11,12)</sup>やそれに関連する弱局在の問題<sup>13)</sup>など基礎的な物理の研究対象として広く研究されている<sup>14-18)</sup>。

### 1-3 本研究の目的

すでに述べたように分子線結晶成長法あるいは有機金属熱分解法（MOCVD法）などの結晶成長法の発達によって、GaAs/N-AlGaAsを使ったHEMT用の結晶ではヘテロ構造を形成する各層の膜厚などがほぼ設計どおりに結晶成長できるようになったといえる。しかし素子の評価が進むにつれて、材料に起因する様々な問題点が明らかになってきた。高速デバイスとして非常に重要なパラメータのひとつである電流駆動能力はHEMTの場合ヘテロ界面に形成される二次元電子ガス濃度によってきまる量である。ところがヘテロ界面における伝導帯の不連続値が十分に大きくないことや、電子供給層のドーピング濃度がそれほど高くできないことなどから、素子のチャンネル層を形成する二次元電子ガス濃度は

$1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 程度で飽和してしまう (図 1-1 (a), (b))。また電子供給層の N-AlGaAs 層

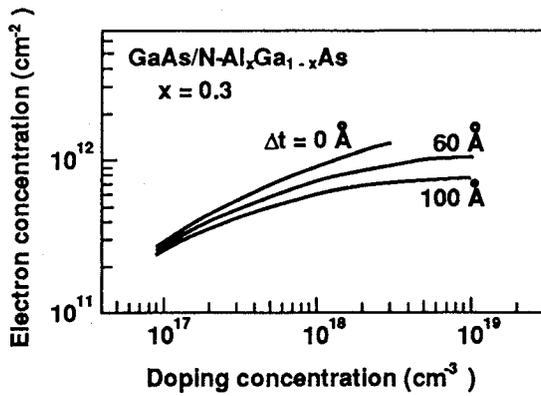


図 1-1. (a) 二次元電子ガス濃度と電子供給層のドーピング濃度との関係を計算したもの。スペーサ層厚,  $\Delta t$ , を薄くするに従い電子濃度は増加するが, ドーピング濃度が高くなると飽和する傾向が見られ, 最大でも  $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 程度である

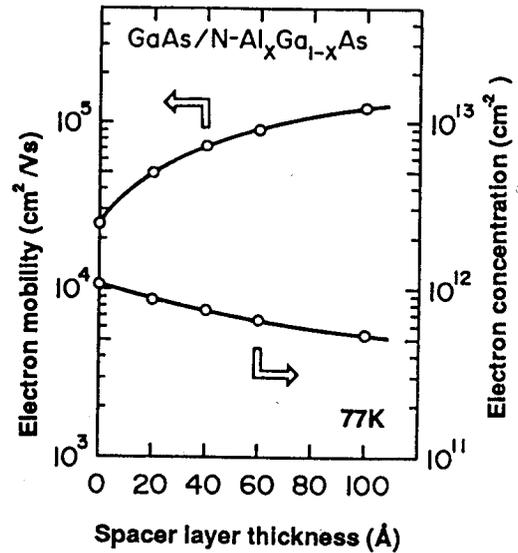


図 1-1. (b) 電子供給層のドーピング濃度が  $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  の場合の二次元電子濃度のスペーサ層厚依存性  $\Delta t = 0 \text{ \AA}$  で  $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 程度である

中にドナー不純物により形成される DX センターと呼ばれる深い不純物準位が存在するため、特に低温において電流が時間とともに減少するなど素子特性が不安定になるという現象がいくつか報告されている<sup>19, 20)</sup>。

また HEMT のように伝達コンダクタンスの高い素子では、コンタクト抵抗や素子に寄生する抵抗によって本来持っている特性を十分に引き出すことができなくなる。それは素子本来の真性伝達コンダクタンスを  $G_{m0}$  とし、寄生抵抗分を含めたコンタクト抵抗を  $R_c$  で表すと実際に観測される伝達コンダクタンス  $G_m$  が次の式で与えられるためである。

$$G_m = \frac{G_{m0}}{1 + R_c G_{m0}} \quad (1-1)$$

この問題を解決するために従来の HEMT の電子供給層とチャネル層を逆にしたいいわゆる反転型構造が提案されているが、この構造では選択ドープ構造に特有の低温における移動度の増大が観測されていないという重要な問題が残されている。

筆者はこのような問題点を解決する上で、またより進んだ素子構造を設計する上でヘテ

ロ構造中における二次元電子ガスの電子状態を明らかにし、輸送特性に関する知見を得ることが本質的であると考え、二次元電子ガスのセルフコンシステントな計算を行うことにした。

HEMTの高速動作の限界はまたGaAsおよびヘテロ構造のバンド構造にも大きく依存している。GaAsでは伝導帯の $\Gamma$ 点とL点のエネルギー差が0.3 eV程度とそれほど大きくないために電子の飽和速度もあまり高くない。また素子の中では電子は非常に高いエネルギーまで加速されるためにヘテロ界面を越えてAlGaAs層へ入り込む場合がある<sup>21, 22)</sup>。そのような現象は素子の安定な動作や高速性を妨げるものである。

この問題に対してはさらに電子の輸送特性の優れた材料系を検討することにした。一般的にバンドギャップの狭い（～格子定数の大きい）半導体ほど電子の有効質量は軽く、移動度も高くなる。従ってそのような指針に従うとGaAsからInGaAsさらにはInAs・InSbへと周期率表の下の方の元素からなる半導体へ移ることになるがバンドギャップが余り狭いものでは室温動作が不可能となるだけでなく素子と素子の分離にも困難が生じる。そこで室温動作に重点をおいてInP基板に格子整合するInGaAs/N-InAlAs系ヘテロ構造を検討することにした。InGaAsは室温で高い移動度を示すだけでなく、 $\Gamma$ 点とL点のエネルギー差が0.5 eV以上<sup>23)</sup>と大きく電子の飽和速度が高い<sup>24)</sup>という特徴がある。さらにInGaAsのバンドギャップは0.76 eVで光ファイバーの損失が最も少ない1.3～1.5 $\mu$ mの波長領域をカバーする光素子を構成することが可能である。また同じくInP基板に格子整合する光素子（InP/InGaAsP半導体レーザ等）と電子デバイスを集積化するOEIC用の材料としても整合性のとれた魅力ある系である。

以上では基板と格子整合する材料系についてのみ考慮してきたが、格子定数が多少基板とずれていてもある膜厚以内であれば良質なヘテロ構造が形成できる<sup>25)</sup>ことを利用し、歪みを積極的に活用してさらに輸送特性を改善することがGaAs/N-AlGaAs系のHEMTで試みられている<sup>26, 27)</sup>。筆者らはInGaAs/N-InAlAs系において歪み層の導入を検討し、バンド構造に及ぼす歪みの影響を考慮して、素子応用への検討を行った。

#### 1-4 本論文の構成

本章に引き続いて、第2章ではGaAs/N-AlGaAs系においてN-AlGaAs層の上に二次元電子ガス層を形成するGaAs層を成長したいわゆる反転型ヘテロ界面を有する選択ドープ構造に

において良好な電気的特性が得られない原因について実験的に検討し、選択ドーピング反転型界面における結晶成長中のSiの拡散が重要な要因であることを明らかにするとともに結晶成長中のSiの拡散を抑えることにより反転型構造においても高い二次元電子移動度がえられることを示す<sup>28)</sup>。また二次元電子ガス濃度のセルフコンシステントな計算を行い、二次元電子の電子状態を明らかにするとともに、反転型界面におけるSi原子の拡散長が約60Å程度であることを示す<sup>29)</sup>。さらにここで用いた選択ドーピング量子井戸構造(ダブルヘテロ構造)においては単一ヘテロ構造に比べて2~3倍高い二次元電子ガス濃度が得られることを示し、このような構造を利用することにより高い電流駆動能力を持つHEMT素子が実現できることを示す。

第3章では二次元電子ガスのデバイス応用面から超格子構造を利用して電子濃度を増大させる方法についての検討を行う。はじめにプレーナ・ドーピング<sup>30)</sup>技術が通常のドーピング法にくらべて高濃度GaAs層の形成に極めて有効な方法であることを示し、次にGaAs/AlAs超格子構造<sup>31, 32)</sup>のバンド構造を評価し、構造の最適化とプレーナ・ドーピングの併用により深い不純物準位の形成を伴うことなく高濃度の二次元電子ガス層が形成できることを示す。<sup>33)</sup>そして最後に本構造を利用したプレーナ・ドーピング超格子電子供給層を有するHEMT<sup>33)</sup>および単一量子井戸構造を利用したデバイス応用例について示す。<sup>34)</sup>

第4章以降では上述のGaAs/N-AlGaAs系に比べ、より優れた電子の輸送特性をいくつか有すると思われるInGaAs/N-InAlAs系ヘテロ構造に関して検討する。まず二次元電子系の電子状態についての計算を行い従来のGaAs/N-AlGaAs系に対して高い二次元電子濃度が得られることを示す。次いで低電界での二次元電子ガスの電気的特性の評価をいろいろな成長パラメータを変えて行い、従来の系に比べて3~4倍高い二次元電子ガス濃度が得られることを実験的に確認する。<sup>35, 36)</sup>さらにデバイス応用上非常に重要な二次元電子ガスの高電界での輸送特性についての評価を行い、従来のGaAs/N-AlGaAs系の結果と比較して、室温のみならず低温においても優れた輸送特性を有し、HEMT応用上優れた材料系であることを示す。<sup>37, 38)</sup>

第5章では前章で検討したInGaAs/N-InAlAs系二次元電子ガスの電気的特性をさらに改善するために、チャンネル層としてInP基板に格子整合するものとそれよりInAs組成の大きいInGaAsを用いた歪み層チャンネル構造の評価結果を示す。その結果歪みによる転移が発生しない範囲では移動度および二次元電子ガス濃度ともに増加することを示すとともに、二

次元電子ガス濃度に及ぼす組成比の変化および歪みの影響を考慮した計算を行い実験結果が良く説明できることを示す。最後にこの歪み層チャネル構造を利用してデバイスを作製し、歪み層構造での電子の飽和速度の増加により、デバイス特性が改善されることを明らかにする。<sup>39)</sup>

第6章では本研究による成果をまとめ結論とする。

## 本章の参考文献

- 1) C.A. Meed: Proc. IEEE 54, 307 (1966).
- 2) W.W. Hooper and W.I. Lehrer: Proc. IEEE 55, 1237 (1967).
- 3) H. Kroemer: Proc. IRE 45, 1535 (1957).
- 4) L. Esaki and R. Tsu: IBM J. Res. Develop. 14, 61 (1970).
- 5) I. Hayashi, M.B. Panish, P.W. Fay, and S. Sumski: Appl. Phys. Lett. 17, 109 (1970).
- 6) L.L. Chang, L. Esaki, and R. Tsu: Appl. Phys. Lett. 24, 593 (1974).
- 7) R. Dingle, H.L. Stormer, A.C. Gossard, and W. Wiegmann: Appl. Phys. Lett. 33, 665 (1978).
- 8) T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fujii, and K. Nanbu: Jpn. J. Appl. Phys. 19, L225 (1980).
- 9) S. Hiyamizu, J. Saito, K. Kondo, T. Yamamoto, T. Ishikawa, and S. Sasa: J. Vacuum Sci. Technol. B3, 585 (1985).
- 10) J.H. English, A.C. Gossard, H.L. Stormer, and K.W. Baldwin: Appl. Phys. Lett. 50, 1826 (1987).
- 11) K. von Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper: Phys. Rev. Lett. 45, 494 (1980).
- 12) D.C. Tsui, H.L. Stormer, and A.C. Gossard: Phys. Rev. Lett. 48, 1559 (1982).
- 13) H. Aoki and H. Kamimura: Solid State Commun. 21, 45 (1977).
- 14) T. Takamasu, S. Komiyama, S. Hiyamizu, and S. Sasa: 18th Int. Conf. on Phys. of Semicon. (Stockholm, 1986) 433, World Scientific.
- 15) S. Komiyama, T. Takamasu, S. Hiyamizu, and S. Sasa: Solid State Commun. 54, 479 (1985).

- 16) T. Takamasu, S. Komiyama, S. Hiyamizu, and S. Sasa: 19th Int. Conf. on Phys. of Semicon. (Warsaw, 1988)
- 17) H. Hirai, S. Komiyama, S. Hiyamizu, and S. Sasa: 19th Int. Conf. on Phys. of Semicon. (Warsaw, 1988)
- 18) S. Komiyama, H. Hirai, S. Sasa, and S. Hiyamizu: submitted to Phys. Rev. Lett.
- 19) R. Fischer, T.J. Drummond, J. Klem, W. Kopp, T.S. Henderson, D. Perrachione, and H. Morkoc: IEEE Trans. Electron Devices *ED-31*, 1028 (1984).
- 20) A. Kastalsky and R.A. Kiehl: IEEE Trans. Electron Devices, *ED-33*, 414 (1986)
- 21) K. Hess, H. Morkoc, H. Shichijo, and B.G. Streetman: Appl. Phys. Lett. *35*, 469 (1979).
- 22) T.H. Glisson, J.R. Hauser, M.A. Littlejohn, K. Hess, B.G. Streetman, and H. Shichijo: J. Appl. Phys. *51*, 5446 (1980).
- 23) K.Y. Cheng, A.Y. Cho, S.B. Christman, T.P. Pearall, and J.E. Rowe: Appl. Phys. Lett. *40*, 423 (1982).
- 24) S. Bandy, C. Nishimoto, S. Hyder, and C. Hooper: Appl. Phys. Lett. *38*, 817 (1981).
- 25) J.W. Matthews and A.E. Blakeslee: J. Cryst. Growth *27*, 118 (1974).
- 26) J.J. Rosenberg, M. Benlamri, P.D. Kirchner, J.M. Woodall, and G.D. Pettit: IEEE Electron Device Lett. *EDL-6*, 491 (1982).
- 27) L.D. Nguyen, W.J. Schaff, P.J. Tansker, A.N. Lepore, L.F. Palmateer, M.C. Foisy, and L.F. Eastman: IEEE Trans. Electron Devices *ED-35*, 139 (1988)
- 28) S. Sasa, J. Saito, K. Nanbu, T. Ishikawa, and S. Hiyamizu: Jpn. J. Appl. Phys. *23*, L573 (1984).
- 29) S. Sasa, J. Saito, K. Nanbu, T. Ishikawa, S. Hiyamizu, and M. Inoue: Jpn. J. Appl. Phys. *24*, L281 (1985).

- 30) S. Sasa, S. Muto, K. Kondo, H. Ishikawa, and S. Hiyamizu: Jpn. J. Appl. Phys. 24, L602 (1985).
- 31) S. Sasa, K. Kondo, H. Ishikawa, T. Fujii, S. Muto, and S. Hiyamizu: Surf. Sci. 174, 433 (1986).
- 32) K. Imanishi, H. Fujimoto, T. Nakazawa, K. Taniguchi, C. Hamaguchi, and S. Sasa: 19th Int. Conf. on the Phys. of Semicon. 1988.
- 33) S. Hiyamizu, S. Sasa, T. Ishikawa, K. Kondo, and H. Ishikawa: Jpn. J. Appl. Phys. 24, L431 (1985).
- 34) K. Hikosaka, S. Sasa, and Y. Hirachi: Electron. Lett. 22, 1240 (1986).
- 35) Y. Nakata, S. Sasa, Y. Sugiyama, T. Fujii, and S. Hiyamizu: Jpn. J. Appl. Phys. 26, L59 (1987).
- 36) S. Hiyamizu, T. Fujii, S. Muto, T. Inata, Y. Nakata, Y. Sugiyama, and S. Sasa: J. Cryst. Growth 81, 349 (1987).
- 37) S. Sasa, Y. Nakata, T. Fujii, and S. Hiyamizu: Inst. Phys. Conf. Ser. 91, 407 (1988).
- 38) K. Hikosaka, S. Sasa, N. Harada, and S. Kuroda: IEEE Electron Device Lett. 9, 241 (1988).
- 39) S. Sasa, Y. Nakata, Y. Sugiyama, T. Fujii, and E. Miyauchi: J. Cryst. Growth 95, 189 (1989).

2-1 はじめに

GaAs/N-AlGaAs 選択ドーピングヘテロ構造を利用したHEMTは通常二次元電子ガス層（チャネル層）が形成されるGaAs層の上に電子供給層となるN-AlGaAs層を有する構造（以後これを通常型構造と呼ぶ）が使用されている。ところでHEMTのように真性伝達コンダクタンスの高い素子になればなる程その特性を引き出すために良好なオーミックコンタクトを形成する必要がある。それは素子本来の真性伝達コンダクタンスを $G_{m0}$ とすると実際に観測される伝達コンダクタンス $G_m$ が素子のコンタクト抵抗（および全ての寄生抵抗分を含んだもの）を $R_c$ とすると次のように表されるためである。

$$G_m = \frac{G_{m0}}{1 + R_c G_{m0}}$$

そのためHEMTの素子構造を考える場合にも、電極から二次元電子層へのコンタクトという意味では、大きなバンドギャップを有するAlGaAs電子供給層を通してコンタクトをとる通常型構造に比べて、AlGaAs層の上にチャネル層となるGaAs層が存在する構造（以後これを反転型構造と呼ぶ）は良好なオーミックコンタクト形成の上から魅力的な構造である。しかしながらこれまでは反転型の選択ドーピング構造では高い移動度を有する二次元電子ガス層が形成されたという報告はなされていない。その原因としては通常型構造に比べ反転型構造ではヘテロ界面の品質が悪いためだと指摘されている。具体的には反転型界面における数原子層の凹凸のための界面ラフネス散乱によって移動度が低下するためだとする主張である<sup>1)</sup>。またこれとは別の理由として反転型界面への残留不純物の蓄積によるものであるとも言われている<sup>2)</sup>。しかしながらこれらの説も決定的なものではなく、いまだ明確な説明はなされていない。

そこで本章ではまず反転型構造において高い移動度が得られない原因について調べ、それが反転型界面におけるドーパント(Si)のだれによるものであることを示す。そしてSiのだれを抑制する構造をとることにより、反転型構造においても高い二次元電子移動度が得られることを示す<sup>3)</sup>。続いてこの実験に用いたダブルヘテロ構造の試料で得られた電気的特性を詳しく理解するために二次元電子の電子状態を数値計算によりセルフコンシステン

トに解きダブルヘテロ構造中の二次元電子の電気的特性および電子状態に関するいくつかの知見を得るとともに、反転型界面におけるSiのだれの定量的な評価を試みる<sup>4)</sup>。最後にこのダブルヘテロ構造で高い二次元電子濃度を得られることに着目して、デバイスへの応用例としてパワー増幅用の素子を念頭において素子構造の最適化も含めて検討した結果について述べる<sup>5)</sup>。

## 2-2 アンドープ反転型界面およびSi選択ドーピング反転型界面の評価<sup>3)</sup>

### 2-2-1 サンプルの準備

はじめに、反転型界面の評価を行うための評価用サンプルの構造を決定するために、評価の方法を検討する必要がある。評価方法として考えられるものとしては、透過型電子顕微鏡(TEM)写真による直接的な方法の他、フォトルミネッセンス(PL)等の光学的な方法およびホール測定等の電気的な評価法がある。TEM像による評価は界面のラフネスを評価する方法としては直接的であり有効であるが、そのラフネスの程度が二次元電子ガスの移動度に及ぼす影響についての定量的な議論が難しいこと、および不純物に関しては全く情報が得られない、等の欠点がある。PLによる評価も一般的な方法であり界面のラフネスや不純物の拡散についても(不純物がAlGaAs中からGaAs中にまで拡散してくれば)ある程度の情報が得られるものと思われる。しかしここでは電子に対する散乱体の原因をつきとめるという意味からも高移動度の二次元電子ガス自身を散乱体に対するプローブとして用いることが最も有効であると思われる。即ち通常型の二次元電子は77Kまで冷却することによって $10^5$  cm<sup>2</sup>/Vs程度の高い移動度を示す<sup>6)</sup>ため何らかの散乱体が近くに存在すればその移動度が低下し、散乱体を敏感に検出することができるためである。

ここでは低い移動度の原因が界面のラフネスによるものかあるいは不純物によるものを調べるために図2-1(a), (b)に示したような二種類の構造を使用した。図の(a)の構造は通常のHEMT構造の下にアンドープの反転型界面を有する構造で界面ラフネスの効果を調べるための構造である。また(b)は不純物の効果を調べるためのSiを選択ドーピングした反転型界面を有する構造である。これらのサンプルは分子線結晶成長法(MBE法)により作製した。結晶成長の温度は約680℃、成長速度はGaAs層で約1μm/hである。層構造は図に示したように、半絶縁性GaAs(001)基板の上にGaAsバッファ層0.4μm、反転型界面を構成するためのAlGaAs層0.1μm、GaAs量子井戸層(L)、アンドープAlGaAsスペーサ層60Å、およ

びSiドープN-AlGaAs電子供給層 0.1 $\mu$ m、から成っている。二つの構造で異なる点は基板側のAlGaAs層の一部(200Å)にn型ドーパントのSiがドープされているかいないかだけである。また量子井戸層の幅Lはパラメータとしてアンドープの構造では100Å~3000Å、Siドープの構造では60Å~1000Åまで変化させた。またこのパラメータLは大まかにプローブの二次元電子ガス(上側)と反転型界面の距離とも見なすことができる。

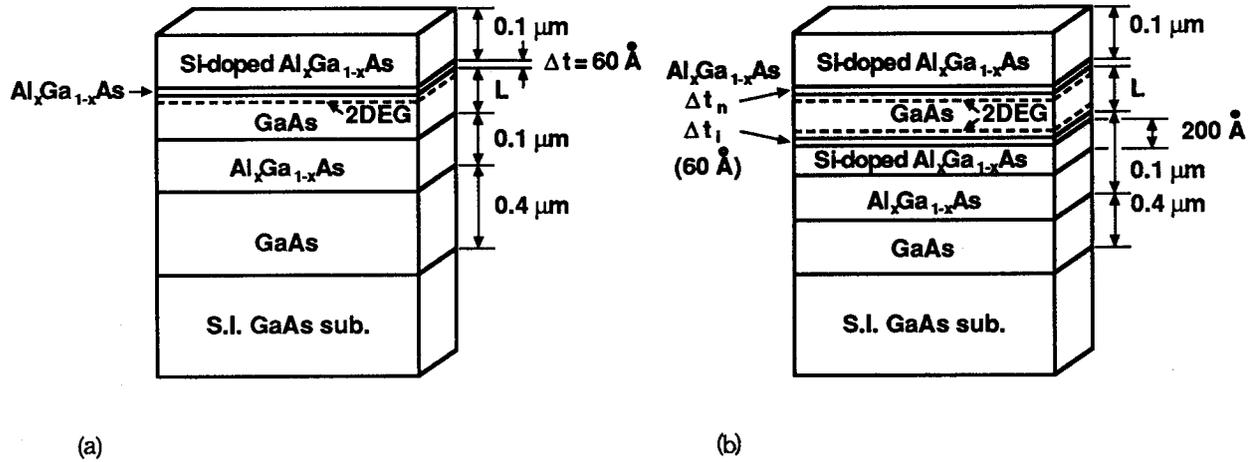


図2-1. アンドープ反転型界面を有する選択ドープ構造(a)およびシリコンドープ反転型界面を有する構造(b). (a)の構造では二次元電子ガスは上側のヘテロ界面にだけ形成され、(b)の構造では上下のヘテロ界面にそれぞれ二次元電子ガスが形成される。上側の二次元電子ガスをプローブとして反転型界面の評価を行う

### 2-2-2 測定結果および考察

サンプルの評価は77Kにおけるホール測定により行った。図2-2はアンドープ反転型界面を有するサンプルの移動度および電子濃度の量子井戸幅依存性である。図から明らかのように量子井戸幅Lを3000Åから100Åまで減らしても移動度は $10^5$  cm<sup>2</sup>/Vs程度の高い一定値を保ち、電子濃度も約 $5 \times 10^{11}$  cm<sup>-2</sup>と一定の値を示している。ここで二次元電子ガスのヘテロ界面に垂直方向への空間的な広がりが100Å程度であることを考慮すると、反転型界面のラフネスは二次元電子の移動度

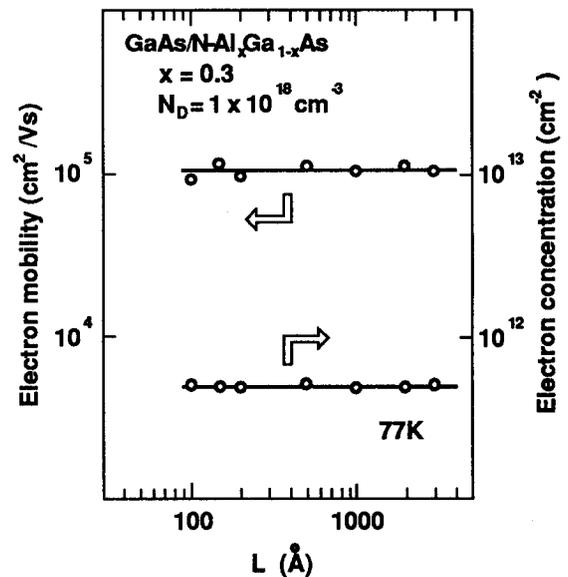


図2-2. アンドープ反転型界面を有する試料の77Kにおける移動度および電子濃度をホール測定により測定した結果

にそれ程大きな影響を及ぼさないことがわかる。また同時に反転型界面への残留不純物の蓄積も問題ではないことがわかる。この結果反転型界面自身が反転型構造の移動度を下げているという説は否定される。

一方Siドープ反転型界面を有するサンプルの測定結果を見ると(図2-3)、井戸幅Lが500Åより小さいところで移動度が急激に低下し、電子濃度が増加しているように見える。この奇妙な電子濃度の振る舞いは異なる移動度を持った二種類以上の電子による並列伝導が存在するような場合に、合計の電子濃度が一定でもそれぞれの移動度に変化が生じた場合に見掛け上の効果としてホール測定の結果に現れる。従ってここで得られた移動度の値も何らかの形で平均化されたものとなっている。このような場合により厳密に移動度の評価を行うためには、二種類以上存在するそれぞれの電子濃度を求め平行コンダクションモデルに基づいてそれぞれの移動度を評価する必要がある<sup>7)</sup>。そこでそれぞれの二次元電子ガス濃度を正確に求めるために4.2Kにおけるシュブニコフドハース(SdH)測定を行った。測定に用いたシステムの概略を図2-4に示す。磁気抵抗などの測定結果は全て計算機に取り込まれそのままシュブニコフドハース振動のスペクトル解析などの処理ができるようになってきている。シュブニコフドハース効果とは強磁場中では電子のとりうるエネルギーがランダウ準位と呼ばれるとびとびの値に量子化されるために磁気抵抗に振動が現れる現象である。この振動は磁場の逆数に対して一定の周期となり、その振動の周期から

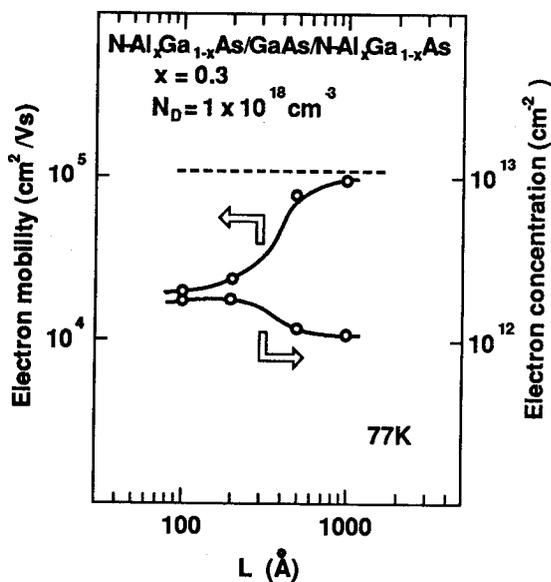


図2-3. シリコンドープ反転型界面を有する試料の77Kにおける移動度および電子濃度

図2-4に示す。磁気抵抗などの測定結果は全て計算機に取り込まれそのままシュブニコフドハース振動のスペクトル解析などの処理ができるようになってきている。シュブニコフドハース効果とは強磁場中では電子のとりうるエネルギーがランダウ準位と呼ばれるとびとびの値に量子化されるために磁気抵抗に振動が現れる現象である。この振動は磁場の逆数に対して一定の周期となり、その振動の周期から

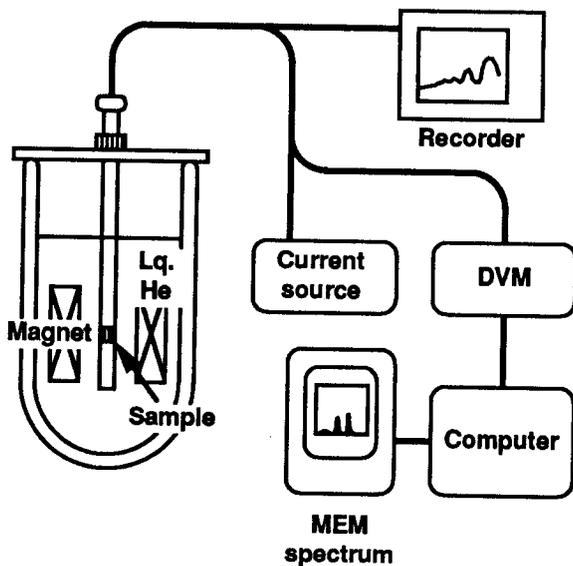


図2-4. シュブニコフドハース効果測定システムの概略図

対応するサブバンドを占める二次元電子の濃度が次式のように求められる。磁場中での二次元電子状態およびその状態密度についての詳細は付録1に記した。

$$N_s = \frac{|e|}{\pi \hbar} \frac{l}{\Delta(1/B)} \quad (2-1)$$

$\hbar$ : プランク定数

$e$ : 電子の電荷

$\Delta(1/B)$ : 磁場の逆数に対する抵抗の振動の周期

二次元電子が多数のサブバンドを占めている場合には、それぞれのサブバンドに対してそのバンドを占める電子濃度に対応する振動成分が現れる。

図2-5に  $L = 500 \text{ \AA}$  の試料の SdH測定の結果を示す。振動の様子は非常に複雑であるが三種類の振動成分が存在していることがわかる。

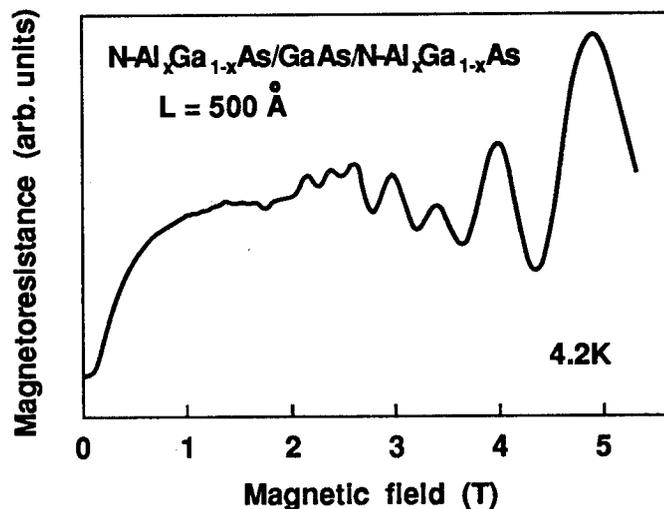


図2-5.  $L = 500 \text{ \AA}$  の試料の4.2Kにおけるシュブニコフドハース振動、三種類の振動の周期が現れている

それぞれの振動の周期を正確に求めるために計算機に取り込んだデータを次のように処理した。

- (1) データを磁場の逆数に対してプロットし、さらに数値的に二階微分をとることにより振動成分を明確にする。
- (2) 最大エントロピー法<sup>8)</sup>によってその振動成分を抽出する。

最大エントロピー法 (MEM法) はフーリエ変換とならぶスペクトル抽出法のひとつである。フーリエ変換では入力データの区間のとり方によりその区間の周期を反映したゴーストのスペクトルがでる場合があるがMEM法ではそのようなことが起こらずスペクトル位置の推定には優れた特長を持っている。ただしスペクトルの強度に関してはフーリエ変換が持っているような意味はない。図2-6は図2-5のデータの振動成分のMEMスペクトルである。それぞれ異なる三種類の周期が抽出されている。この振動の周期と式(2-1)より各サブバンドの二次元電子濃度を求めることができる。

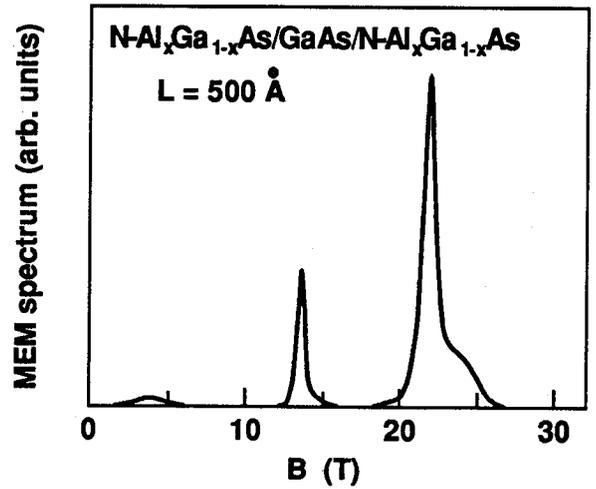


図2-6. SdH振動のMEM法によるスペクトル解析結果。各二次元電子に対応する三種類の振動ピークが抽出されている

次に SdH測定で求めた各二次元電子の濃度と77Kでのホール測定の結果を用いることによりそれぞれの二次元電子ガスの移動度をパラレルコンダクションモデルに基づいて求める。ここでは電子濃度が100K以下ではほとんど変化しないので4.2Kでの値をそのまま77Kの値として使用する。二種類の電子によるパラレルコンダクションが存在する場合の平均の移動度 $\mu$ および $n$ の間には次のような関係がある<sup>7)</sup>。

$$\begin{aligned} n\mu &= n_1\mu_1 + n_2\mu_2 \\ n\mu^2 &= n_1\mu_1^2 + n_2\mu_2^2 \end{aligned} \tag{2-2}$$

これをそれぞれの移動度について解くと次のようになる。

$$\begin{aligned} \mu_1 &= \frac{n_1 n + \sqrt{n_1 n_2 n (n_1 + n_2 - n)}}{n_1 (n_1 + n_2)} \mu \\ \mu_2 &= \frac{n_2 n + \sqrt{n_1 n_2 n (n_1 + n_2 - n)}}{n_2 (n_1 + n_2)} \mu \end{aligned} \tag{2-3}$$

ただし、 $\mu_1 > \mu_2$  とした。得られた結果を SdH測定の結果とあわせて表 2-1 にまとめた。先の図 2-5, 2-6 からわかるように場合によっては三種類の二次元電子が存在する ( $L = 500, 1000 \text{ \AA}$ )。その場合上式をそのまま適用することはできないが、三番目のバンドを占める電子の濃度が低いことと対応するサブバンドのエネルギーが高く空間的な広がりが大きいと予想されることからその移動度は低いとして  $\mu_2$  の中に繰り込んで計算を行った。

この結果をもとに再び図 2-3 のホール測定の結果について考えてみると次のようなことがわかる。井戸幅  $L$  が十分に大きいところ ( $L = 1000 \text{ \AA}$ ) では、それぞれの界面に形成される二次元電子ガスは空間的に完全に分離されており、互いにほぼ完全に独立しているものと見なすことができる。従ってこの場合プローブの二次元電子ガスは通常型界面で得られる  $10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  の高い値を保っている。一方反転型界面の二次元電子は非常に低い移動

$L \text{ (\AA)}$	$\mu$ ( $\text{cm}^2/\text{Vs}$ )	$n$ ( $10^{11} \text{ cm}^{-2}$ )	$n_1$ ( $10^{11} \text{ cm}^{-2}$ )	$n_2$ ( $10^{11} \text{ cm}^{-2}$ )	$\mu_1$ ( $\text{cm}^2/\text{Vs}$ )	$\mu_2$ ( $\text{cm}^2/\text{Vs}$ )
1000	92500	10.5	6.8	11.2	112000	18400
500	74500	11.3	6.5	12.2	95000	18400
200	22800	17.4	5.7	13.8	31300	15800
100	19300	16.9				

表 2-1. ホール測定の結果から得られた平均的な移動度および電子濃度 ( $\mu, n$ ) と SdH測定から求めた各サブバンドを占める二次元電子濃度とから計算した各二次元電子ガスの 77K における移動度 ( $\mu_1, \mu_2$ )

度を示している ( $\mu_2 \sim 2 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ )。このような場合にはホール測定で得られる見かけの移動度は高い移動度に支配される。 $L$  を短くして行き 500  $\text{\AA}$  程度になるとプローブの二次元電子の移動度が若干低下し始め、その後急激に低下し、反転型界面の二次元電子の移動度に近づいていく ( $L = 200 \text{ \AA}$ )。またそれと同時にホール測定による見かけの電子濃度は増加する。ところが  $L = 100 \text{ \AA}$  では状況はかなり異なる。ここではもはや二種類の二次元電子の区別はなく、互いに混じり合い、量子井戸中の全ての電子がひとつの電子状態を占有している。そのため電子濃度は高いという違いはあるが移動度は単一ヘテロの反転型構造と同程度の低い値をとる。結局量子井戸に対して上下対称な構造を作ったにも

かかわらず反転型界面での電子濃度が高いということを考えると、反転型界面での低い移動度の原因はドーパントのSiの成長時におけるAlGaAsスペーサ中あるいはさらにGaAs量子井戸中へのだれによる不純物散乱の増加であると結論することができる。このようなドーパントのだれは同じくGaAsに対してn型のドーパントであるSnでは非常に顕著(0.1 $\mu$ mあるいはそれ以上)であるが<sup>9-11)</sup> SiではそのだれのスケールがSnに比べかなり小さいものと思われる(100Å程度以下)。

以上の結果からヘテロ界面近傍におけるSiのだれを抑えれば反転型構造においても高い移動度が得られることが予想される。図2-7に示す構造はこれを確認するために、だれによってヘテロ界面へ達するSiの量を低減するために、電子供給層のSiのドーピング濃度を下げ、スペーサ層を厚くしたものである。表面にはオーミック電極の形成を容易にするためおよび表面空乏層による二次元電子の空乏化を防ぐためにSiドープのGaAs層( $N_D = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )を設けている。またこの層内の平行コンダクションを防ぐためにその層厚は設計値のドーピング濃度における表面空乏層の厚さにほぼ等しくした( $d = 0.1 \mu\text{m}$ )。

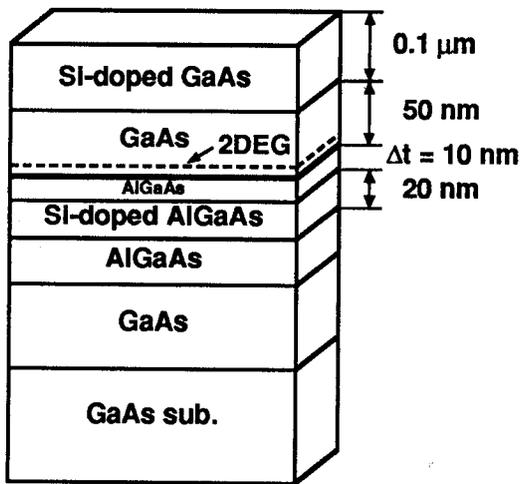


図2-7. 反転型界面でのシリコンのだれを抑制した構造. スペーサ層が厚く, N-AlGaAs層のドーピング濃度を低くしている

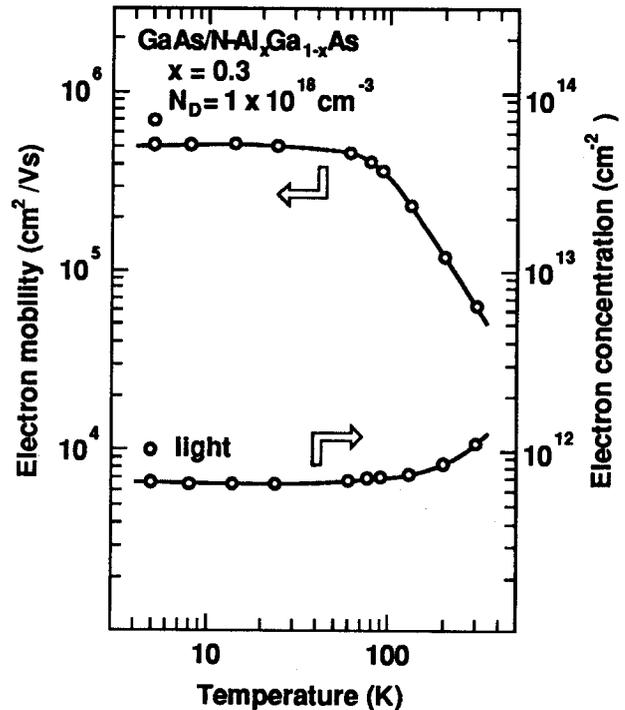


図2-8. シリコンのだれを抑制した反転型構造の移動度および電子濃度の温度依存性

図2-8はこのサンプルの移動度と電子濃度の温度依存性を測定した結果である。移動

度は温度を下げるにしたがって上昇し、60K以下ではほぼ  $5 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  と高い値を示した。この反転型構造で得られた移動度の値はかなり高く明らかに選択ドープ構造による mobility enhancementを示している。また電子系の二次元性を確認する上で SdH測定を行い、明瞭な磁気抵抗の振動を横磁気抵抗方位において観測した(図2-9(a))。この振動周期から求めた二次元電子濃度は  $7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  (図2-9(b))で、これはホール測定の低温部での値とよく一致している。

従って反転型界面においても成長時のSiのだれを抑制することにより、高い移動度が得られることが明らかとなった。しかしながらこれまでに度々触れたように通常型のサンプル構造 ( $N_D = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\Delta t = 60 \text{ \AA}$ ) においては77Kで  $10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  程度の移動度が得られ、その際の電子濃度は約  $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  である。これに比べてここで作製した反転型構造ではまだ移動度が低く、ドーピング濃度を低くしているにも係わらず電子濃度が高いことからSiのだれによる実効的なスペーサ層厚はかなり減少しており、少なくとも通常型構造の60Åよりは薄くなっていることが結論される。従って反転型構造のサンプルを望

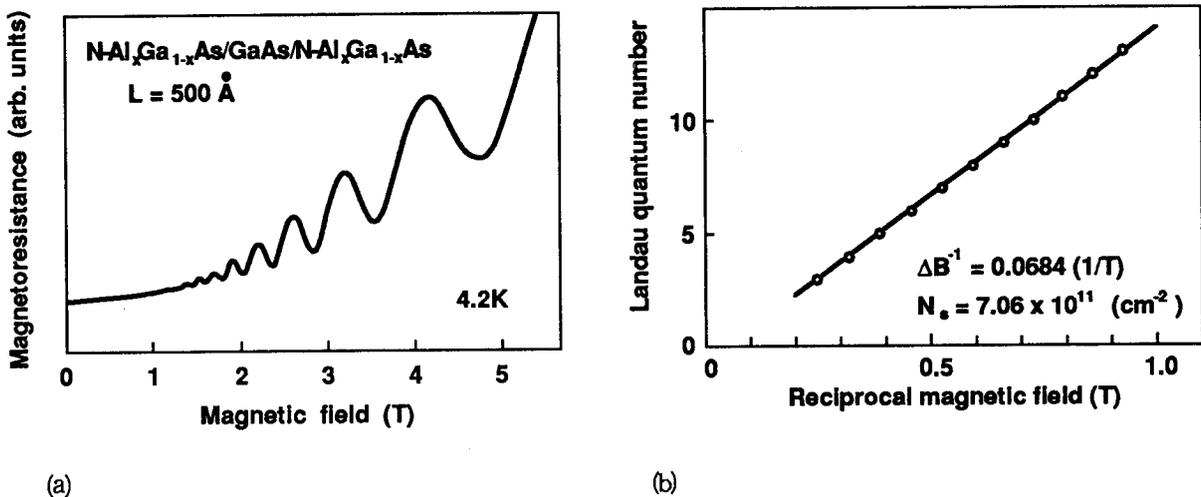


図2-9. 横磁気抵抗方位における SdH振動の測定結果(a)および磁気抵抗のピーク値のランダウプロット(b). 直線の傾きから二次元電子濃度が求められる

み通りの特性で再現性よく作るためには界面でのSiのだれの量を定量的に評価することが必要となる。また最近超格子スペーサ層を用いることで反転型界面の平坦性を増し、高い移動度を得られたという報告がなされているが<sup>12)</sup>、これは超格子スペーサ層中のGaAsの部分ではSiの拡散係数が小さく、AlGaAs層だけのスペーサ層に比べてSiのだれを抑止する効果が大きいと考える方が妥当であろう<sup>13)</sup>。そこで次節では上で用いたダブルヘテロ構

造の二次元電子状態および電子濃度を精度よく計算することによって、反転型界面におけるSiのだれの定量的な評価を行う。

## 2-3 ダブルヘテロ構造における二次元電子ガス系の電子状態<sup>14)</sup>

### 2-3-1 対称ポテンシャル・ダブルヘテロ構造における二次元電子状態のセルフコンシステントな計算

本章ではダブルヘテロ（量子井戸）構造における二次元電子の輸送特性をより詳細に理解するために電子状態のセルフコンシステントな計算を行う。あとで示すように新しい素子の構造を検討する際にも電子状態の計算を行っておくことは意義のあることである。ここではその手始めとしてポテンシャル形状が量子井戸の中心に関して対称であることを仮定した電子状態の計算を行う。ところで二次元電子系の電子状態の計算方法には大別して次のようなものがある。

- (1) ヘテロ界面でのバンドの形を三角ポテンシャルで近似し、固有関数とエネルギー固有値を解析的に求める<sup>14)</sup>。
- (2) 適当な変分関数を固有関数として用い、変分法により固有値・固有関数およびポテンシャル形状を決定する<sup>15, 16)</sup>。
- (3) 数値計算により固有値・固有関数を計算し、ポテンシャル形状とともに全てをセルフコンシステントに計算する。

(1)の方法は三角ポテンシャルの片方の障壁の高さを無限大と見なしているためにバリア層中への電子のしみ出しの効果が無視される。これはSi-MOS反転層の解析によく用いられた方法であるが、この系ではSiO<sub>2</sub>のバリアが十分に高く上記のような近似がよく成り立っている。しかしながら半導体ヘテロ構造ではバリア高さが有限（数百meV）である効果は無視できず、またポテンシャルの井戸の深さがそれほど深くないために伝導帯の曲がりの効果は重要で三角ポテンシャル近似も適当ではないと思われる。(2)の方法は変分関数としてFang-Howardらによって与えられたものを用いると単一ヘテロ構造の電子状態を比較的よく記述することができる<sup>15)</sup>。しかしこの変分関数は単一ヘテロ構造のみに適用できるものであり、しかもバリア中への電子のしみ出しは無視されている。これに対して森・安藤らは電子のしみ出しも考慮したダブルヘテロ構造に適用できる変分関数を提案しているがその関数は量子井戸の中心に対して対称であるために非対称ポテンシャルを持つ系には適

用できない<sup>16)</sup>。そこでここでは(3)の方法を採用する。

計算方法の詳細は付録2に譲ることにし、ここでは大まかな説明を行う。解くべき方程式はポテンシャル形状を計算するポアソン方程式と固有値・固有関数を計算するシュレディンガー方程式の二つである。そこには二次元電子の空間分布によるバンドの曲がりおよびヘテロ界面での伝導帯の有限のとびの効果もとり入れる。それぞれの式を書き表すと次のようになる。

$$\frac{d^2}{dx^2} V_0(x) = \frac{-q}{\epsilon_s \epsilon_0} \left[ N_D(x) - n_c(x) - N_s(x) \right] \quad (2-4)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dx^2} \psi_i(x) + V(x) \psi_i(x) = E_i \psi_i(x) \quad (2-5)$$

$V(x)$ : 電子に対するポテンシャルエネルギー  
(通常のパテンシャルエネルギーとは逆符号)

$q$ : 電子の電荷

$\epsilon_0, \epsilon_s$ : 真空中の誘電率および半導体の比誘電率

$N_D(x)$ : イオン化したドナーの空間分布

$n_c(x)$ : 電子供給層中の三次元電子の分布

$N_s(x)$ : 二次元電子の空間分布 ( $= \sum N_{s_i} |\psi_i(x)|^2$ )

$N_{s_i}$ :  $i$  番目のサブバンドの電子濃度

$\hbar$ : プランク定数

$m^*$ : 半導体中の電子の有効質量

$E_i$ :  $i$  番目の固有状態のエネルギー固有値

$\psi_i(x)$ :  $i$  番目の固有状態の波動関数

これらの方程式を図2-10に示すようにある初期条件のもとに反復して計算し、結果が収束したところでその結果を解とする。ただしこの計算においてはヘテロ接合界面における誘電率および有効質量の不連続性<sup>16)</sup>についてはそれ程重要ではないとして無視している。またGaAsの伝導帯の非放物性についてもバンドギャップがかなり大きいのでここでは考慮していない。(Ref. 16 からGaAs系材料では有効質量の不連続性についてはそれほど重要ではないことがわかる。)

### Self-consistent calculation

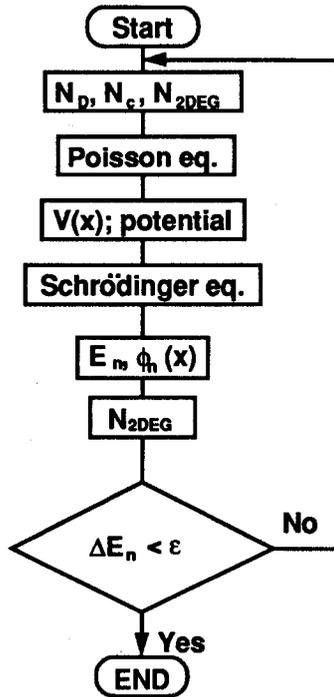


図2-10. セルフコンシステントに二次元電子状態を計算する方法の流れ図

### 2-3-2 計算結果の考察および実験結果との比較

ここで対称ポテンシャルを仮定して行った上述の計算結果について示す。図2-11は量子井戸を形成するGaAs層の厚さLが500Åの場合の結果である。その他の構造パラメータ

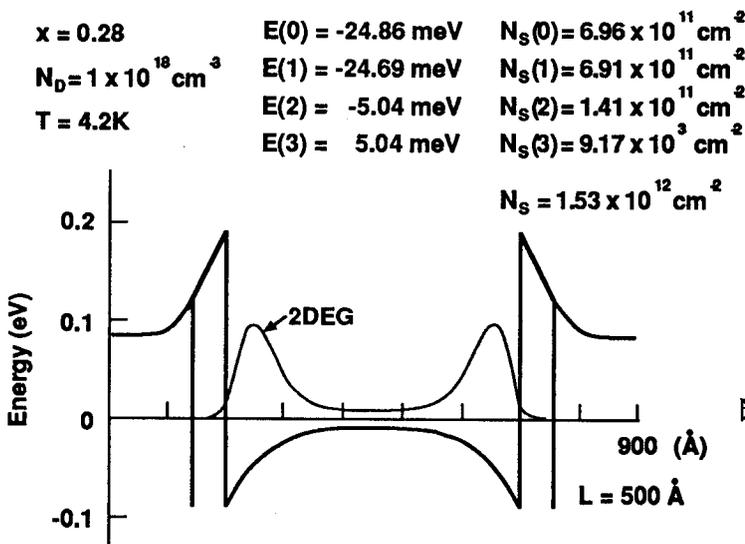


図2-11. 伝導帯のポテンシャルが対称であることを仮定して計算した二次元電子状態(L=500Å) E(0)とE(1)がほぼ等しく、フェルミ面の下には三つのサブバンドが存在する

も前節の実験に使用したのと同じで、電子供給層のAlAs組成は0.28、ドーピング濃度は  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 、通常型および反転型界面でのスペーサ層の厚さはともに60Åである。

また以降の計算結果はすべて温度が4.2Kでのものである。図はヘテロ量子井戸近傍の伝導帯のようすと二次元電子の空間的な分布を示している。尚、横軸は距離を縦軸はエネルギーを表しており、縦軸の原点はフェルミレベルである。図中に示した  $E(i)$  [ $i = 0, 1, \dots, 4$ ] は各二次元サブバンドのフェルミ面からの位置であり、 $N_s(i)$  は対応するバンドを占有する電子の濃度である。従って基底準位はフェルミ面からのエネルギーが-24.86 meVで、その電子濃度が  $6.96 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ であることを示している。また  $N_s (= 1.53 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2})$  は全電子濃度である。

計算結果から  $L = 500 \text{ \AA}$  の場合には準位のエネルギー、 $E(0)$ と第一励起準位のエネルギー、 $E(1)$ とがほぼ等しいことがわかる。このことは次のようなことを表している。今量子井戸の幅  $L$  が非常に大きいとすると、それぞれのヘテロ界面の二次元電子は互いに独立していると見なせるから、単一のヘテロ構造が二つあることと同じである。従ってそのような場合二つの二次元電子は相互作用がないために同一のエネルギー固有値を持つことになる。逆に井戸幅  $L$  が短い場合には二つの二次元電子のあいだに波動関数の重なりが生じ、相互作用が生じるために、二つの系の縮退が解けて二つの異なるエネルギーレベルが生じることになる。従ってここで得られたように  $E(0)$ と  $E(1)$ がほぼ等しいということは、各ヘテロ界面の二次元電子どうしの相互作用はそれ程大きくなく、それぞれが孤立している状態に近いことを示している。これは波動関数の形状にも現れており、井戸中央での電子の分布が非常に少ないことに対応している。このことは  $L = 1000 \text{ \AA}$  の場合により顕著にあらわれており、前節のホール測定の結果でそれぞれが独立した二次元電子ガスと見なせるという結果をよく反映している。また  $L \geq 500 \text{ \AA}$  の場合には量子井戸の幅が広いので電子は三つ目のサブバンドまでを占有している。

次に  $L = 200 \text{ \AA}$  の結果を図2-12に示す。この場合には  $L = 500 \text{ \AA}$  の場合とは違って電子の分布は井戸の中央でもかなり多く、 $E(0)$ と  $E(1)$ とはかなり異なった値をとっている。また  $L \geq 500 \text{ \AA}$  では三つのサブバンドに電子が入っていたのに対して、 $L = 200 \text{ \AA}$  では二つのサブバンドだけが占められている。波動関数の重なりが大きいことは互いの相互作用が大きいことであり、移動度にも影響する（波動関数の重なりが大きくなるにしたがいサブバンド間散乱の確率が高くなる）。また二つのバンドが占められていることと合わせて前節で得られたホール測定および SdH測定の結果と定性的に一致している。

さらに  $L = 100 \text{ \AA}$  の場合には前節の測定結果同様、状況が大きく異なっている（図2-

13)。この場合波動関数はもはやこれまでのように二こぶ型ではなく、単一ヘテロ構造中の波動関数に類似した形になっている。そして電子は基底準位だけに全てが収容されている。この結果も定性的に前節の結果と一致している。

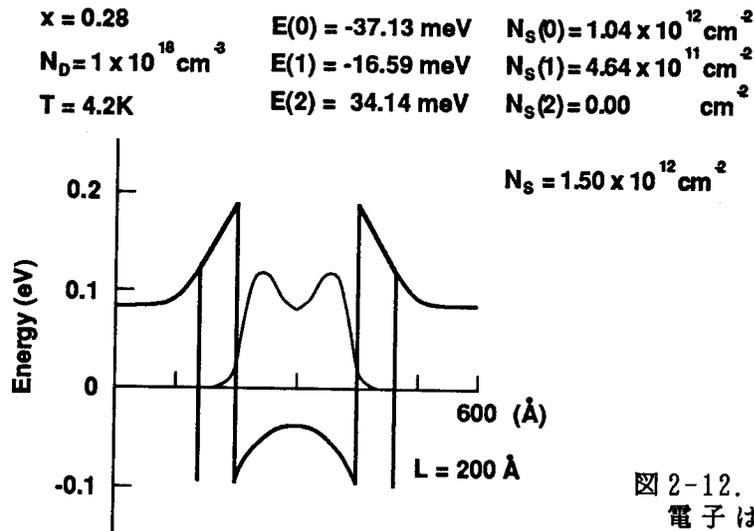


図2-12.  $L = 200 \text{ \AA}$  の場合の計算結果  
電子は二つのサブバンドを占めている

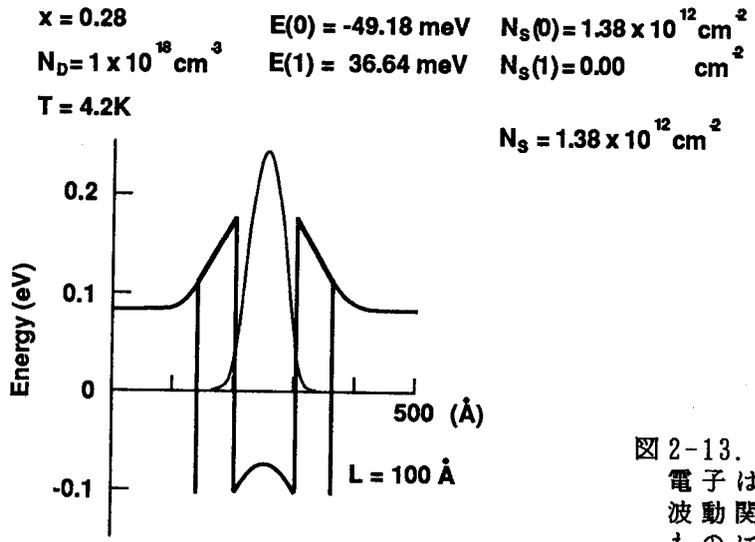


図2-13.  $L = 100 \text{ \AA}$  の場合の計算結果  
電子は一つのサブバンドだけを占め  
波動関数の形状は単一ヘテロ構造のものに類似している

以上数値計算によってポアソン方程式とシュレディンガー方程式を連立させ、セルフコンシステントな解を求めることによって、ダブルヘテロ構造中の二次元電子ガスの電子状態および電子濃度を計算することができた。波動関数の形状はフォノンやイオン化不純物などによる二次元電子の散乱過程に影響するため量子井戸中での散乱過程を議論する場合にはここで行ったような計算結果を考慮する必要がある。(従来は量子井戸中の波動関数を量子井戸の中心で最大になるようなコサイン関数型の形状に仮定して計算したものが多

く、上で見たように井戸幅が広い場合に波動関数が井戸の中心で小さくなるようなときには、この仮定はかなり現実とは違ったものとなってしまいます。) またここで得られた結果は反転型界面におけるSiのだれの影響を無視した対称ポテンシャル井戸中のものであるにも係わらず、前節で得られた実験結果と定性的にはかなり一致していることがわかる。

### 2-3-3 非対称ポテンシャル・ダブルヘテロ構造における二次元電子状態

はじめに前節までに得られた実験結果と対称ポテンシャルで得られた計算結果との定量的な比較を行ってみると、次のようない違いがあることがわかる。

(1) 例えば  $L = 500 \text{ \AA}$  の場合に  $SdH$ 測定では全く異なる三つのエネルギーレベル(電子濃度)が観測されたにも係わらず、計算では  $N_s(0)$ ,  $N_s(1)$  がほぼ等しいという結果が得られた。

(2) 全体の二次元電子濃度が実験に比べると計算の方が2割程度低い。

これらの違いは実験結果から得られた結論、即ち反転型界面におけるSiのだれにより量子井戸のポテンシャルの形が対称形からずれることを考慮して説明されるものと思われる。そこで本節ではSiのだれをとり入れた非対称ポテンシャル・ダブルヘテロ構造中の二次元電子状態を計算するとともに、実験結果との定量的な比較を行うことにより、そのだれの量を評価する。

まずSiのだれの程度を評価するために  $L = 500 \text{ \AA}$  のサンプルを比較の対象として選び、だれの量をパラメータとして電子状態を計算し、実験結果との比較を行った。ここではSiのだれの形状を通常の拡散方程式に従うようなガウス型ではなくステップ型の関数で記述するという簡単な近似を用いた。ところがこのような一見大胆な近似もGaAs/AlGaAs系反転型ヘテロ構造のようにヘテロ界面において拡散係数の大きいAlGaAs<sup>19)</sup> から、より拡散係数の小さいGaAsへと物質が変わっているような場合にはむしろ良い近似となるものと思われる。従ってこの近似のもとでSiのだれを表すパラメータはその距離だけであるから、計算の中では実効的なスペーサ層厚の減少というかたちでそれをとり入れている(図2-14参照)。

表2-2はその反転型界面におけるスペーサ層  $\Delta t_1$  をパラメータにして各サブバンドを占める電子濃度と全電子濃度を計算した結果を実験値と比較したものである。スペーサ層厚  $\Delta t$  を  $60 \text{ \AA}$  から  $30 \text{ \AA}$ ,  $0 \text{ \AA}$  と減していくに従い  $N_s(0)$  が大きく変化していることがわか

る。それに反し、 $N_s(1)$ ,  $N_s(2)$ の変化はほとんどない。従って全電子濃度も $N_s(0)$ の変化にともなって増加する。表からわかるように実験結果は、 $\Delta t_i = 0 \text{ \AA}$  の場合と最もよく一致している。この計算の結果得られた伝導帯のバンド図が図2-14である。対称ポテンシャルの結果とは異なり、反転型界面の二次元電子ガス分布が増加していることがわかる。また波動関数の形状についても対称ポテンシャルの場合には量子井戸の中心に対して対称かあるいは反対称になるのに対して、非対称ポテンシャルの場合にはそれぞれのヘテロ界面に局在する形になっていることが計算結果から明らかになった。

$\Delta t_n$ ( $\text{\AA}$ )	$\Delta t_i$ ( $\text{\AA}$ )	$N_s(0)$	$N_s(1)$	$N_s(2)$	$N_s$	
		(10 <sup>11</sup> cm <sup>-2</sup> )				
60	60	7.0	6.9	1.4	15.3	Caluculated
60	30	8.5	6.6	1.6	16.7	
60	0	10.3	6.4	2.0	18.6	
60	(60)	10.5	6.5	1.7	18.7	Experimental

表 2-2. 反転型界面でのSiのだれをスペーサ層の変化としてとり入れて計算した各サブバンドを占める二次元電子濃度と実験値との比較

$x = 0.28$                        $E(0) = -36.88 \text{ meV}$                        $N_s(0) = 1.03 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$   
 $N_D = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$                $E(1) = -22.68 \text{ meV}$                        $N_s(1) = 6.35 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$   
 $T = 4.2\text{K}$                                $E(2) = -6.99 \text{ meV}$                        $N_s(2) = 1.96 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$   
      $E(3) = 2.67 \text{ meV}$                        $N_s(3) = 6.26 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}$   
      $N_s = 1.86 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$

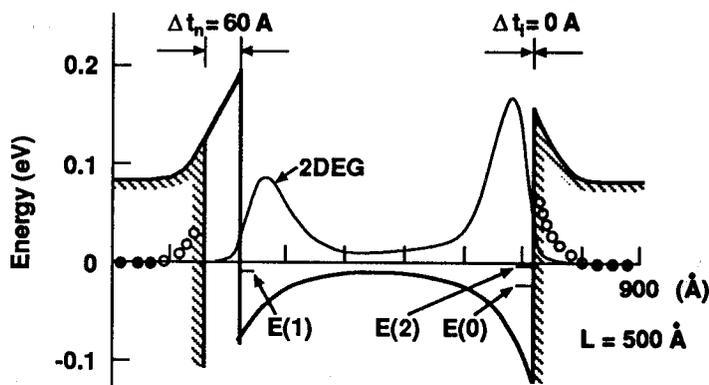


図2-14. Siのだれを考慮した非対称ポテンシャル中での二次元電子状態の計算結果. 反転型界面の電子分布が増加している

$L = 500 \text{ \AA}$  の場合の結果から反転型界面でのSiのだれを60 $\text{\AA}$ と仮定し、異なる井戸幅 $L$ について同様の計算を行った。図2-15は $L = 200 \text{ \AA}$ の場合でも波動関数の非対称性がよくわかる。しかしながら井戸の幅が狭いために局在の度合いは小さくなってい

$x = 0.28$        $E(0) = -43.98 \text{ meV}$        $N_s(0) = 1.23 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$   
 $N_D = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$        $E(1) = -21.66 \text{ meV}$        $N_s(1) = 6.06 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$   
 $T = 4.2\text{K}$        $E(2) = 27.87 \text{ meV}$        $N_s(2) = 0.00 \text{ cm}^{-2}$

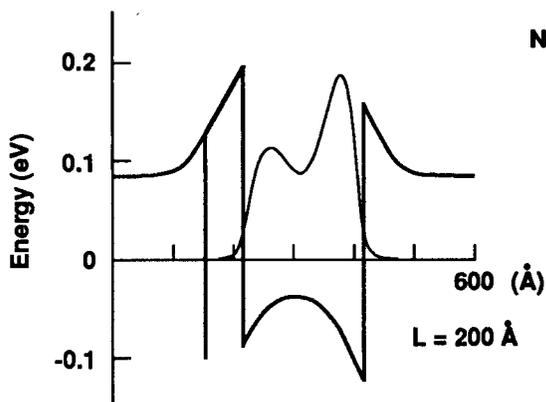


図2-15.  $L = 200 \text{ \AA}$  の場合の計算結果

$x = 0.28$        $E(0) = -59.54 \text{ meV}$        $N_s(0) = 1.67 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$   
 $N_D = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$        $E(1) = 25.11 \text{ meV}$        $N_s(1) = 0.00 \text{ cm}^{-2}$   
 $T = 4.2\text{K}$

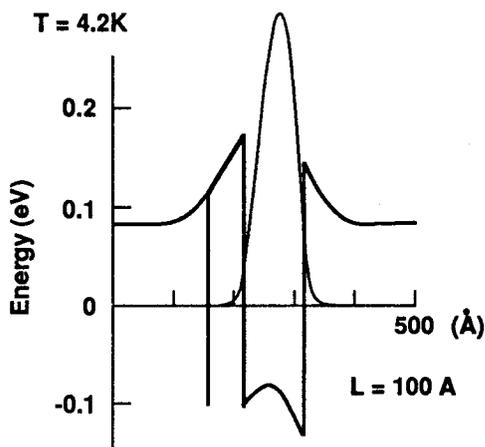


図2-16.  $L = 100 \text{ \AA}$  の場合の計算結果  
波動関数の重心が反転型界面側に寄っている

る。さらに  $L = 100 \text{ \AA}$  では対称ポテンシャルとの違いはそれほど明瞭ではなく、電子分布の中心が反転型界面の方に少し寄っている程度である（図2-16）。しかしながら何れの場合においても電子濃度の値は実験値を非常に良く説明するようになっている。その電子濃度についての計算結果を実験値と比較したものが図2-17である。図中  $N_s(i)$  ( $i = 0, 1, 2$ ) は各サブバンドを占める電子濃度を表し、 $N_s$  は全電子濃度を表している。図からわかるように  $L$  が  $60 \text{ \AA}$  から  $1000 \text{ \AA}$  までの広い範囲にわたって計算値と実験値との一致は非常によい。従ってこれらのサンプルではいずれも反転型界面における  $\text{Si}$  のだれは  $60 \text{ \AA}$  であることがわかる。さらにこの図からは次のようなことがわかる。

(1) 全電子濃度  $N_s$  は  $L \geq 100 \text{ \AA}$  ではほぼ一定で、 $L < 100 \text{ \AA}$  では次第に減少する。

(2)  $L$  の減少にしたがって電子に占有されるバンドの数は 3 ( $L > 400 \text{ \AA}$ ) から 2 ( $L > 130 \text{ \AA}$ ) そして 1 ( $L < 130 \text{ \AA}$ ) へと変化する。

(3)  $L$  の減少にともない、あるバンドから電子が消失するところでは、すぐその下のバンドの占有率が増加する。例えば  $N_s(2)$  が  $L \sim 400 \text{ \AA}$  以下で消失する場合には、すぐその下の  $N_s(1)$  が増加する。また同様のことが  $N_s(1)$  と  $N_s(0)$  について  $L \sim 200 \text{ \AA}$  で見られる。

(4) 全電子濃度はスペーサ層が  $60 \text{ \AA}$  の通常型単一ヘテロ構造に比べると約三倍程度高い。

(1) の  $L < 100 \text{ \AA}$  での  $N_s$  の低下は井戸幅の減少による量子力学的な閉じ込めの効果が強くなりサブバンドのエネルギーが上昇するためである。また(2)の占有されるバンドの数についても(1)と同様なことがエネルギーの高いサブバンドについて起こっているためである。(3)に対する理由は現在のところ明確ではないが、井戸中の全電子濃度を一定に保とうとするための効果であろうと思われる。最後の(4)はデバイス応用の面からは素子の電流駆動能力を高めるという点で非常に重要な特徴である。そこで次節ではこの点に着目して、ダブルヘテロ構造を利用した HEMT 素子への応用について議論する。

## 2-4 選択ドーピング・ダブルヘテロ構造のデバイスへの応用<sup>5)</sup>

### 2-4-1 最適な素子構造の検討

本節でははじめに選択ドーピング・ダブルヘテロ構造をその特徴（電子濃度が高いこと）を活かして素子に応用する場合にどのような構造を採るべきかについて簡単な考察を行い、その後で実際に作製したパワー増幅用ダブル・ヘテロ構造 HEMT 素子の構造および素子特性について述べる。

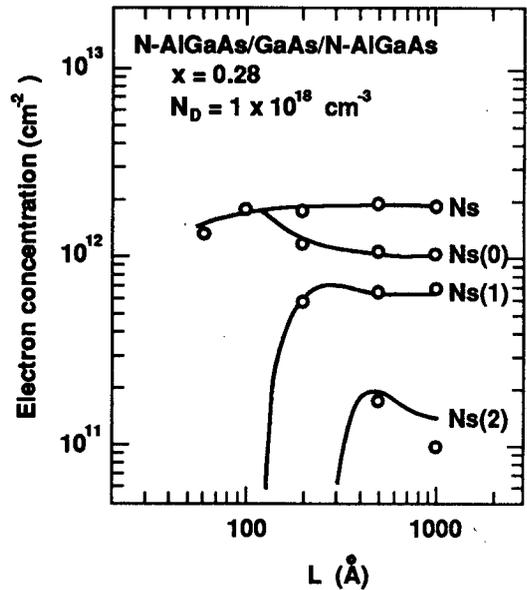


図2-17. 反転型界面でのスペーサ層厚を零として計算した二次元電子濃度の計算値（実線）と実験結果（○）

まず素子のどのような特性に関して最適化を図るか、という意味で着目するパラメータを決定する必要がある。ここではHEMTの電流駆動能力を増大させることの他に、さらに伝達コンダクタンス $G_m$ をも高める構造について検討することにする。この二つのパラメータは電界効果型の素子で常に性能の指標となる重要な量である。また電力増幅という応用を考えるとこの他に動作振幅を大きくとれることが重要な要求となる。つまり電流の振幅だけでなく動作電圧の振幅も大きくとれることが必要となり、必然的に素子への印加電圧が高くできることが要求され、加えてゲート電極の耐圧を高くすることが必要とされる。

HEMTあるいは一般にFET型の素子の飽和領域におけるドレイン電流 $I_D$ はチャネルの単位面積あたりの電子数を $N_s$ 、電子のドリフト速度を $v_D$ とすると次式により与えられる。

$$I_D = q N_s v_D W_G \quad (2-10)$$

ここで $W_G$ は素子のゲート幅である。 $v_D$ はチャネル内の電界によって定まる材料固有の値であるから電流値を高くするには $N_s$ を高くすればよいことがわかる。一般にはチャネルの電子数 $N_s$ はゲート電圧によって制御され、正の電圧を印加することによってチャネルに電子を誘起することができる。けれどもHEMTでは正のゲート電圧を印加してもチャネルに誘起される電子数はあるところで飽和する。そしてその飽和したところの電子濃度は電子供給層が十分に厚い場合の二次元電子濃度によって与えられる。従ってHEMTではそこに使われているヘテロ構造により決められる二次元電子濃度によってその素子の電流駆動能力も決められることになる。それ故MOSFETのようにゲート電圧によって電子濃度が広い範囲で変えられる素子とは違って、もともとの $N_s$ の高い構造を使用することが重要になる。

一方、素子の伝達コンダクタンス $G_m$ は次のように表される。

$$G_m = \frac{\partial I_D}{\partial V_G} = v_D W_G \frac{\partial (q N_s)}{\partial V_G} = v_D W_G C_0 = \frac{v_D C_{GS}}{L_G} \quad (2-11)$$

ここで $C_{GS}(= W_G L_G C_0)$ は素子のゲート容量、 $L_G$ はゲート長である。また $C_{GS}$ はゲート電極からチャネルの二次元電子ガスまでの実効的な距離を $d$ として

$$C_{GS} = \epsilon_s \epsilon_0 \frac{W_G L_G}{d} \quad (2-12)$$

と表されるから、単位長当たりの素子の伝達コンダクタンス $G_m$ は

$$G_m = v_D \epsilon_s \epsilon_0 \frac{1}{d} \quad (2-13)$$

で表される。そこで伝達コンダクタンスの高い素子を実現するためには $d$ を小さくすることが必要である。このことはダブルヘテロ構造において量子井戸の幅が広いものよりも狭いものの方がよいということを示している。また前節での計算結果とも考え合わせると、電子の空間的な広がりを抑えるために基底状態だけに電子が存在するような、言い換えれば電子の空間分布がひと山の、構造が望ましいことがわかる。従ってこの条件によって量子井戸の幅の上限値が定まり、約 150 Å 程度という値が見積もられる。

さらに上で述べたように、電流密度を高くするには電子濃度の高いものがよいから量子井戸の幅の下限値が定まり、約 100 Å 程度となる。つまりここで考えたような素子の特性パラメータを最適化するようなダブルヘテロ構造の素子を実現するためにはその量子井戸幅 $L$ の範囲にはそれほどの自由度はなく、

$$100 \text{ \AA} \leq L \leq 150 \text{ \AA} \quad (2-14)$$

という範囲でなければならないと結論される。

さらにパワー増幅用としての要請からはゲートの高耐圧化を考慮しなければならない。そのためには、ゲート電極が直接その上に形成される、電子供給層のドーピング濃度を通常使われている値より低くする必要がある、これは電子濃度を高くすることとは相反する条件である。

そこでこれらの条件のうち、まず電子供給層のドーピング濃度をゲート耐圧がある程度とれるように通常の単一ヘテロ構造で使われている値に比べ 1/2~1/3 程度と低い値にとどめることにし、さらにその他の構造は電子濃度を高くするように最適化することを検討

する。そのため通常型界面にはスペーサ層を入れないこととし、このような条件で電子濃度がどの程度になるかを前節で述べた方法により計算した。図2-18は電子供給層のドーピング濃度を  $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  としたときに、量子井戸の幅と反転型界面でのスペーサ層の幅を変えたときに電子濃度がどのように変化するかを計算した結果である。例えば反転型界面のスペーサ層厚を 100 Å と設計した場合に、前節で述べたSiのだれを考慮すると実際のスペーサ層の厚さとしては 40 Å 程度と見積もられるから、得られる電子濃度は図から  $1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \sim 1.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  とわかる。この値は通常型のHEMT構造で得られる電子濃度に比べて2倍近い値であり、ドーピング濃度をかなり低くしたにも係わらず高い電子濃度が得られることがわかる。

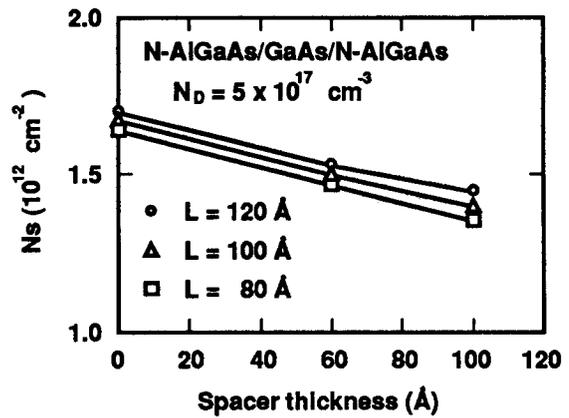


図2-18. 二次元電子濃度の量子井戸幅およびスペーサ層厚への依存性

#### 2-4-2 素子構造および特性

以上の検討結果をもとに素子の構造を図2-19のように決定した。電子供給層のドーピング濃度は  $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 、量子井戸の幅は 100 Å とし、反転型界面のスペーサ層の厚さはSiのだれを考慮して 100 Å とした。スペーサを導入した理由は二次元電子の移動度をある程度高く保つためである。基板側の電子供給層が十分に厚いサンプルをホール測定により評価した結果77Kでの電子濃度は計算値（スペーサ層厚40 Åでの値）にほぼ等しい  $1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  であった。実際の素子では基板側の電子供給層が厚いと、この層による並列伝導が生ずるために、それを避けるためその厚さを 100 Å とした。またゲート電極が形成される部分の電子供給層のドーピング濃度をさらに下げるためにドーピング濃度を二段階に変化させゲートの高耐圧化を図った。

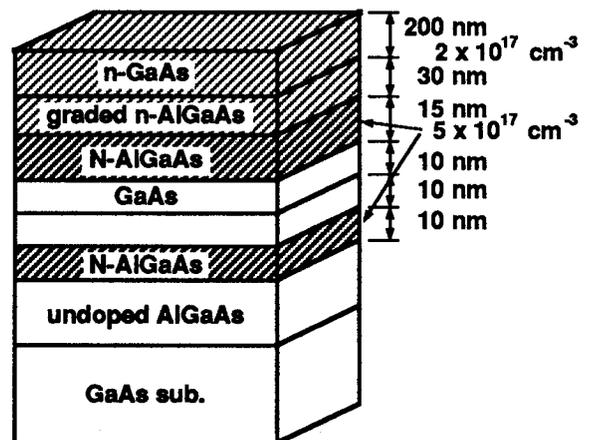


図2-19. 試作した素子の結晶構造

次に素子の作製方法について述べる。まず

はじめにそれぞれの素子を分離するために酸素のイオン注入をおこない、続いてオーミック電極を AuGe/Auを蒸着リフトオフにより形成し、450℃で合金化する。最後にゲート部分をリセスした後 Al で電極を形成する。また電極部分を除いては表面保護膜、SiO<sub>2</sub>で覆った。できあがった素子のゲート長およびゲート幅はそれぞれ1 μm、および1.2 mmあるいは2.4 mmである。

図2-20に1.2 mm幅の素子の特性を示す。電流密度は230 mA/mmと従来より50%程高い値が得られた。伝達コンダクタンスはゲート耐圧を高めるための構造をとったため、通常よりはやや低い120 mS/mmという値となったが、その結果ゲート耐圧としては10 Vを越える良好な特性のものが得られた。この結果はダブルヘテロ構造を採用することによってHEMTが高周波電力増幅用としてもMESFETに代わる有力な素子であることを示すものである。

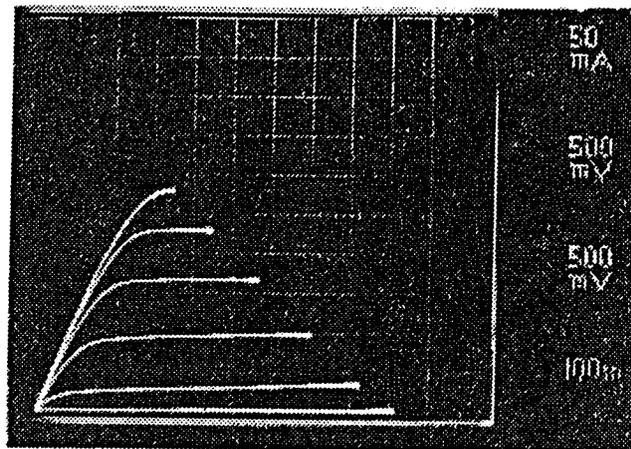


図2-20. ゲート幅1.2 mmの素子の室温における特性

## 2-5 まとめ

本章では選択ドーピングGaAs/N-AlGaAs反転型構造において高移動度を有する二次元電子ガスが形成されない原因をダブルヘテロ構造のサンプルを使って調べた。そしてその原因が反転型界面におけるドーパントSiのだれによるものであることを明らかにし、そのだれを抑える構造をとることにより反転型構造においても高い二次元電子移動度が得られることを確認した。

ダブルヘテロ構造における二次元電子状態をSiのだれによるバンドの非対称性を考慮してセルフコンシステントに計算した。実験に使用した構造と計算値とを比較することによ

り反転型界面におけるSiのだれの定量的な評価を行った結果、その量が約60Åであることがわかった。また電子状態に関して、二次元電子が占めるサブバンドの数が量子井戸の厚さにより変化し、井戸幅の減少にしたがって電子に占有されるバンドの数が3 (> 400Å) から2 (> 130Å) そして1 (< 130Å) へと変化することがわかった。また得られる二次元電子濃度はサブバンドの占有数に係わらず、井戸幅が100Å以上ではほぼ一定で、その値が単一ヘテロ構造に比べ2～3倍高いことがわかった。

そしてダブルヘテロ構造を利用した素子応用の一例として、高周波電力増幅用の素子としての応用を検討し、層構造の最適化を行った後素子を作製・評価し、良好な素子特性が得られることを示した。

本章の参考文献

- 1) H. Morkoc, T.J. Drummond, and R. Fischer: *J. Appl. Phys.*, **53**, 1030 (1982).
- 2) H. Morkoc, T.J. Drummond, R. Fischer, and A.Y. Cho: *J. Appl. Phys.*, **53**, 3321 (1982).
- 3) S. Sasa, J. Saito, K. Nanbu, T. Ishikawa, and S. Hiyamizu: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **23**, L573 (1984).
- 4) S. Sasa, J. Saito, K. Nanbu, T. Ishikawa, S. Hiyamizu, and M. Inoue: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **24**, L281 (1985).
- 5) K. Hikosaka, Y. Hirachi, T. Mimura, and M. Abe: *IEEE Electron Device Lett.*, **EDL-6**, 341 (1985).
- 6) S. Hiyamizu, T. Fujii, T. Mimura, K. Nanbu, J. Saito, and H. Hashimoto: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **20**, L455 (1981).
- 7) R.L. Petritz: *Phys. Rev.*, **110**, 1254 (1958).
- 8) J.P. Burg: the 37th Annual International Meeting, Soc. of Exploration Geophysicists, (1967).
- 9) A.Y. Cho: *J. Appl. Phys.*, **46**, 1733 (1975).
- 10) C.E.C. Wood and B.A. Joyce: *J. Appl. Phys.*, **49**, 4854 (1978).
- 11) A. Rockett, T.J. Drummond, J.E. Greene, and H. Morkoc: *J. Appl. Phys.*, **53**, 7085 (1982).
- 12) T.J. Drummond, J. Klem, D. Arnord, R. Fischer, R.E. Thorne, W.G. Lyons, and H. Morkoc: *Appl. Phys. Lett.*, **42**, 615 (1983).
- 13) S. Tatsuta, T. Inata, S. Okamura, S. Muto, S. Hiyamizu, and I. Umebu: *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **37**, 23 (1985)
- 14) D. Delagebeaudeuf and N. Linh: *IEEE Trans. Electron Devices*

- 15) F. Stern: Phys. Rev. B5, 4891 (1972).
- 16) S. Mori and T. Ando: J. Phys. Soc. Jpn. 48, 865 (1980).
- 17) T. Ando and S. Mori: Surf. Sci. 113, 124 (1982).

### 第3章 プレーナ・ドーピング (PD) による二次元電子ガスの高濃度化

#### 3-1 はじめに

前章ではダブルヘテロ構造を用いることによって、通常型単一ヘテロ構造に比べて2～3倍高い二次元電子ガス濃度が得られることを示した。使用したのは通常のHEMTに使われているGaAs/AlGaAs材料系であった。ところが馬場らは従来使われているAlGaAs三元混晶の電子供給層に代わって選択的にSiをドーブしたn-GaAs/AlAs超格子の電子供給層を使うことにより、従来の材料系の持つ欠点であったAlGaAs層中でのDXセンターの問題が超格子の層構造を最適化することによって解決されることを示した<sup>1)</sup>。この超格子構造を使えば得られる二次元電子濃度も従来より高く、作製した素子は室温と低温でのしきい値電圧の変化も小さくなるということを報告している<sup>2)</sup>。安定な素子動作を考えた場合に、深い不純物準位を形成するDXセンターの存在は、特に低温で、大きな問題である<sup>3), 4)</sup>またDXセンターへのキャリアの充放電が起こる周波数領域とそれが追従できなくなる領域での特性の変化や、ノイズ特性への影響も懸念される。従って超格子構造によってこの問題が解消できればデバイス応用上は極めて重要である。

本章ではこの超格子構造を検討した結果、より高濃度の二次元電子ガスを得るために超格子構造へのドーピング方法をさらに改良する必要があることを指摘し、はじめに超格子構造などの極薄層構造に適すると思われるプレーナ・ドーピング技術の基礎的な検討を行う。その結果、この技術が通常の方法に比べて優れたドーピング特性を有するために従来のドーピング方法より高濃度のn型GaAs層が形成できることを示す<sup>5)</sup>。

プレーナ・ドーピングを超格子構造に適用して、さらに高い二次元電子ガス濃度を達成するため、超格子のバンド構造の評価ならびにプレーナ・ドーブした超格子の電気的特性についても評価を行い<sup>6)</sup>、プレーナ・ドーブ超格子構造の最適化を図った。

次に最適化を行った超格子構造をHEMT構造に適用し、二次元電子ガス層の電気的特性の評価を行い、従来の超格子構造に比べてもより高い二次元電子濃度が得られることを示すとともに<sup>7)</sup>、プレーナ・ドーブ層一層の電子供給能力を最大限に活用できる、この構造に最適なデバイス構造を提案し、その素子の作製および評価結果についても述べる<sup>8)</sup>。

#### 3-2 プレーナ・ドーピングによるGaAsへの高濃度ドーピング<sup>5)</sup>

##### 3-2-1 通常のドーピング法における問題点

既に触れたようにn-GaAs/AlAs 超格子を使ってDXセンターの形成を抑えるためには超格子へのドーピングの仕方にある制限を加える必要がある。そこで図3-1にその構造を示し、その制限について述べるとともにその際に問題となる点についても検討してみることにする。

上述の制限をも含んだこの超格子構造の層構造の条件をまとめると次のようになる。

- (1) GaAs/AlAs 超格子の各層の膜厚はGaAs 8原子層、AlAs 5原子層である。
- (2) SiをドーピングするのはGaAs 8原子層中、中央の4原子層だけに行う。
- (3) 結晶成長の温度はSiのだれを極力抑えるために、520℃という低い温度で行う。

また、このようにして作られた超格子を電子供給層としたヘテロ構造で得られる二次元電子ガスの電気的な特性をまとめると、

- (1) 77Kにおける移動度は約 $8 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ 、電子濃度は $8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 。
- (2) 超格子中のドナーレベルはGaAs中のそれとほぼ同じで非常に浅い。
- (3) 電子濃度は室温から4Kまでほとんど変化しない。

など三元混晶のN-AlGaAs層を電子供給層に使った従来のHEMT構造に比べて様々な長所を持っている。

ところでこの超格子構造の電子供給層においては超格子1周期あたりにドーピングされているSiの面濃度はn-GaAs層のドーピング濃度( $N_D = 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) およびその厚さ(11Å)から約 $6 - 7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ である。これはヘテロ界面に形成される二次元電子ガスの濃度( $8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) よりもわずかに低い。したがって電子は界面に最も近いn-GaAs層一層からだけ供給されるのではなく二番目に近い層からもその一部が供給されていることがわかる。図3-1にはこの伝導帯のバンド構造の様子も示されている。図のように二次元電子を供給するために供給層のバンドはヘテロ界面から二番目のn-GaAs層のところから上方に曲がり始める。このバンドの曲がりにはヘテロ界面でのGaAs層の伝導帯の底を持ち上げるような作用するために、電子が多くGaAs側に移動することを妨げるように働く。従って高い

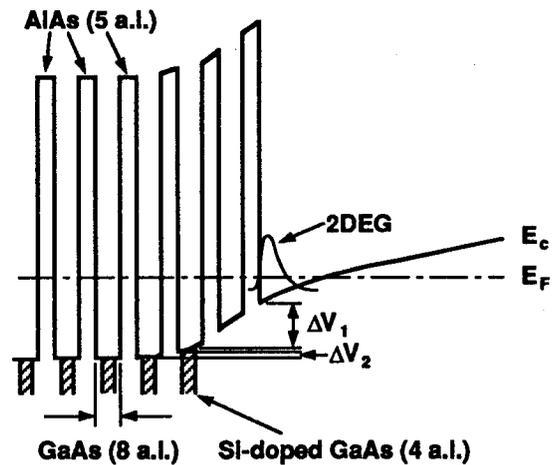


図3-1. n-GaAs/AlAs 超格子電子供給層を用いた選択ドーピングヘテロ構造のバンド図

二次元電子濃度を得るためにはこの持ち上がりを少なくすることが必要である。ところが図中に示したように、一番目のn-GaAs層と二番目のn-GaAs層のあいだのAlAs層およびその両側のアンドープGaAs層は二次元電子を供給することなく単にいま述べたバンドの持ち上げだけに寄与している ( $\Delta V_2$ ) ので、このようなアンドープ層の存在は電子濃度を上げるためには好ましくない。これを解決するためにはn-GaAs層の濃度を高くして、超格子1周期当たりのドーパ量をさらに上げてヘテロ界面に一番近いn-GaAs層だけから電子が供給されるようにすればよいが通常のドーピング方法ではここで使われている値 ( $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) 以上不純物をドーピングすることは不可能である<sup>9)</sup>。そこで我々はこの問題点をプレーナ・ドーピングというドーピング方法によって回避できないかどうかという検討を行った。

### 3-2-2 プレーナ・ドーピングについて

実験方法を説明する前にまずプレーナ・ドーピングについて簡単に説明する。このドーピング方法は通常の方法とは異なり、結晶成長を途中で中断し、ドーピングしたいある特定の原子面だけを選択してそこに不純物をドーピングするという方法である。MBE法によるこの様子を図3-2に示す。図の(a)はアンドープのGaAs層を(001)基板上に成長している

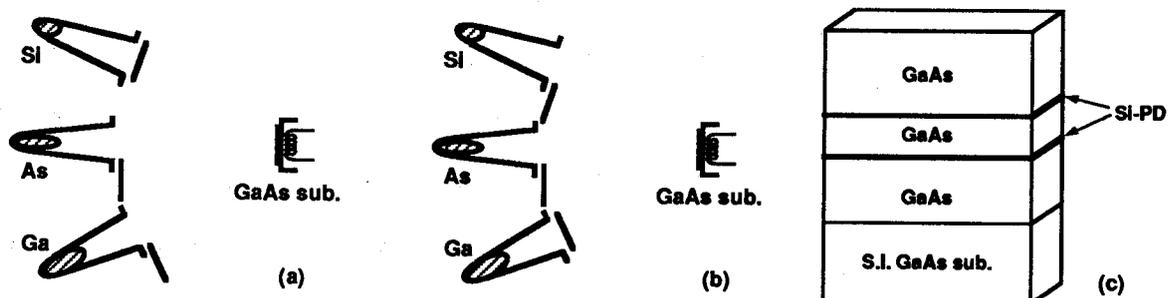


図3-2. Siプレーナ・ドーピングの概略図. GaAs層を成長し(a), Siをドーピングしたいところで成長を中断し、Siビームを照射する(b). (c)図は結果としてできた結晶層

ところである。結晶成長が進みプレーナ・ドーピングを行いたい場所まで成長したところでGaAs層の成長を中断する。この場合にはGaのシャッターだけを閉じ、Asのシャッターは開けたまま保つ。Asのシャッターを閉じないのはAsが成長層から再蒸発して結晶が劣化するのを防ぐためである。(001)面上の成長ではGa面とAs面が交互に繰り返され、成長中断をしたところでの結晶表面は適当なAs圧を保てばつねにAs面である。そしてここでSiのシャッターを開け成長が中断されているAs原子面上に不純物を適当な量だけドーピングする(図

3-2(b)。従ってドーパされたSiは確実にGaサイトに取り込まれn型のドーパントとなる。ドーピング終了後はSiのシャッターを閉じ、Gaのシャッターを開けて再びGaAs層の成長を開始する(図の(a)に戻る)。その結果図の(c)のように所望の位置のその原子面にだけ所望の量の不純物をドーピングすることができる。このドーピング方法はC. B. C. Woodらが初めておこなったもので<sup>10)</sup>、ここではGaAsに対して両性の不純物であるGeをGaサイトに入りやすくして安定したn型のドーパントとして使用するための方法として使われた。このドーピング方法は複雑なドーピング形状を、ドーパントのセルの温度を制御することなく一定に保ったままで、一面あたりのドーピング量や面の間隔を変えるだけで容易に作りだすことができるということを大きな特徴としている。さらにこのドーピング方法はそのような目的だけでなく最近のデバイスのように原子層スケールの構造を有するデバイス構造をより正確に作製するためのドーピング方法としても優れたものであると期待できる。

### 3-2-3 プレーナ・ドーピング一面あたりのドーピング特性

はじめにこのドーピング法の最も基本的な特性である一原子面当たりのドーピング特性について調べた結果を示す。実験では上で述べたような方法により一面だけにプレーナ・ドーピングを行ったサンプルを成長し、C-V測定によって活性化しているドナーの数を評価し、それをドーピングした不純物の量と比較することによってプレーナ・ドーピング一面当たりのドーピング効率を調べた。また一般にはドナー濃度とそこから得られる伝導に寄与する電子濃度とは異なるためにホール測定用のサンプルも成長し評価を行った。全てのサンプルは(001)-GaAs基板上に成長し、その際の成長温度が520℃、成長速度は約0.6μm/hであった。サンプルの層構造は図3-3に示すように0.5μmのアンドープGaAsバッファ層を成長し、ここで成長を中断しプレーナ・ドーピングを行った。プレーナ・ドーピングの量はシリコンビームを照射する時間およびそのビーム強度のどちらでも制御できるが、ここではビーム強度は一定とし照射する時間だけで制御した。さらに0.2μmのGaAs層を成長し、その上に0.1μmのn-GaAs( $N_D = 1$

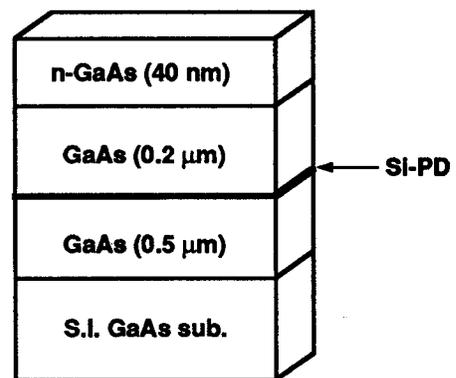


図3-3. Siプレーナ・ドーピング一面当たりのドーピング特性を調べるための試料構造

$\times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) キャップ層を成長した。キャップ層の目的はオーミックコンタクトを良好に形成するためおよび表面空乏層によるプレーナ・ドープ層のキャリアの空乏化を防ぐためである。またホール測定用のサンプルではキャップ層の並列伝導を防ぐためにその厚さが表面空乏層と同程度になるまでエッチングを行った。

図3-4に室温におけるC-Vプロファイルの測定結果を示す。それぞれのサンプルの一面当たりのドーピング濃度は図中にも示したように0.88, 1.76, 2.64, 3.52および4.44  $\times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ である。因みにこのときのドーピング時間は約1~5分である。このサンプルのSiのビーム強度はn-GaAsキャップ層のドーピング濃度を測定して校正した。その際にSiの付着係数およびドープされたものがドナーとなる割合をとともに1とした。図に見られるように測定されたプロファイルの半値幅は100Å以下と極めてシャープである。

トータルのドナー濃度  $N_D$  はC-Vプロファイルを深さ方向に積分することによって求めることができる。この値を一面当たりのSi原子のドーピング量  $N_{SD}$  についてプロットしたものが図3-5である。図中の破線はドープしたSiの活性化率がキャップ層のn-GaAs層に等しい場合を示している。一面当たりのSi原子のドーピング量  $N_{SD}$  が  $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  まではSiの活性化率はn-GaAsとほぼ等しい(即ちほぼ100%)。  $N_{SD}$  が  $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  より高い領域では活性化率が低下しはじめるが、その後もなお増加し続け  $N_{SD}$  が  $8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  (図中には示されていない) のときには  $5 \times 10^{12}$

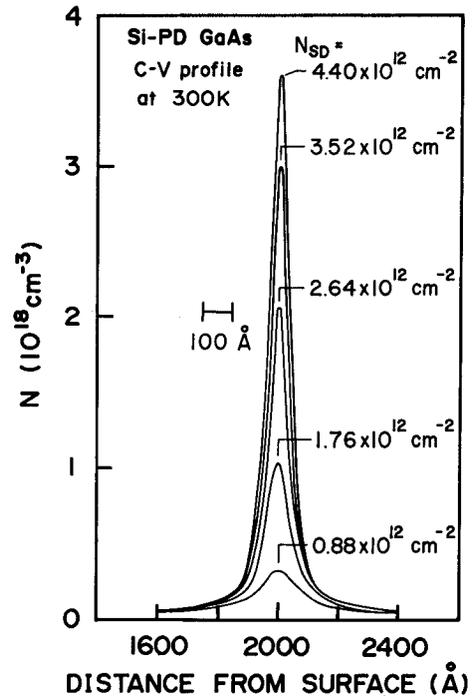


図3-4. Siプレーナ・ドープ一面のC-Vプロファイル。ドープ量の高いところでの半値幅は100Å以下になっている

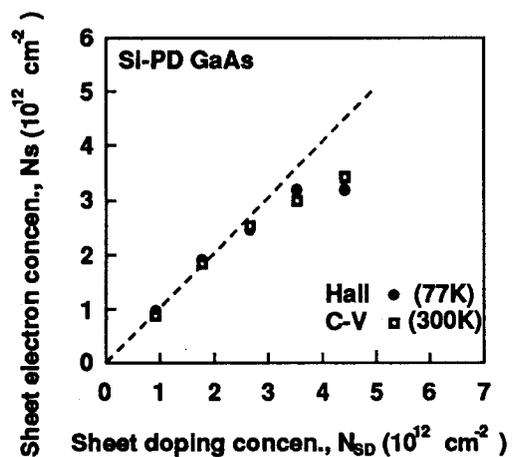


図3-5. 一面当たりのSiのドーピング量と得られたキャリア濃度(ホール測定)およびドナー濃度(C-V)の関係

cm<sup>-2</sup>という高い値を示した。また  $N_{SD} > 3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  の領域では一部のSiはアクセプターの位置に入り、通常の成長方法による高濃度SiドープGaAs層で見られる autocompensation<sup>11)</sup> が起こっているものと考えられる。しかしここで注目すべきことは通常のドーピング方法によるSiドープGaAsではSi原子のGa原子に対する割合がドーピング濃度が  $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  の場合に0.01%程度であるのに対し、プレーナ・ドーピングの場合にはドーピングした面でのSi原子のGa原子に対する割合が  $N_{SD}$  が  $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  の場合ですでに0.5%程度に達しているということである。従ってプレーナ・ドーピングは高濃度層の形成、とりわけ非常に薄い領域に高濃度にドーピングする場合に極めて有効なドーピング方法であることがわかる。

ホール測定ではドーピングしたSiから供給されている自由電子の濃度を直接評価するために特殊な構造のサンプルを用意した。その層構造およびバンド構造を図3-6に示す。図のように15ÅのAlAs層に挟まれた薄いGaAs層の中央にプレーナ・ドーピング層を設けている。こ

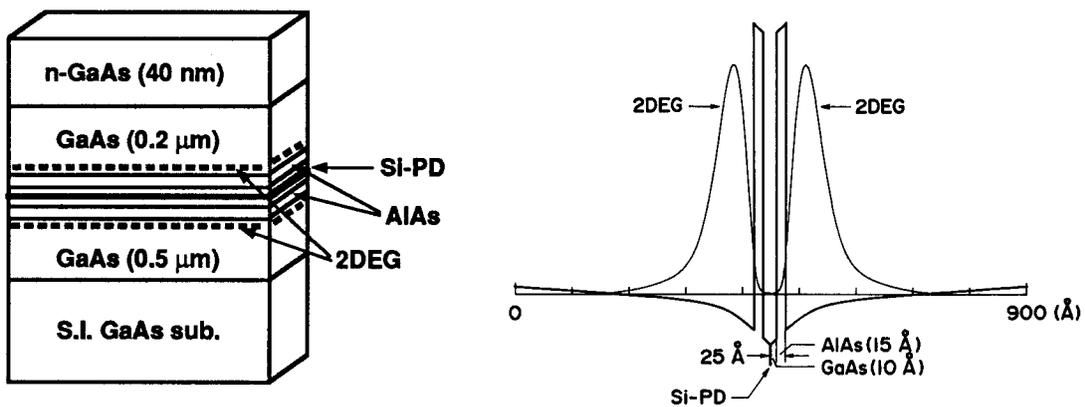


図3-6. ホール測定用に成長した試料の層構造と二次元電子ガス層付近のバンド構造. AlAs層ではさんだGaAs層の中央にプレーナ・ドーピングしている

こで中央のGaAs層の厚さは20Åと非常に薄いために量子レベルとともにドナーレベルも上方に持ち上げられる。そしてそこから電子はよりエネルギーの低いAlAs層の外側のGaAs層へと移り、ふたつの二次元電子層を形成する。この中央の量子井戸中にできるレベルがフェルミレベルよりも充分に高ければドナーはすべてイオン化するので、そのドナーから生じた自由電子の濃度を測定すればドナーの濃度を測定することができる。図3-6中にはそれぞれのGaAs-AlAsヘテロ界面に形成される二次元電子ガスの波動関数をも示した。この試料の電子濃度は77Kでのホール測定によって求めた。二次元電子の移動度は77Kにおいては約  $1 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  でキャップ層に用いているn-GaAs層の移動度に比べて十分に高い

ので、仮にこの層を通しての並列伝導が少しあったとしてもホール測定の結果への寄与は少なく電子濃度の正確な測定を可能としている。その結果は図3-5中に(●)で示してあるがC-V測定の結果とよく一致していることがわかる。また室温の測定結果でも、並列伝導のための一定のシフトがあるが77Kの測定結果とほぼ同じ傾向を示している。従って形成されたドナーレベルの深さはGaAsと同じように非常に浅いこともわかる。ここで得られた電子濃度( $\sim 3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ )はわずかに一原子層のプレーナ・ドーピング層から供給されているにもかかわらず始めに検討した通常のドーピング方法によって作製した超格子構造一周期中のn-GaAs(4原子層)から供給されている電子濃度に比べて4~5倍と非常に高いことがわかる。

### 3-2-4 多層構造による高濃度層の形成

前節の結果はプレーナ・ドーピングが複雑なドーピング形状の形成だけでなく高濃度の厚膜を形成する方法としても優れたものであることを示している。そこで次にこのプレーナ・ドーピング法によって高濃度n-GaAsの厚膜を形成することを検討する。試料の層構造は図3-7に示したようにGaAs中に一定の間隔で形成された20周期のプレーナ・ドーピング層からなっている。この実験ではプレーナ・ドーピング面当たりのドーピング濃度はドナーとしての活性化率が飽和し始める $3.52 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ とした。前節の結果ではこのドーピ

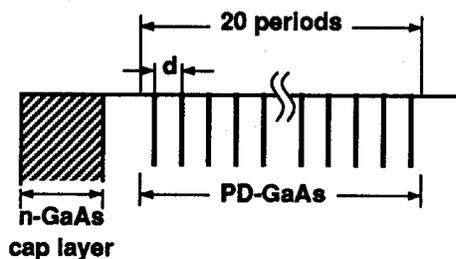


図3-7. プレーナ・ドーピングの繰り返し構造による高濃度層形成の実験に使用した試料の構造

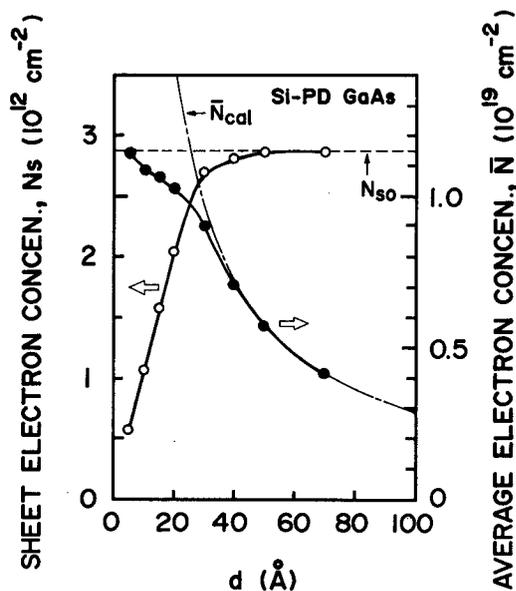


図3-8. プレーナ・ドーピングの面間隔を変えた場合に得られるキャリアの面濃度(○)および平均の濃度(●)

ング濃度でプレーナ・ドーブ一面から得られる電子濃度は  $2.9 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  である。面の間隔  $d$  だけを  $70 \text{ \AA}$  から  $5 \text{ \AA}$  まで変化させてサンプルを作製し、これらの電子濃度を室温でのホール測定によって求めた (図 3-8)。白丸はプレーナ・ドーブ一面当たりから得られた電子濃度であり、 $d \geq 50 \text{ \AA}$  では前節のように単独のプレーナ・ドーブ一層から得られる値と同じ一定値 ( $2.9 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ) をとることがわかった。しかし  $d < 30 \text{ \AA}$  では電子濃度は著しく減少する。これはこの領域で先程述べた autocompensation が急激に増加するためと考えられ、その原因としては Si 原子による結晶内のストレスが面間隔の減少とともに増大した結果それを緩和しきれなくなって一部の Si 原子がアクセプターサイトに入るためと考えられる<sup>11)</sup>。

黒丸で示したのは対応する三次元的な電子濃度である。こちらも  $d \geq 50 \text{ \AA}$  では  $N_s/d$  で示された一点鎖線 (破線で示された面濃度に対応する三次元的な濃度) をたどるけれども、さらに  $d$  が小さいところではその線より低い側に外れてくる。しかし三次元的な電子濃度は増加し続け  $d = 5 \text{ \AA}$  では  $N_D = 1.14 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  という高い値が得られている。この結果はプレーナ・ドーピングが高濃度の厚膜層の形成にも非常に有効であることを示すものである。

ところでここで用いたプレーナ・ドーブ一面当たりのドーピング濃度におけるその面内での Si 原子の平均の間隔は  $50 \text{ \AA}$  程度と見積もられるけれども、プレーナ・ドーブ一面当たりから得られる電子濃度面が急激に減少する領域 ( $d < 30 \text{ \AA}$ ) では面と面の間隔がそれを下回っており、もはやこの領域ではプレーナ・ドーブされているとは言えない状況である。しかしこのような状況でも通常のドーピング方法に比べて高濃度の層が得られているのは結晶成長時にドーパントを強制的に Ga サイトに入れることができるために通常のドーピング法によるものより活性化率が高いものと考えられる。

### 3-3 GaAs/AlAs 超格子のバンド構造の評価<sup>6)</sup>

#### 3-3-1 試料構造の検討

HEMT 構造の電子供給層に超格子を使うには、できるだけ高い電子濃度を得るためにもそのバンド構造を評価し最適な構造を決定する必要がある。そこで従来の N-AlGaAs 混晶を使った電子供給層の持つ欠点を克服するために超格子が満足すべき条件として

(1) ドナーレベルが浅く、低温での光応答などが小さいこと。

(2) 超格子の伝導帯とGaAsの伝導帯のエネルギー差（伝導帯不連続値）が大きいこと。  
 があげられる。

(2)を満足するためには実質的には超格子のバンドギャップも大きくなる。したがって超格子を構成する材料のうちバンドギャップの大きい方の物質、即ちAlAs層の厚さをGaAs層の厚さに対して厚くすればその条件が満たされることになる。しかし結晶成長の面から見ると、Siの拡散を抑えるために520℃とかなり低い成長温度を使用しているために、上質なAlAs層を厚く成長することは困難であると思われる。そこでAlAs層の厚さを5原子層と固定してGaAs層の厚さを変えて超格子構造を最適化することを検討する。AlAs層の厚さはクローニッヒ・ペニーモデルにより計算すると3原子層でもバリア層として働くことが確認されたのであるが、実際の結晶成長においてはGaAs層とのヘテロ界面において一原子層程度の凸凹が存在するために余裕をみて5原子層とした。

図3-9に作製したSiプレーナ・ドーパ(GaAs)<sub>m</sub>/(AlAs)<sub>5</sub>超格子の構造を示す。ここで添え字のmはGaAsの原子層の数を示しており、実験では3~13までのものを成長した。電気的測定のためにSiプレーナ・ドーパ超格子を30周期表面側に成長し、光学的な測定のためにドーパしていない超格子を70周期基板側に成長した。プレーナ・ドーピングはGaAs層の中央の層に行い、一面当たりのSiのドーパ量は $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ とした。電気的測定のためにコンタクト層としてSiドーパのn-GaAsキャップ層を200Å成長し、バッファ層としてGaAs層0.2μmを成長した。成長条件は基板温度が520℃、成長速度はGaAs層、AlAs層ともに0.5μm/h (0.5 monolayer/sec)である。

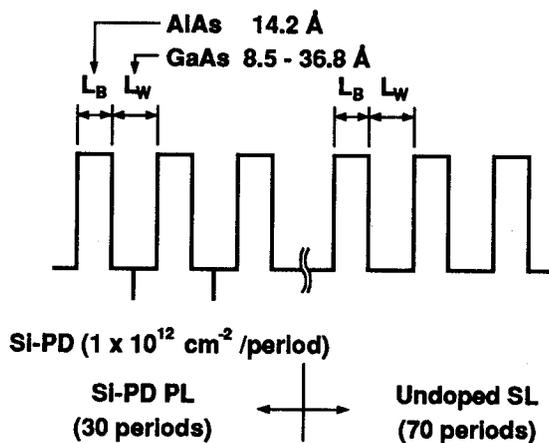


図3-9. Siプレーナ・ドーパGaAs/AlAs超格子の層構造

### 3-3-2 実験結果および検討

バンドギャップの評価を行うために、5 Kにおけるフォトルミネッセンスを測定した。この実験では表面側のSiプレーナ・ドープ層をエッチングにより除去して行った。図3-10にGaAsの原子層数  $m$  が 3, 5, 9 および 13 のもののスペクトルを示した。最もGaAs層の厚いサンプル ( $m = 13$ ) からのスペクトルのピークエネルギーが 1.731 eV で、GaAsのバンドギャップ (1.52 eV) にくらべかなり大きいことがわかる。一原子層程度の井戸幅のゆらぎから生ずるような異なったエネルギーレベルからの発光が  $m = 3$  のサンプル以外では見られないことからかなり良いヘテロ界面および超格子構造ができていているものと思われる。

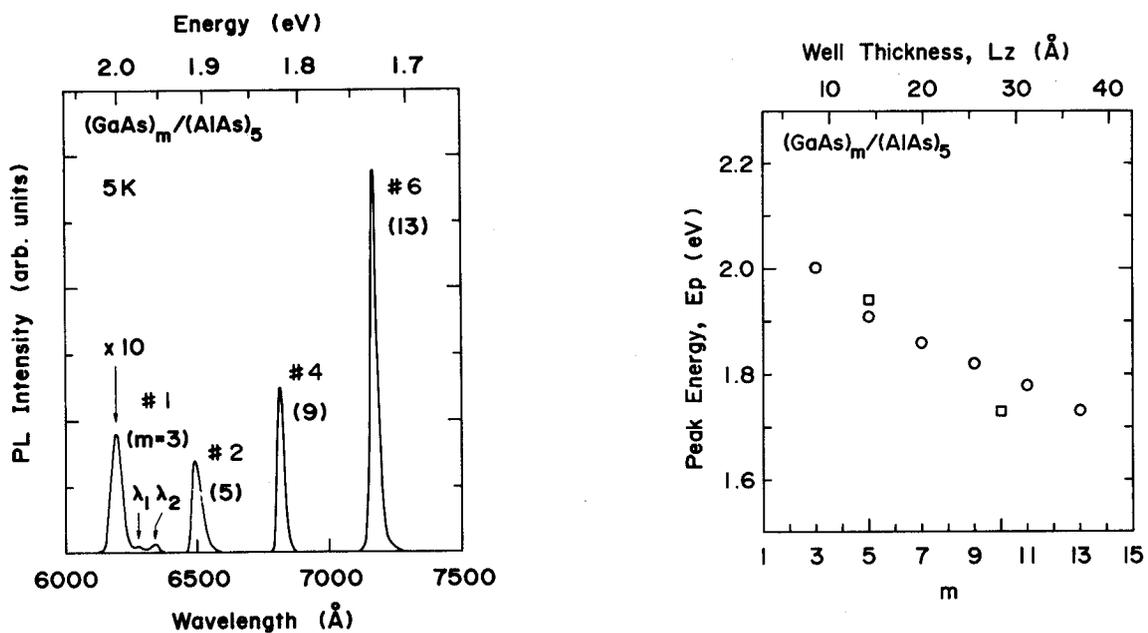


図3-10. アンドープGaAs/AlAs 超格子層のPLスペクトル

図3-11. PLのピークエネルギーとGaAs原子層数の関係. □は強結合近似による計算値

このスペクトルのピークエネルギーをGaAs層の原子層数  $m$  (あるいはGaAs層の幅  $L_z$ ) についてプロットしたものが図3-11である。  $m$  の減少にしたがってピークエネルギーが単調に増加していくことがわかる。これらのピークは伝導帯の電子と価電子帯のヘビーホールとの再結合によるもので、エキシトンの束縛エネルギーを除けば超格子のバンドギャップに対応している。このような超格子のバンド構造は、経験的な強結合近似に基づいて  $(\text{GaAs})_m/(\text{AlAs})_n$  超格子の計算が行われており、  $(m, n) = (5, 5)$  および  $(10, 5)$  のものを図中に四角で示した。計算の結果は実験値とかなり合っている。またこの計算では伝導帯のエネルギーの最小な点は  $(m, n)$  が  $(2, 2)$ ,  $(3, 3)$ ,  $(3, 6)$  および  $(5, 5)$  等の構造で

は $\Gamma$ 点にあるが、 $(m, n)$ が $(1, 1)$ あるいは $(2, 4)$ ではエネルギーの最小な点が $\Gamma$ 点からX点に移り間接型半導体になるとしている<sup>12)</sup>。

そこで本実験で用いたサンプルにおけるこのようなバンド構造の変化の様子を調べるために、図3-12にフォトルミネッセンスのピーク強度とその半値幅をGaAs層の原子層数 $m$ に関してプロットした。発光のピーク強度は $m$ が13から5まで減少するあいだはそれほど大きな変化はないが $m$ が5から3にかけて急激に一桁程度減少する。このピーク強度の急激な変化は超格子のバンド構造が直接遷移型から間接遷移型に変化したためではないかと考えられる。従って発光ピークの半値幅の増加もヘテロ界面での一原子層程度のゆらぎからくるものではなく（その場合には半値幅は $\Delta Lz/Lz^3$ に比例して大きく変化する<sup>13)</sup>）バンド構造が直接遷移型から間接遷移型に近づくためであろうと思われる。このようなバンド構造の変化にともなう半値幅の変化はGaAs/AlGaAs多重量子井戸構造においても観測されている<sup>14)</sup>。さらに先に示した図3-10に見られるように $m=3$ のサンプルでは主のピーク（ $\lambda = 6190 \text{ \AA}$ ）の他に長波長側に2つの付随的なピーク（ $\lambda_1 = 6289 \text{ \AA}$ 、 $\lambda_2 = 6345 \text{ \AA}$ ）が見られる。 $\lambda_2$ に対応するピークはそのエネルギーがちょうど $m=3$ と $m=5$ の発光ピークの間にあたることからGaAs層の幅が一原子層厚くなっているところからの発光であると思われる。そしてもうひとつの $\lambda_1$ に対応するピークが間接遷移型の伝導帯の再下点からの発光に対応するものと考えられる。

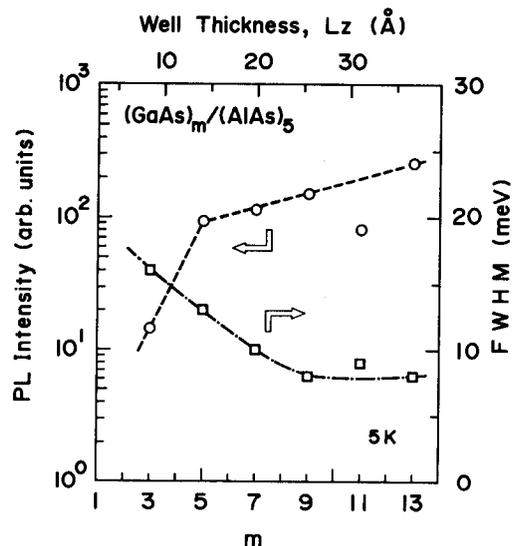


図3-12. PLの発光ピーク強度とスペクトルの半値幅

次にこの超格子構造の電気的特性を調べるために、Siをプレーナ・ドーピングした層をホール測定およびC-V測定によって評価した。ホール測定は77Kおよび室温で行い、C-V測定は室温で行った。図3-13にそれぞれの結果をあわせて示す。電子の（ヘテロ界面に平行な方向の）移動度は77Kおよび室温ともに $m$ の減少とともに単調に減少して行く。超格子構造ではGaAs層の層数が減少するにつれてバンドギャップが増加するのでそれにつれて電子の有効質量も増加するものと思われる。（例えばKaneの2バンドモデルに従えば $\Gamma$

点の有効質量は、そこでのバンドギャップに比例し、事実、化合物半導体のバンドギャップと有効質量はそのような関係にある。) その際電子の散乱機構が大きく変化しなければ電子の移動度は減少するはずである。しかしながらここで見られるような大きな移動度の減少は、 $\Gamma$ 点でのバンドギャップの変化に起因するものと言うよりも、むしろ電子が走行するGaAs層の幅が狭くなることによってヘテロ界面の凸凹の影響を電子が強く受けるようになるという効果とバンド構造が直接遷移型から間接遷移型へ変化したことによる有効質量の増加によるものと考えることができる。従ってホール測定の結果によって詳しいバンド構造の変化を議論することは難しいが $m = 3$ の低温での非常に低い移動度 ( $\mu = 36 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ) はX点あるいはL点の重い有効質量を反映したものかもしれない。

またホール測定から得られた濃度を超格子一周期当たりの濃度に換算してプロットしたものをC-V測定の結果得られたドナー濃度と比較すると、 $m = 7$ までは設定値どおりの量 ( $N_{SD} = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ) のドナーが得られ、それと同じ量の電子が得られていることがわかる。しかし $m = 5$ 以下ではC-V測定によって得られたドナー濃度と、ホール測定によって得られた電子濃度との値に違いがあり、特に $m = 3$ ではその差が顕著である。ここでは室温の電子濃度よりも77Kでの電子濃度の方がより低く、ドナー・レベルが深くなっているものと思われる。 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ においてもDXセンターの出現とバンド構造の間には深い関係がある(実験ではAlGaAsが間接遷移型になる直前からDXセンターが現れる。)と考えられているが、ここでも類似のことが起こっていると思われ、やはり $m = 3$ ではバンド構造が間接遷移型になっているものと結論される。

以上、フォトルミネッセンス、ホール測定およびC-V測定の結果からここで作製した $(\text{GaAs})_m/(\text{AlAs})_5$ 超格子は $m \geq 5$ では直接遷移型の半導体であるが、 $m = 3$ では間接遷移型となることがわかった。従ってこの超格子構造をHEMTの電子供給層に使用するには $m \geq$

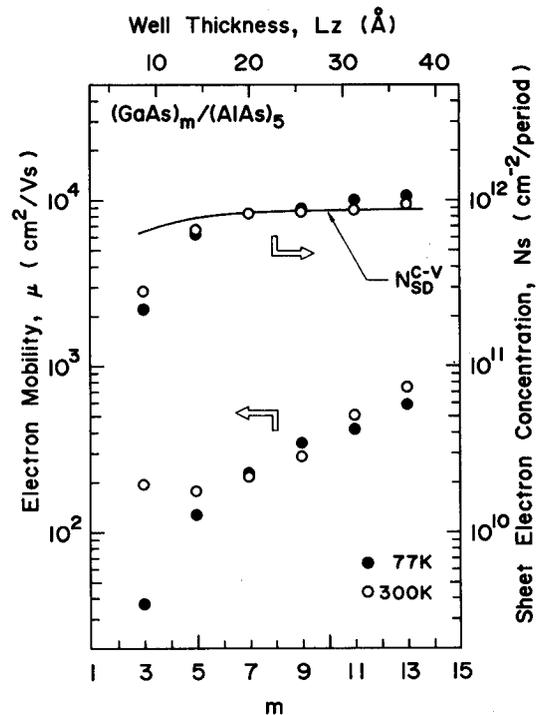


図3-13. Si-PD GaAs/AlAs 超格子の電気的特性。

5のところを使うことが望ましい。また $m = 5$ においてもC-V測定の結果とホール測定の結果に若干の違いが見られたことから、安定した素子動作を得るための構造としては $m \geq 7$ が良いことがわかる。そこで以降の実験では、この超格子構造を選択ドープ構造の電子供給層として用い、できるだけ高い二次元電子ガス濃度を得るために、超格子のバンドギャップの最も大きい $m = 7$ の構造を用いることにする。

### 3-4 プレーナ・ドープGaAs/AlAs超格子のHEMTへの応用<sup>7)</sup>

#### 3-4-1 試料の構造および作製

前節までの実験結果からプレーナ・ドーピングでは一面当たり  $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  までは問題なく（最高では  $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  まで）ドーピングできること、および  $(\text{GaAs})_m/(\text{AlAs})_s$  超格子は  $m \geq 5$  では直接遷移型の半導体であることが明らかとなった。ここではこれらの結果を使って  $(\text{GaAs})_7/(\text{AlAs})_5$  超格子を電子供給層に使ったHEMT構造の検討を行う。通常のドーピング方法を使った超格子電子供給層の検討において問題となった、一周期当たりのドーピング濃度（電子を供給する能力）という点ではプレーナ・ドーピングを使えば全く問題のないことがわかる。従って電子を供給するためのプレーナ・ドープ層は一層で充分である。

そこで本実験で使用した試料の構造を図3-14に示す。(001)-GaAs基板の上にGaAsバッファ層  $0.5 \mu\text{m}$ 、Siプレーナ・ドープ面を中央に持つ超格子電子供給層  $120 \text{ \AA}$ 、Siドープのn-AlGaAs層  $400 \text{ \AA}$ 、表面にn-GaAsキャップ層  $200 \text{ \AA}$  をMBE法により成長した。成長条件は前節の実験とほぼ同じで、基板温度  $520^\circ\text{C}$ 、成長速度はGaAs層が  $0.6 \mu\text{m/h}$ 、AlAs層が  $0.15 \mu\text{m/h}$  である。プレーナ・ドープの面濃度  $N_{\text{SD}}$  は  $0.6 - 4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  として、超格子中央のGaAs層の中央のGa面にドーピングした。また超格子層の一部はアンドープ層のスペーサ層として働きその厚さは  $60 \text{ \AA}$  (AlAs(15Å)-GaAs(20Å)-AlAs(15Å)- $\frac{1}{2}$ GaAs(10Å)) である。また超格子の表面側のAlGaAs層はこちら

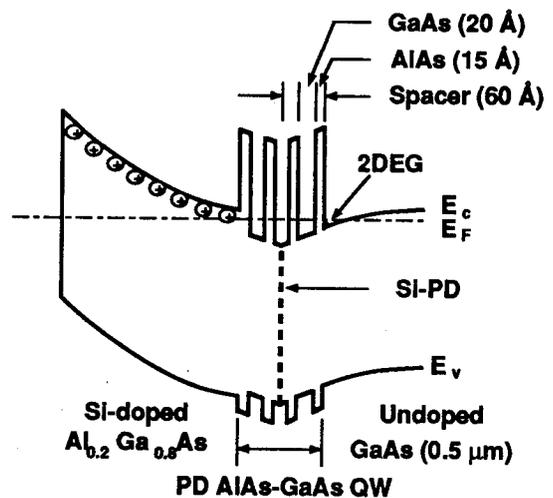


図3-14. Si-PD GaAs/AlAs QWヘテロ構造。プレーナ・ドープ層からだけ二次元電子が供給されている

側に二次元電子が形成されないように設けたものである。またそのAlAs組成は低温での永続的な光伝導が起こらないよう 0.2としてある。

### 3-4-2 電気的特性の評価

作製した選択ドーピング構造の二次元電子の移動度および濃度の評価を77Kのホール測定により行った。図3-15はそれぞれの値をプレーナ・ドーピングしたSiの面濃度  $N_{SD}$  について示したものである。電子の濃度はSiの面濃度  $N_{SD}$  が低いところでは  $N_{SD}$  に比例して増加する

が  $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  で飽和する。この結果は4.2Kで行ったシュブニコフドハース効果の測定結果から求めた濃度ともよく一致している。

$N_{SD} = 6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  の場合にホール測定の結果がSdHの結果よりもやや多いのは表面側のAlGaAs層中の並列伝導によるものと考えられる。また  $N_{SD} > 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  の場合二次元電子濃度より多いドナーがGaAs層にプレーナ・ドーピングされており、ヘテロ界面の二次元電子とならなかった電子は超格子中に止まっているものと思われるが、前節の結果からわかるように超格子中での電子の移動度はヘ

テロ界面に形成される二次元電子に比べて非常に低く ( $\sim 200 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ )、ホール測定の結果には影響がないものと思われる。またこの結果からもプレーナ・ドーピング層の電子供給能力が一層でも充分であることがわかる。従って  $N_{SD}$  が十分に高い場合には、ここで使用している表面側のAlGaAs層の厚さをさらに薄くすることが可能でその結果デバイスにおいてはゲート電極と二次元電子との距離が短くなり高い伝達コンダクタンスが得られるものと期待される。移動度の変化の様子も電子濃度と同じような傾向を示している。電子濃度が増加する  $N_{SD} < 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  のところでは  $N_{SD}$  とともに増加し、その後、一定の値 ( $8.5 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ) をとる。ここで得られた移動度の飽和値は通常のHEMTに使われているGaAs/N-AlGaAs構造の同じスペーサ層厚のもので得られている値 ( $10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ) に比べてやや低い値になっている。これはプレーナ・ドーピングにより散乱体となるイオン化した不純物が

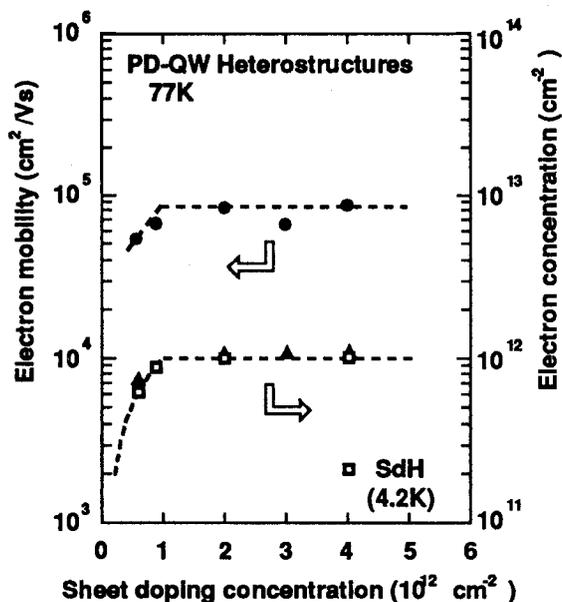


図3-15. Siの面濃度と二次元電子ガス濃度および移動度の測定結果

近い位置に集中して存在するためか、あるいはヘテロ界面を構成しているAlAs層の品質が、成長温度が520℃と低いために、悪いためであろう。

ここで得られた二次元電子濃度の値 ( $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ) はこれまでにGaAs/N-AlGaAs系およびn-GaAs/AlAs系の同様な構造の試料について報告されている中では最も高く、プレーナ・ドープした超格子電子供給層が高い電子供給能力を有していることを示すものである。またホール測定の結果に示されているように超格子電子供給層の電子供給能力はさらに高いので、スペーサ層の厚さを薄くすることによって、さらに高い二次元電子濃度が得られるはずである。また低温における永続する光伝導の測定でも、ここで作製した試料ではいずれも10%程度と低い値が得られている。

そこで次に超格子構造を少し変化させることによってスペーサ層の厚さを変化させ、移動度および電子濃度の変化の様子を調べる。図3-16は77Kにおけるホール測定の結果を通常のGaAs/N-AlGaAs系のHEMT構造の結果とあわせて示したものである。スペーサ層の構造はその層厚 $\Delta t$ が60Åの場合に使用したAlAs(15Å)-GaAs(20Å)-AlAs(15Å)の代わりに $\Delta t = 30\text{Å}$  (45Å)の場合には20Å (35Å)のAlAs層を使用した。またドープしたSiの面濃度は $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 一定とした。 $\Delta t$ が60Åの場合と同じく通常のGaAs/N-AlGaAs系のHEMT構造と比較すると超格子を使用した構造では電子濃度が高く移動度は低い。そこでこれを二次元電子層のシート抵抗で比較すると通常のGaAs/N-AlGaAs系のHEMT構造に比べて30%程度低く、総合的には特性が改善されていることがわかる。

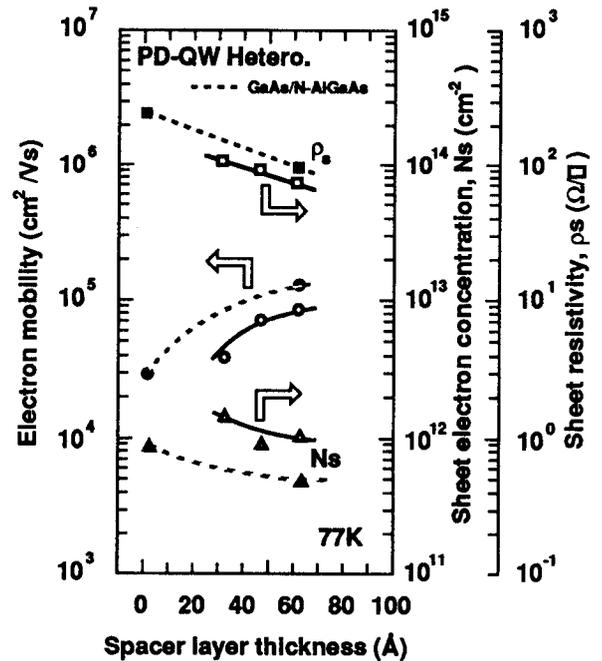


図3-16. 本構造で得られる二次元電子ガス濃度のスペーサ層厚依存性およびGaAs/N-AlGaAs構造との比較

### 3-5 プレーナ・ドープGaAs/AlAs QW構造のデバイス応用<sup>8)</sup>

#### 3-5-1 試料の作製

前節で検討した超格子を使った電子供給層は通常のHEMT構造に比べて電子の供給能力が

高いことがわかった。ところがプレーナ・ドーピング面当たりの電子供給能力は3-2-3で調べたように  $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  以上あり、前節で得られた結果のさらに倍の電子を供給することができる。そこでこの章ではその能力を十分に引き出すデバイス構造を検討して、デバイスを作製し評価する。最近の結晶成長技術の進歩により、高濃度 ( $N_D > 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) で急峻なドーピング形状を利用したFET構造の作製が可能となってきた。なかでもSchubertらによって提案された一層のプレーナ・ドーピング層をチャンネル層として使用した delta-doped FETは高濃度層をチャンネルとしたGaAs MESFETの極限の場合と考えられる<sup>15)</sup>。ところがこのような構造ではドーピングした不純物がチャンネルとなる電子と空間的に同じところがあり、また高濃度であるために通常のMESFETよりも電子の移動度は低くなってしまう。

ここでは選択ドーピング構造の特長である mobility enhancement を利用できるように、3-2-3で評価に使用したGaAs/AlAs/PD-GaAs/AlAs/GaAs構造を使ってデバイスの作製を行った。この構造では両側のGaAs層に二次元電子ガスが形成され、それをFETのチャンネル層として利用する。詳しい層の構造は図3-17に示している。結晶成長の条件は前節までと同じである。バッファ層に超格子を使ったのは電子が基板側に注入されることを防ぐとともに基板側の電子の閉じ込めを確実にして、実行的なチャンネル層の厚さが拡がることを防ぐためである。

作製したデバイスはショットキー・ゲートFETで、ゲート領域のみを30 nmリセスしている。ゲートの寸法は  $1.5 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$  であり、ソースとドレインの間隔は  $5 \mu\text{m}$  である。同時に作製したホール・ブリッジにより評価した二次元電子の濃度は  $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  程度であり、移動度は室温および77Kにおいてそれぞれ  $3500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  および  $10500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  であった。選択ドーピング構造ではない通常のプレーナ・ドーピング層の移動度が  $2000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  以下(室温, 77Kとも)であるから、移動度が増大していることがわかる。電子濃度は成長したままの構造では  $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  であったが、リセス構造により多少減少している。しかし77KでのC-Vプロファイルでは上下の二次元電子に対応する二つのピークが観測さ

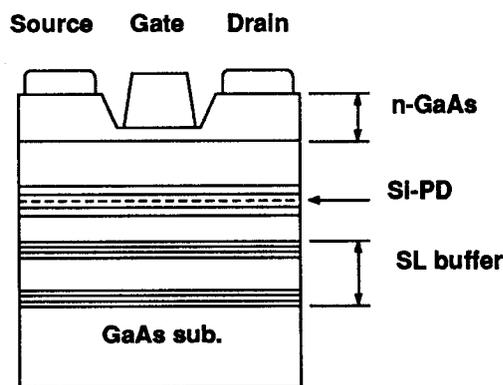


図3-17. プレーナ・ドーピングGaAs/AlAs量子井戸構造を動作層に利用した素子の断面図

れている。またそのピークの間隔も15 nm と前節の計算による結果(13 nm) とよく一致している。

### 3-5-2 素子特性の評価結果

77Kでの素子の特性を図3-18に示す。ドレイン電流は300 mA/mm 以上と非常に高く、室温においても200 mA/mm を越えるものが得られている。このような高い電流密度とともに良好なピンチオフ特性が得られている。またドレインコンダクタンスは室温および低温ともに1-2 mS/mm と非常に低く良好な特性が得られている。さらにゲートドレイン間の耐圧も15-18 V と高く、表面のGaAs層をアンドープにすることでさらに25-30 V 程度までに改善されるものと期待できる。

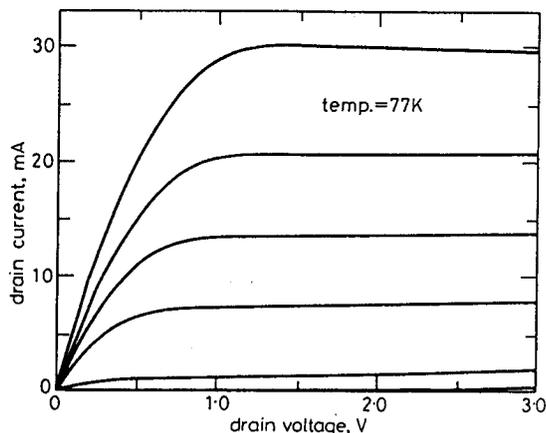


図3-18. 試作した素子の77Kでの特性  
ゲート電圧は0.5Vステップで0.5V  
から-2.5V までである

一方、素子に白色光を照射することにより20%程度の電流の増加が見られたことから、低温で予期されなかった深い不純物準位が光伝導に関与しているものと思われる。プレーナ・ドーピングの濃度が  $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  と補償がおきはじめのぎりぎりの濃度であったために、若干のSiが補償されたためか、あるいはプロセス途中の熱処理過程におけるSiのヘテロ界面あるいはAlAs層中への拡散によるものがあげられる。いずれにしてもその効果はわずかで結晶成長の条件あるいはデバイス作製プロセスの最適化によって減少できるものと思われる。

### 3-6 まとめ

本章ではGaAs/AlAs 超格子を電子供給層に使用し、高濃度の二次元電子ガス層を形成するためにn-GaAs/AlAs 超格子構造の検討を行い、超格子一周期当たりのドーピング濃度を高める必要があることを指摘した。

そこで超格子構造に適したドーピング法の検討として、プレーナ・ドーピングについてそのドーピング特性を調べ、その結果プレーナ・ドーピング面あたりでは  $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  までのSiがほぼ100%ドナーになることがわかった。またプレーナ・ドーピングの繰り返し構

造を利用することにより通常のドーピング法にくらべて2倍近く高い電子濃度 ( $n \sim 1.14 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) が達成できることを示した。

次にPD-(GaAs)<sub>m</sub>/(AlAs)<sub>s</sub>超格子構造の最適化のためにそのバンド構造の評価を行った。その結果この超格子は $m \geq 5$ では直接遷移型であるが $m = 3$ では間接遷移型に移行すること、さらにHEMT等への電子供給層としては $m = 7$ が適当であることがわかった。

PD-(GaAs)<sub>m</sub>/(AlAs)<sub>s</sub>超格子を電子供給層に使用した単一ヘテロ構造で従来より高い二次元電子濃度 (スペーサ層が60Åでは $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 、30Åでは $1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ) が得られることを確認した。また単一ヘテロ構造では電子供給層の二次元電子ガス供給能力がヘテロ構造で決められる電子収容能力を上回り、電子濃度が単一ヘテロ構造という構造自身で決められていることが明らかとなった。

そこで検討したn-GaAs/AlAs超格子構造が供給可能な高濃度の二次元電子ガスを活用するための素子構造としてGaAs/AlAs/PD-GaAs/AlAs/GaAs構造を提案し、評価用の素子を試作し、素子特性の評価を行うことによって、電流密度およびゲート耐圧がともに高い良好な素子が得られることを示した。

本章の参考文献

- 1) T. Baba, T. Mizutani, and M. Ogawa: Jpn. J. Appl. Phys., 22, L627 (1983).
- 2) T. Baba, T. Mizutani, M. Ogawa, and K. Ohata: Jpn. J. Appl. Phys., 24, L431 (1984).
- 3) T. Ishikawa, J. Saito, S. Sasa, and S. Hiyamizu: Jpn. J. Appl. Phys., 21, L657 (1982).
- 4) M.O. Watanabe, K. Morizuka, M. Mashita, Y. Ashizawa, and Y. Zohta: Jpn. J. Appl. Phys., 23, L103 (1984).
- 5) S. Sasa, S. Muto, K. Kondo, H. Ishikawa, and S. Hiyamizu: Jpn. J. Appl. Phys., 24, L602 (1985).
- 6) S. Sasa, K. Kondo, H. Ishikawa, T. Fujii, S. Muto, and S. Hiyamizu: Surf. Sci. 174, 433 (1986).
- 7) S. Hiyamizu, S. Sasa, T. Ishikawa, K. Kondo, and H. Ishikawa: Jpn. J. Appl. Phys. 24, L431 (1985).
- 8) K. Hikosaka, S. Sasa, and Y. Hirachi: ELECTRONICS LETT. 22, 1240 (1986).
- 9) K. Ploog, A. Fischer, and H. Kunzel: J. Electrochem. Soc., 128, 400 (1981)
- 10) C.E.C. Wood, G. Metze, J. Berru, and L.F. Eastman: J. Appl. Phys., 51, 383 (1980).
- 11) Y.G. Chai, R. Chow, and C.E.C. Wood: Appl. Phys. Lett., 39, 800 (1981).
- 12) J.N. Schulman and T.C. McGill: Phys. Rev. B19, 6341 (1979).
- 13) L. Goldstein, Y. Horikoshi, S. Tarucha, and H. Okamoto: Jpn. J. Appl. Phys., 22, 1489 (1983).
- 14) U. Venkateswaran, M. Chandrasekhar, and H.R. Chandrasekhar: Phys. Rev. B31, 4106 (1985).

15) E.F. Schubert and K. Ploog: Jpn. J. Appl. Phys., 24, L608 (1985).

## 第4章 InGaAs/N-InAlAs系ヘテロ構造中の電子状態および輸送特性

### 4-1 はじめに

第2章、第3章においてはGaAs/AlGaAs系およびGaAs/AlAs系の材料を用いてHEMTの電子濃度を増大させること等従来のデバイスの持つ問題点を解決することを検討した。現在Ⅲ-V族化合物半導体を利用したヘテロ接合の研究に、あるいは素子等の開発に最も広く使われているのはGaAs基板を用いたGaAs/AlGaAs系材料である。その理由として、

- (1) 良質で大口径(2インチ~3インチ)の基板が使用できる。
- (2) ヘテロ接合を形成する場合に結晶成長において最も重要なパラメータである格子整合の条件が、GaAsとAlAsの格子定数が非常に近いために、いつでもその条件が満足されるために結晶成長が比較的容易である。

などがある。しかしながらⅢ-V族化合物半導体の中でGaAsが高速デバイス用材料として最も優れた材料であるというわけではない。たとえばHEMT用材料としての問題点を再びあげてみると、

- (1) 電子供給層(AlGaAs層)とチャネル層(GaAs層)との伝導帯の不連続がバンドギャップの差の60%程度<sup>1)</sup>とあまり大きくないために二次元電子濃度が低い。またドナー・レベルが深く<sup>2-4)</sup>、好ましくない不純物準位を形成する。
- (2) より高速なデバイスを開発するためにはチャネル層の電子のドリフト速度がさらに高いものが望まれる。
- (3) 電子供給層のドーピング濃度があまり高くできない(AlGaAsで $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 程度)ために、やはり二次元電子濃度を高くすることができない。また超格子供給層では最高 $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 近い値が可能だがドーピングしたSiの活性化率がかなり低くなってしまい、結晶の質としてはあまり高いものが望めない。

などがある。そこで本章では従来の材料系のもつこれらの問題点を回避できるような材料系としてInP基板に格子整合する $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{N}-\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 系の材料を選びHEMT等のデバイスに応用することを検討する。

この材料系の特徴を従来のものと比較すると

- (1) 電子供給層となるInAlAsとチャネル層となるInGaAsの伝導帯の不連続が0.53 eVと大きく<sup>5-7)</sup>、ドナー・レベルも非常に浅い。
- (2) InGaAs層の室温での電子の移動度ならびに電子の飽和速度が高い( $3 \times 10^7 \text{ cm/s}$ )<sup>8)</sup>。

(3) InAlAs層が高濃度にドーピングできる ( $N_D \sim 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ )<sup>9)</sup>。

(4) InP 基板はGaAs基板に次いで良質の基板が得られる。

(5) InP 基板に格子整合するInGaAsのバンドギャップは約0.76 eVで、光ファイバーの低損失領域 (1.3  $\mu\text{m}$  ~ 1.5  $\mu\text{m}$  帯) をカバーできること、あるいは同じくこの波長領域にあるInGaAsP/InP系の半導体レーザなどの光デバイスとInGaAs/N-InAlAs系の電子デバイスがInP基板上に集積できる。

などの優れた点があげられる。しかしながら結晶成長では良質な結晶を成長させるためにInGaAs層およびInAlAs層を基板のInPに格子整合させることが必要であり、そのためにそれぞれの層の組成を正確に制御する必要がある。この系を使った選択ドーピング型の素子も以前から作られているが、はじめは余り高い性能のものは得られていなかった<sup>10, 11)</sup>。その原因はおもに結晶の品質が悪いことによると思われるが素子の構造もそれほど検討されてはいなかったものと思われる。InGaAs/N-InAlAs系のヘテロ接合を用いた最初の高品質な二次元電子ガスの作製はKastalskiらによるもの<sup>12)</sup>と思われるが、その後しばらく詳しい研究が行われておらず、1985年の尾鍋らによる系統的な二次元電子濃度および移動度の研究を待つことになる<sup>13)</sup>。その後広瀬らによって初めて高性能のHEMT素子が実現された<sup>14)</sup>。しかしながら二次元電子ガスの電気的特性をはじめとした基礎的な評価も充分ではなく実用的な素子の開発のためには二次元電子状態およびその輸送特性についてのより詳細な研究が必要である。この系の特徴として既に述べたように、伝導帯の不連続値が大きいことから高い二次元電子ガス濃度が得られることが期待される。

そこで以下では、まずこのInGaAs/N-InAlAs系ヘテロ構造においてどの程度の二次元電子ガス濃度が得られるかを第2章で行ったと同様にセルフコンシステントな計算により求め、この系の可能性について検討する。ついで計算に対応する単一ヘテロ構造を成長し、得られた二次元電子ガスの移動度および電子濃度を評価し、計算で得られた電子濃度との比較を行い、どの程度理想的なヘテロ構造が得られているかを評価する<sup>15)</sup>。そしてデバイス応用の際に重要な特性となる高電界 (~ 数 kV/cm) での輸送特性を従来のGaAs/N-AlGaAs系と比較して評価・検討する<sup>16)</sup>。またInGaAs/N-InAlAs系材料はInGaAsがGaAsより室温で高い移動度を有することから特に室温で有利な材料系として期待されているが、低温では合金散乱などがあるためにGaAs系よりも特性が良くないのではないかという懸念がある。その点を明らかにするために低温での特性についても議論する。そして最後に従来

のGaAs系HEMT素子とInGaAs系の素子を試作し、素子の高周波特性の評価結果についても述べる<sup>17)</sup>。

#### 4-2 InGaAs/N-InAlGaAs系二次元電子ガスの電子状態<sup>15)</sup>

##### 4-2-1 電子状態の計算

ここでは第2章で行った二次元電子状態の計算をInGaAs/N-InAlAs系の単一ヘテロ構造に適用して、この系でどの程度の二次元電子濃度が得られるかについて基礎的な検討を行う。またその計算結果を実際に成長したヘテロ構造を評価して得られた結果と比較することにより、成長した構造がどの程度理想的にできているかを判断することもできる。前章まで使用していたGaAs/N-AlGaAs系のヘテロ構造では格子整合の問題が無視でき、ヘテロ界面での界面準位がほとんどないために計算によって得られた二次元電子濃度と実際に成長した構造における値とがこれまでに示したように非常に良く一致する。従ってこの系の可能性を調べるためにも、またあとから実際に成長した構造を評価するためにもこのような計算を行っておくことは重要である。

これまでの計算は基本的にはどのような材料についても適用可能である。しかし前章でも触れたいくつかの近似がこの系で妥当であるかどうかを検討する必要がある。そこでいままでの計算では無視していた効果でInGaAs/N-InAlAs系では考慮する必要があると思われる項目をあげてみると、

(1)ヘテロ界面における電子の有効質量の不連続

(2)伝導帯の非放物性

などがある。(1)についてはInGaAsとInAlAsの有効質量  $m^*$  がそれぞれ0.042 および0.075と二倍近い違いがあるために考慮する必要があると考えられる。また(2)の非放物性に関しても一般的にバンドギャップの小さいもの程その効果が重要であり、InGaAsのバンドギャップがGaAsの約半分と小さいことからここでは考慮の対象とした。

これらの条件が計算におよぼす影響について示したものが図4-1である。ヘテロ界面において有効質量が連続な(不連続を無視した)場合には波動関数およびその一階微分が連続であるという境界条件のもとに計算が行われる。しかし界面で有効質量が不連続な場合には確率の流れの密度が保存されるためには、波動関数が界面で連続とした場合には、一階微分については次のような境界条件が適用される。

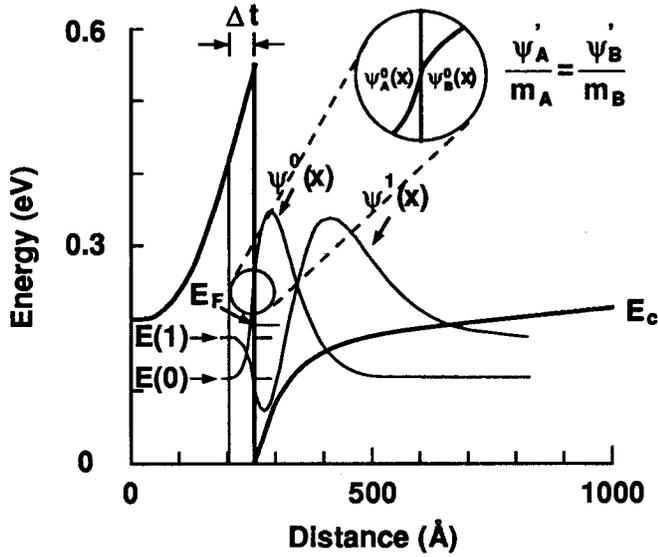


図4-1. InGaAs/N-InAlAs系で新たに考慮した条件を表す図. ヘテロ界面で波動関数が折れ曲がり, 状態密度がエネルギーとともに変化する

$$\frac{\phi_{A'}(x)}{m_A^*} = \frac{\phi_{B'}(x)}{m_B^*} \quad (4-1)$$

伝導帯の非放物性については、電子の状態密度への影響があらわれる。通常放物性バンドにおける二次元の電子の状態密度はエネルギーに関して単純なステップ関数で表されその高さは  $m^*/(\pi \hbar^2)$  である。しかし非放物性バンドでは次のように分散関係が修正されるために

$$\frac{(\hbar k)^2}{2m^*} = (1 + \alpha \epsilon) \epsilon \quad (4-2)$$

$$\alpha = \frac{(1 - m^*/m_0)^2}{Eg}$$

$$D(k)dk^2 = 2 \frac{L^2}{(2\pi)} dk^2 = \frac{L^2}{\pi} k dk = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} (1 + 2\alpha \epsilon) d\epsilon$$

$$D(\epsilon) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} (1 + 2\alpha \epsilon) \quad (4-3)$$

となって、通常のステップ関数型の状態密度に  $(1 + 2\alpha \epsilon)$  という補正が加わることとなる。従ってこの場合の状態密度はエネルギーに依存しないステップ型からエネルギーとともに増加する台形型の関数になる。またフェルミ面までの電子数  $N_s$  は絶対零度では

$$N_s = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} (1 + \alpha \epsilon_F) \epsilon_F \quad (4-4)$$

と表される。これらの変更を取り入れれば InGaAs/N-InAlAs 系の電子状態を計算することができる。具体的な計算方法の変更点については付録 2 に記した。

ここではつぎのような結晶成長のパラメータを変えて InGaAs/N-InAlGaAs 系の電子状態および電子濃度を計算する。

- (1) スペーサ層の厚さ
- (2) 電子供給層のドーピング濃度
- (3) 電子供給層の混晶比 (伝導帯の不連続値)

またそれぞれの計算結果を GaAs/N-AlGaAs 系の値と比較し、InGaAs/N-InAlAs 系の特徴について議論する。

#### 4-2-2 計算結果および考察

スペーサ層の厚さに対して二次元電子濃度を計算した結果について、図 4-2 に示す。実線が InGaAs/N-InAlAs 系の電子濃度、破線が従来の GaAs/N-AlGaAs 系 (Al の組成は 0.3) の電子濃度である。どちらの場合にも電子供給層のドーピング濃度は  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  である。電子濃度はどちらの材料系でもスペーサ層厚を増加するにしたがい減少していくが、InGaAs/N-InAlAs 系では GaAs/N-AlGaAs 系に比べて減少の度合いが少ないことがわかる。そして InGaAs 系の電子濃度は従来の系より高くスペーサ層がない場合に 2 倍強 ( $N_s \sim 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ )、スペーサ層の厚さが 100 Å のところで 5 倍近い値が得られている。この結果から InGaAs/N-InAlAs 系では基本的に高い二次元電子濃度が得られることがわかるが、その原因はおもに伝導帯不連続値が大きい (0.53 eV) ことによるものである。

そこで次にどのくらい高い濃度が得られるかを調べるために、スペーサ層のない場合に

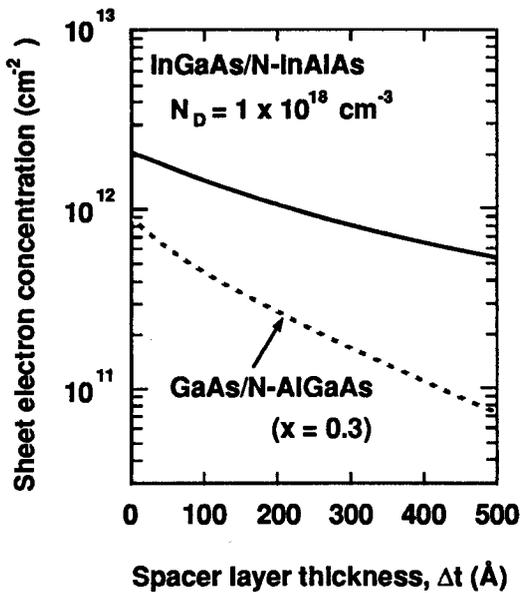


図4-2. InGaAs/N-InAlAs系二次元電子濃度のスペーサ層厚依存性. GaAs系(点線)に比べ高い電子濃度が得られることがわかる

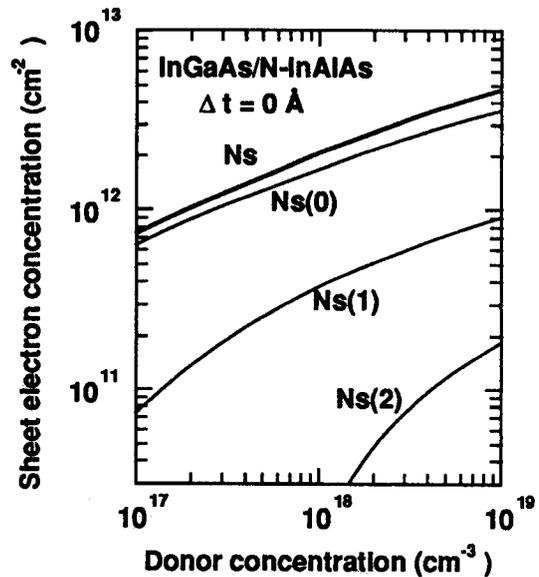


図4-3. スペーサ層がない場合の二次元電子濃度のN-InAlAs層ドーピング濃度への依存性.  $N_D = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ まで飽和する傾向は見られない

ドーピング濃度を変えて得られる二次元電子ガス濃度を計算した。図4-3がその計算結果である。図では全電子濃度のほかに各二次元サブバンドを占める電子濃度を示した。ドーピング濃度が  $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  から  $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  まで2桁変わるあいだに二次元電子濃度はほぼ1桁増加している。そしてドーピング濃度が  $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  のときには電子濃度は約  $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  になっておりGaAs/N-AlGaAs系で得られている最高値に比べて約4倍という非常に高い値になっている。また各サブバンドの占有状態を見るとGaAs/N-AlGaAs系ではほとんどの場合に基底準位だけが占められているのに対して、この系では電子濃度が低いところ ( $N_s$  が  $10^{11} \text{ cm}^{-2}$  台のところ) からすでに2番目のバンドが占められており、 $N_D \geq 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  ではさらにその上のバンドが占められるようになる。図に示したドーピング濃度の範囲ではまだ二次元電子濃度に飽和する傾向は見られずさらにドーピング濃度を高くすればより高い電子濃度が得られる。なお  $N_D = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  のときにはまだヘテロ界面での電位障壁はフェルミ面からみて約0.2 eVあり、電子の閉じ込めに対してはまだ十分な高さを保っている。以上のようにこの材料系では単一ヘテロ構造において従来の材料系でのダブルヘテロ構造をもしのぐような高濃度の二次元電子濃度が得られることがわかる。さらに以下では電子供給層の組成を変化させてヘテロ界面での伝導帯不連続値  $\Delta E_c$  を変化させた場合に二次元電子ガス濃度がどのように変化するかを計算する。この

系では伝導帯の不連続が電子供給層となるInAlGaAs層のうちの $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ の組成に比例して増加することと<sup>5)</sup>、SiのドナーレベルがGaAs程度に浅いために $\Delta E_c$ に対して二次元電子ガス濃度がどのように変化するかを調べるには理想的な系である。

いま述べたようにInGaAs/InAlGaAsヘテロ界面の伝導帯不連続値 $\Delta E_c$ についてはそれぞれの材料がInP基板に格子整合している場合には $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ の組成に比例して増加することがわかっており、その組成を $y$ とするとほぼ $0.53y$  (eV)である。計算例の各パラメータはスペーサ層厚が100 Å、ドーピング濃度が $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ である(図4-4)。図のように電子濃度はほぼ $\Delta E_c$ (InAlAsの組成比)に比例して増加する。また $\Delta E_c$ が0.265 eVのところは、従来のGaAs/N-AlGaAs系ではAlGaAs電子供給層のAlAs組成が0.35のときに同じ $\Delta E_c$ が得られるが、 $\Delta E_c$ が同じでも得られる電子濃度はInGaAs系の方が高い。これは従来の系ではAlGaAs中のドナー・レベルが深くなっているために( $E_D \sim 100 \text{ meV}$ )実効的な伝導帯の不連続( $\Delta E_c - E_D$ )が小さくなっているためである。なおInGaAlAs中のドナー・レベルの値は10 meVとして計算を行っている。

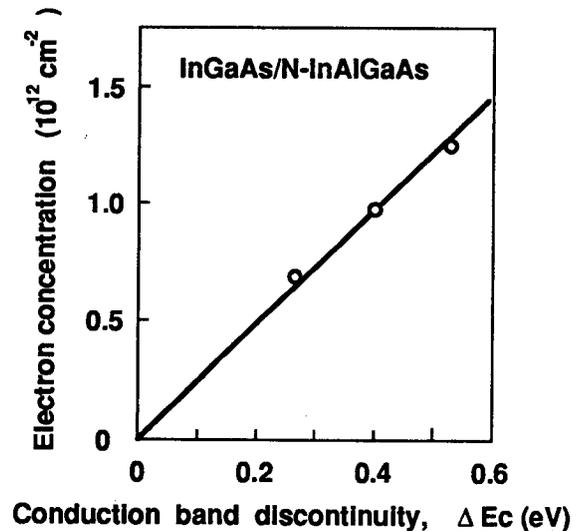


図4-4. 二次元電子濃度の伝導帯不連続に対する依存性の計算値

以上の計算結果からInGaAs/In(Ga)AlAs系では従来のGaAs/N-AlGaAs系にくらべて伝導帯の不連続が大きいことおよび電子供給層中のドナー・レベルが浅くより高濃度までドーピングが可能であることから得られる二次元電子ガス濃度が非常に高いことがわかった。従ってInGaAs/InAlAs系を使ったHEMTは従来系の素子よりもさらに高い電流駆動能力を持つものと期待される。

#### 4-3 InGaAs/N-InAlGaAs系二次元電子ガスの低電界特性<sup>15)</sup>

##### 4-3-1 試料の作製

従来の材料系にくらべて、InGaAs系では非常に高い二次元電子濃度が得られることが計算によって予測されたわけであるが、実際にそのような結晶が設計どおりに成長できるか

どうかを調べておく必要がある。その際、結晶の品質を調べるためには二次元電子の濃度だけでなく、移動度等の評価も必要である。本節ではこの系の最も大きな特徴である高濃度の二次元電子が実験的にどの程度まで得られるかをはじめに調べ、次いでその他のパラメータ（スペーサ層厚および伝導帯不連続値）依存性について調べ計算結果との比較を行い、最後に電子移動度の結果について議論する。移動度についての情報は結晶性に関してだけでなく、素子への応用を検討する場合にも非常に重要である。InGaAs/N-InAlAs系ではGaAs/N-AlGaAs系にくらべて室温では高い移動度が得られると思われるが、77Kのような低温では光学フォノンによる散乱は減少し、合金散乱が主要な散乱要因になるためにかえって従来の系にくらべて不利ではないかという点が懸念される。このような点を検討するためにも、電子濃度と移動度を2つの材料系について総合的に評価することが重要である。

ドーピング濃度を高くしてどこまで二次元電子濃度が高くできるかを調べるために作製した試料の断面構造を図4-5に示す。層構造は上から順にn-InGaAsキャップ層(10 nm),

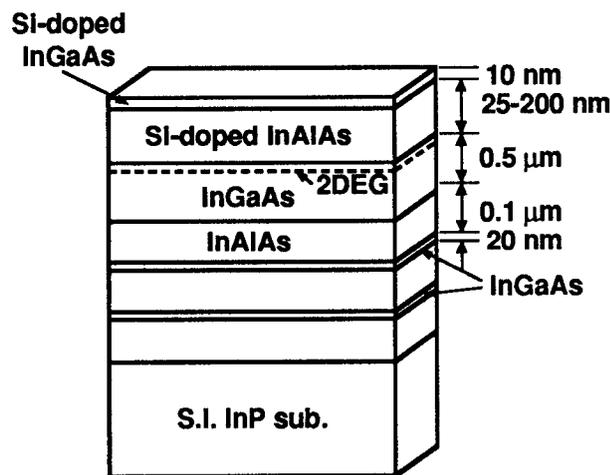


図4-5.二次元電子濃度と移動度の評価に使用したInGaAs/N-InAlAsヘテロ構造

N-InAlAs電子供給層(25 - 200 nm),アンドープInGaAs層(0.5 μm), およびInGaAs/InAlAs超格子バッファ層(0.34 μm)からなっており基板は半絶縁性InP基板である。超格子バッファ層は3層のInGaAs層(0.1 μm)および2層のInAlAs層(20 nm)からなっている。電子供給層の濃度は $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ から $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ まで変化させ、得られる電子濃度を高くするためにアンドープInAlAsスペーサは入れない構造とした。InAlAsではSiのドナーレベルがAlGaAsのそれに比べて非常に浅いので、室温ではもちろんのこと低温においても、こ

の層を介しての並列伝導の影響が大きいために、並列伝導の有無が測定結果に影響を与える。従ってそのようなことが起こらぬように、電子供給層の厚さはそのドーピング濃度に応じて図に示したように変えている ( $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ の場合に25 nm)。結晶成長の温度は470℃、成長速度は約  $1.2 \mu\text{m/h}$  である。またこの成長条件におけるアンドープInGaAs層中の残留不純物濃度は  $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 程度あるいはそれ以下でn型を示し、InAlAs層の場合は  $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 以下でアンドープでは高抵抗である。またそれぞれの層とInP基板との格子不整の程度はどちらの層についても概ね  $2 \times 10^{-3}$ 以下であり、ほとんど格子整合した条件である。従って基板との間に生ずる歪みの効果は考慮する必要がない。

#### 4-3-2 電子濃度の測定結果および計算値との比較

それぞれの試料の電子濃度を4.2Kにおけるシュブニコフドハース効果を測定して評価した。ドーピング濃度  $N_D = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ の試料の測定結果を図4-6に示す。磁気抵抗

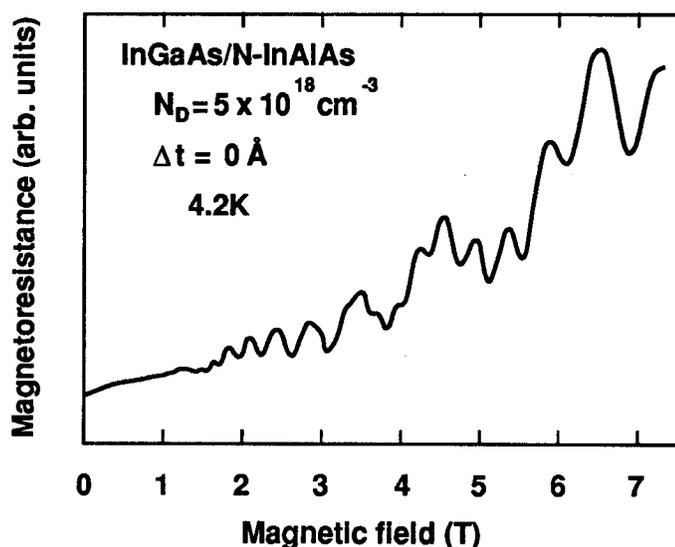


図4-6. 電子供給層のドーピング濃度が  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ の試料のSdH振動

が三種類の振動成分を含んでいることがわかる。従って電子は振動に対応する3つのサブバンド ( $E(0)$ ,  $E(1)$ ,  $E(2)$ )を占めていることがわかる。InGaAs系では伝導帯の非放物性が大きく無視できないが、それぞれのサブバンドを占める電子濃度については、付録Iに記したように、放物性バンドの場合と同じ式で評価でき、第2章で示した式(2-1)を使うことができる。

$$N_s = \frac{|e|}{\pi \hbar} \frac{l}{\Delta (1/B)}$$

(2-1)

上式により求めた電子濃度と前節での計算結果とを合わせて図4-7に示す。図中の丸が実験から求めた値を示しており、白丸がそれぞれの磁気抵抗の振動に対応する各サブバンドの電子濃度( $N_s(0)$ ,  $N_s(1)$ ,  $N_s(2)$ )、黒丸が全電子濃度( $N_s = N_s(0) + N_s(1) + N_s(2)$ )である。全電子濃度だけでなく、各サブバンドを占めている電子濃度も計算と実験との一致は非常に良い。従って実験で求められた電子濃度もドーピング濃度  $N_D$  とともに増加し  $N_D = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  では  $N_s = 3.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  である。計算の結果からもわかるようにドーピング濃度が高くなると ( $N_D \geq 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )  $N_s(2)$  が  $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  を越えるようになり、観測にかかるようになる。このように単一ヘテロ構造において3番目のサブバンドに対応する振動が得られたのは、GaAs/N-AlGaAs系、InGaAs/N-InAlAs系などを通じてもこれが初めてである。

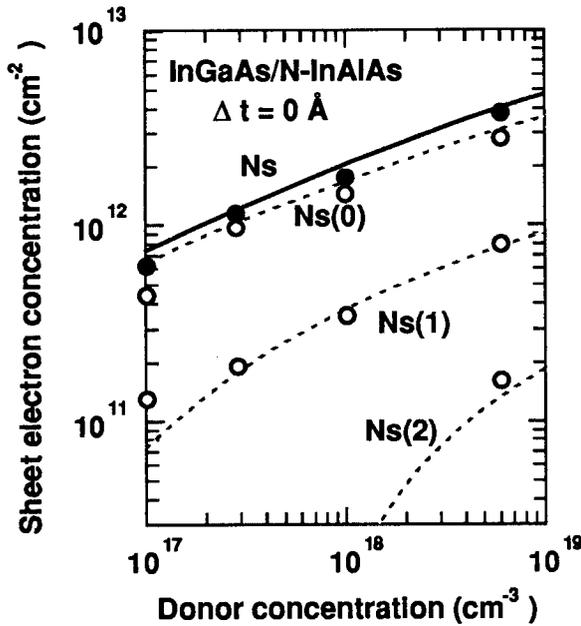


図4-7. SdH測定による二次元電子濃度の測定結果と図4-3.で示した計算結果との比較

次にスペーサ層厚に対する電子濃度の依存性に関する実験結果を示す。スペーサ層厚は0 Åから100 Åまで変化させ、N-InAlAs層のドーピング濃度は  $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  および  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (図4-8)の二種類について実験を行った。図には基底準位および第一励起準位の電子濃度を計算値および実験値について示してある。どちらのドーピング濃度につ

いても計算値と実験値はかなり良く一致している。従ってこれらの結果から結晶成長時に懸念される格子整合の問題や界面準位の発生による電子濃度の減少などは無視できることがわかり、ある程度理想に近い設計値どおりのヘテロ構造ができているものと考えられることができる。

さらに電子供給層のInAlAs組成を変えた（伝導帯不連続 $\Delta E_c$ を変えた）試料についても実験値と計算値とはよく一致している（図4-9）。この場合には二次元電子濃度はほぼ $\Delta E_c$ に比例して増加するという結果が得られた。電子状態に影響を及ぼすパラメータがいろいろあるにも係わらず、このように単純な結果が得られたことは非常に興味深い。

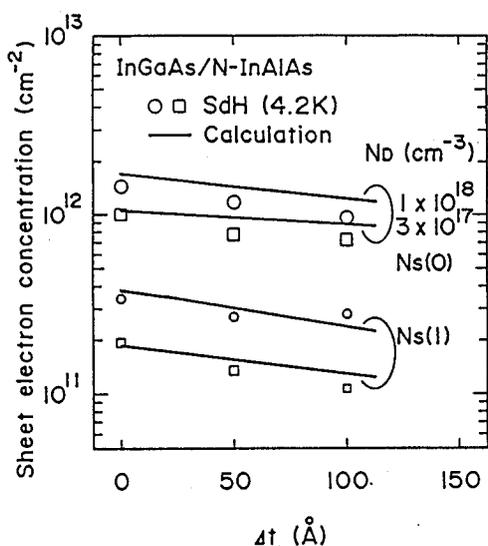


図4-8. スペーサ層厚に対する電子濃度の実験値および計算値との比較

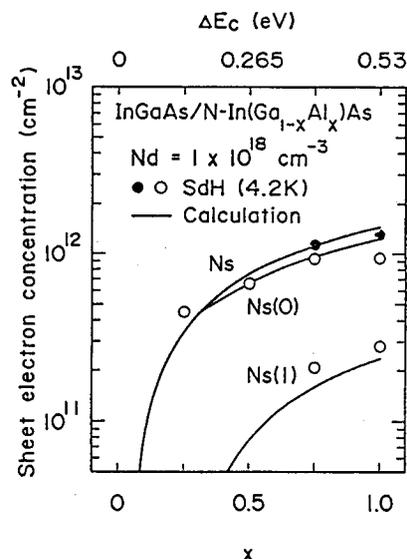


図4-9. 伝導帯不連続値を変えた試料の二次元電子ガスの計算値との比較

以上のようにInGaAs/N-InAlAs系材料においても設計どおりの試料を成長することができ、計算値どおりの高い二次元電子ガスが得られることが実験的に確認された。

#### 4-3-3 低電界移動度の測定

前節で評価したInGaAs/N-InAlAs系の試料および代表的なGaAs/N-AlGaAs系の二次元電子濃度と移動度の関係を示したのが図4-10である。この図では右へいくほど電子濃度が高く、上にいくほど移動度が高いので、右上へいくほど電気伝導度が高くなり素子応用上も好ましい方向である。室温においてはInGaAs系の試料の方が移動度、電子濃度ともに高く優れた特性を有していることは明らかである。一方77Kにおいては合金散乱がなく、さらにスペーサ層厚を厚くして不純物散乱を抑制したGaAs系の試料では $2 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ 近い

値が得られているが、スペーサ層を厚くしているために電子濃度は非常に低くなってしま  
う。実際の素子では電流駆動能力がある程度必要とされるために、電子濃度としては実用  
上  $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 程度が得られる構造が使われており、そのような電子濃度の領域では移  
動度は数万  $\text{cm}^2/\text{Vs}$ まで下がっている。InGaAs系では合金散乱によっても移動度が制限され  
るためにスペーサ層厚を増やしたり、ドーピング濃度を下げても移動度はあまり高くなら  
ず ( $\mu \sim 8 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ )、ただ電子濃度が減少するだけである。しかし逆に電子濃度が  
高くなっても余り移動度が低下せず、GaAs系の約2倍程度の電子濃度 ( $N_s \sim 2 \times 10^{12}$   
 $\text{cm}^{-2}$ )の領域まで高い移動度 ( $\mu \sim 5 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ )を保ち続け、最も電子濃度の高い試  
料 ( $N_s \sim 3.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ )でも  $\mu \sim 2 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ とGaAs系の高濃度の試料と同程度  
の移動度を保っている。従って電気伝導度では電子濃度が高い分だけInGaAs系の方が高  
くなることになり、室温用のみならず低温用の素子の材料としての可能性も期待される。

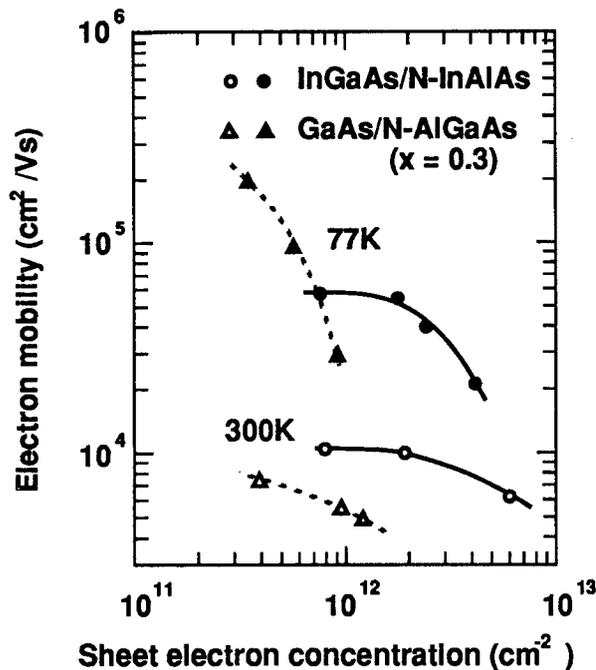


図4-10. InGaAs/N-InAlAs系  
ヘテロ構造における二次元  
電子ガス濃度と移動度との  
関係およびGaAs系との比較

また図の結果をそれぞれの材料系についてもう少し詳しく見てみると、GaAs/N-AlGaAs  
系では実用上使用できるドーピング濃度の範囲が狭いので二次元電子の濃度は主にスペー  
サ層の厚さで制御されている。従って実験の結果は従来系の移動度がスペーサの厚さ即ち  
イオン化した不純物による散乱によって支配されていることを示している。これとは対照  
的にInGaAs/N-InAlAs系の移動度はすでに述べたようにスペーサ層の厚さには余り依存し  
ないので、イオン化不純物による散乱は余り重要ではないと考えられる(ただし高濃度領

域  $N_s > 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ではイオン化不純物散乱の寄与は大きくなる)。その結果ここで支配的な散乱は合金散乱あるいは音響フォノン（特に変形ポテンシャル）散乱であると考えることができる。またInGaAs系では電子が多数のサブバンドを占めていることから、サブバンド間散乱の影響を考慮する必要があるが、この散乱は散乱の前後での電子の波数の変化がかなり制限されているために散乱の頻度は余り高くないと考えられる。

低温用材料としてもうひとつ重要な性質が光を照射した場合の伝導度等の変化である。GaAs系では場合によっては二次元電子濃度に100%以上の変化が見られるが、ここで作製したInGaAs系の試料について調べたところではどの構造の試料についても約10%程度以下と非常に低い値であった。この程度の増加はDXセンターのような深い準位が少量できているためと考えるよりもむしろヘテロ構造自身の光応答によるものと考えられる。この結果からInGaAs/N-InAlAs系ヘテロ構造は低温用材料として優れた特徴を持っており、HEMT用の材料としても有望であると思われる。そこで次節では材料の性質として最も素子特性に密接な関わりを持つと思われる高電界下での電子の輸送特性について調べることにする。

#### 4-4 InGaAs/N-InAlAs系二次元電子ガスの高電界特性<sup>16)</sup>

##### 4-4-1 試料の作製

前節で調べたような低電界での特性は材料の基礎的な評価として非常に有効な手段であり、その材料の様々な特徴を知ることができる。ところが電子デバイスへの応用を考え、材料系の適合性を議論するためには高電界での輸送特性を評価しなければならない。通常デバイスは、ホール測定が行われる電界より4~5桁高い電界（数~10 kV/cm）の下で動作している。そのような電界では電子の散乱過程も非常に異なり、低電界の結果からだけでは素子の特性を正確に議論することはむずかしい。

高電界下での評価は従来のHEMT用材料であるGaAs/N-AlGaAs系ではパルスホール測定による高電界移動度の評価<sup>18)</sup>や光学的測定による電子温度・エネルギー損失率の評価<sup>19)</sup>などをはじめかなり広く行われている。その結果、1 kV/cm程度の電界になると、移動度は低電界での値の高低には余り関係なく、ある値に近づいていく<sup>18)</sup>という結果が得られている。InGaAs系における同様な測定結果の報告例は非常に少なく<sup>20)</sup>、最近の報告が1件あるが試料間での違いが大きくあまり信頼できる結果が得られているとは言い難い<sup>21)</sup>。本節ではInGaAs/N-InAlAs系二次元電子の高電界特性をパルスホール測定により評価し、

その結果を従来のGaAs/N-AlGaAs系の結果と比較しながら高速デバイス用材料としての適合性について検討する。

実験に使用した試料の断面図を図4-11に示す。InP基板の上に順にInAlAsバッファ層(0.35 $\mu$ m)、InGaAsチャネル層(0.1 $\mu$ m)、SiドープN-InAlAs電子供給層(d,  $N_D$ )、およびSiドープn-InGaAs(10nm)キャップ層を成長した。電子濃度の異なる2種類の試料を成長した。電子濃度を変えた場合に影響を受ける散乱過程としては、実空間遷移によるものやサブバンド間遷移などがある。そのために電子供給層の厚さdおよびドーピング

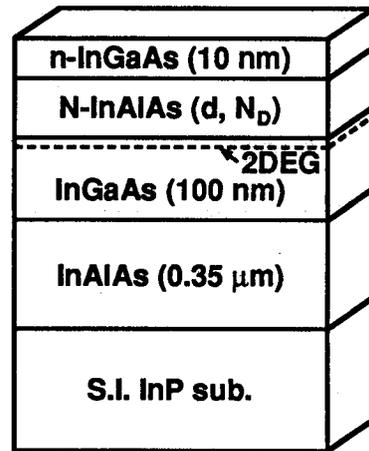


図4-11. 高電界移動度評価用試料の断面構造

濃度  $N_D$  をそれぞれ90 nm, 45 nmおよび  $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ とした。厚さdは前節同様この層による並列伝導を少なくするために濃度に応じて調整した。結晶成長の条件も前節同様に成長速度が1 $\mu$ m/h、成長温度が470 $^{\circ}$ Cとした。また移動度は、ここで使用したドーピング濃度の範囲では、スペーサ層の厚さに余り依存しないので0とした。測定のためにホールバー形状の素子を作製した。その際にオーミック電極はAuGe/Au合金の蒸着・リフトオフにより形成した。

#### 4-4-2 実験の方法

それぞれの構造について低電界での特性をvan der Pauw法によって測定した結果を下の表に示す(表4-1)。室温および77Kでの電子濃度がほとんど等しいことから、電子供給層による並列伝導は無いことが確認できる。高電界の評価は図4-12に示すような測定系を用いて行った。パルスホール測定に用いる電気パルスの時間幅は約20 $\mu$ s、繰り返し周波数は100Hzであり、最高2~4kV/cmの電界まで測定を行った。

表4-1. 高電界特性の評価に使用した試料の低電界での移動度および電子濃度

サンプル番号	$N_D$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	移動度 ( $\text{cm}^2/\text{Vs}$ )		$N_s$ ( $10^{12} \text{ cm}^{-2}$ )	
		300K	77K	300K	77K
1	$3 \times 10^{17}$	10600	52800	1.42	1.34
2	$1 \times 10^{18}$	10100	44600	2.36	2.12

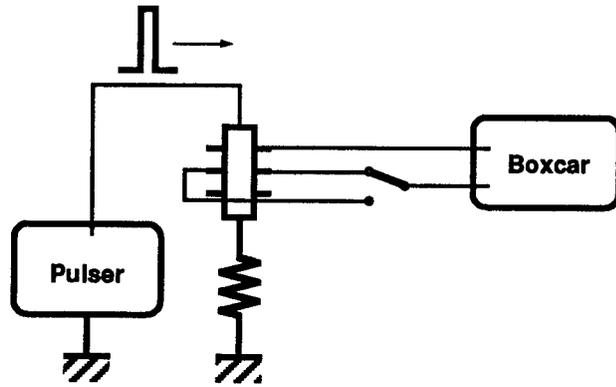


図4-12. 高電界移動度の測定システム

#### 4-4-3 実験結果および考察

図4-13(a), (b)は印加電界と移動度の関係をそれぞれの試料について示したもので、室温および77Kでの結果を併せて記してある。室温では電界が0.5 kV/cm まで移動度は一定 ( $1 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ) である。従ってこの範囲で速度は電界に比例して増加する。その後若

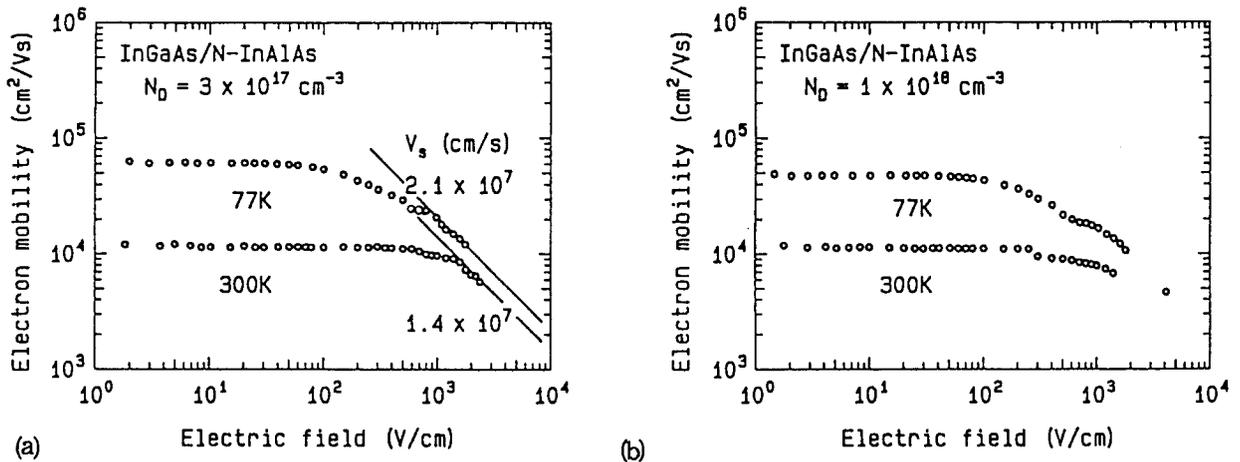


図4-13. 二次元電子移動度と印加電界との関係. (a), (b)はそれぞれ電子供給層の濃度が  $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  および  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  の試料の測定結果

干の移動度の低下が見られ、1.5 kV/cm 以上の電界では速度飽和が起こる。一方、77Kでは低電界での移動度は高いが、移動度の低下が早くから見えはじめ、0.1 ~ 1.0 kV/cm の領域では  $E^{-0.5}$  に従って変化し、約 1 kV/cm 以上で速度飽和が起こっている。またどちらの試料についても0.6 kV/cm あたりで移動度の変化にディップが見られるがその原因については今のところ明らかではない。図中に示した様に  $N_D = 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  の試料の飽和速度は室温で  $1.4 \times 10^7 \text{ cm/s}$ 、77Kでは  $2.0 \sim 2.2 \times 10^7 \text{ cm/s}$  であった。低温での低電界移動度が違うことを除けば2種類の試料の移動度の変化の様子や飽和速度などはほとんど

同じである。従って上で述べたような電子濃度により大きく変化する散乱過程は高電界の特性には余り重要ではないことがわかる。

いろいろな温度や電界領域での移動度は様々な散乱過程の寄与によって決定されるけれども、合金散乱が入ってくることを除いて、基本的にはInGaAs/N-InAlAs系の散乱過程はGaAs/N-AlGaAs系のそれに類似していると考えられる。従って室温やこの測定のような高電界の領域では光学フォノンによる散乱が支配的であると考えられる。また77Kでは、音響フォノン（特に変形ポテンシャル）散乱あるいは合金散乱が低電界領域では重要で、電界が高くなるにつれて光学フォノンによる散乱が強くなってくる。GaAs/N-AlGaAs系ではサブバンド間散乱や実空間遷移が高電界で重要であるという報告もあるが、既に述べたようにInGaAs/N-InAlAs系ではあまり重要ではない。

次にInGaAs/N-InAlAs系と現在HEMT用材料として使われているGaAs/N-AlGaAs系の高電界特性に関する詳しい比較を行う。GaAs/N-AlGaAs系の特性を評価するために用いた構造はInGaAs/N-InAlAs系の試料と同じく単一ヘテロ構造でスペーサ層を60Å有するものと電子濃度を $N_D = 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ の試料と同程度まで高めるために、ダブルヘテロ構造となっているものの2種類を使用した。単一ヘテロ構造およびダブルヘテロ構造の試料の77Kにおける移動度はそれぞれ $1.0 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ および $9.0 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ である。

図4-14に室温および77Kでの高電界移動度の測定結果を先のInGaAs/N-InAlAs系の試料( $N_D = 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )とともに示す。室温では測定した全電界領域においてInGaAs系の方が約50%高い移動度を示した。従って室温におけるInGaAs/N-InAlAs系材料の高速性は明らかである。一方、77KではInGaAs系の低電界移動度はGaAs系の約半分しかない。ところが図からわかるようにGaAs系の移動度は

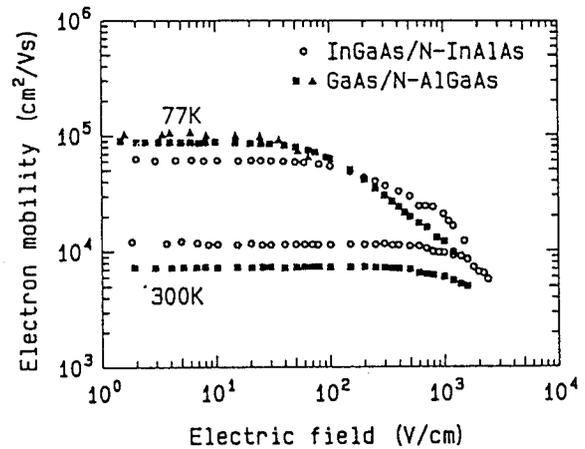


図4-14. GaAs/N-AlGaAs系二次元電子との高電界特性の比較

InGaAs系の移動度よりも低電界側から減少しはじめ、しかも減少の仕方が早い。そのために電界が0.2 kV/cm程度で両者の移動度は交差し、それより高電界側ではInGaAs系の方が高い移動度を示すようになる。0.2 kV/cmという電界の値がデバイスでどの程度なのかをより見やすくするために、この図を図4-15のようにドリフト速度と電界の関係でプロッ

トしなおした。印加電界は素子にかかる電圧に、ドリフト速度はチャネルの電子濃度との積をとることで電流に対応づけられるので、この関係は概ね素子の電流－電圧特性とみることができる。実際のデバイスの動作電界は数～10 kV/cmであるから、0.2 kV/cm 程度の電界の値自身はそれほど大きなものではないことがわかる。また実際に観測された移動度の違いも非常にわずかである。従って室温のみならず77KにおいてもInGaAs/N-InAlAs系は高速性に優れた材料であるということが出来る。さらに室温におけるInGaAs系のドリフト速度が77KでのGaAs系のそれとほぼ等しいことから、InGaAs/N-InAlAs系のHEMTでは従来GaAs/N-AlGaAs系のHEMTを77Kまで冷却して得ていた特性を室温で得ることが出来るものと期待される。

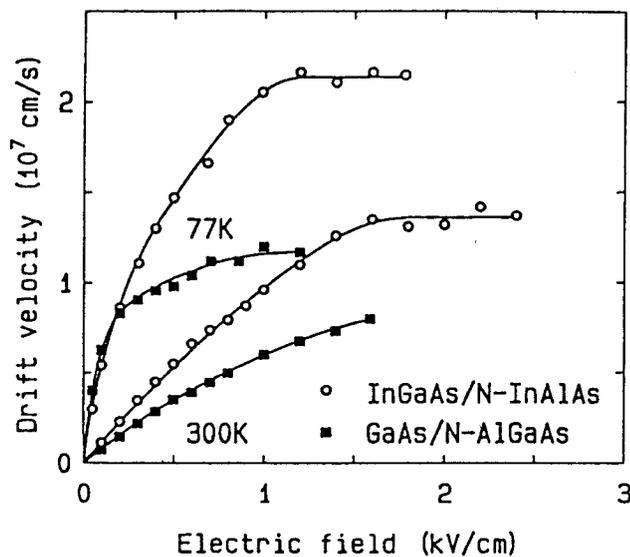


図4-15. InGaAs系およびGaAs系二次元電子ガスのドリフト速度と電界の関係

#### 4-5 InGaAs/N-InAlAs系HEMTのデバイス特性<sup>7)</sup>

##### 4-5-1 はじめに

前節の高電界特性の評価結果から、InGaAs/N-InAlAs系材料を使用したHEMT素子では従来のGaAs/N-AlGaAs系のHEMTに比べて優れた素子特性が得られるものと期待できる。従来素子の特性（伝達コンダクタンス・遮断周波数 $f_T$ 等）はゲート長を短くすることによって改善されてきた。近年の電子ビーム露光技術の発展などにより、0.25～0.1 $\mu$ m程度のゲート長の素子が比較的容易に作成できるようになり、GaAs/N-AlGaAs系HEMTについても微細化による素子特性の改善が数多く報告されている<sup>22)</sup>。しかしながら、そのような

研究が進むにつれてさらに特性を改善するにはより電子の飽和速度の高い材料を使用する必要があることが強く認識されてきている。そこで本節では上記2種類の材料系のあいだでのHEMT素子の特性を比較するために、InGaAs/N-InAlAs系HEMTを作製し、その素子特性（おもに高周波特性）をゲート長を変えて系統的に評価することにより、この材料系の高速素子への応用に対する優位性を示す。

#### 4-5-2 評価用素子の作製

InGaAs/N-InAlAs系HEMTを試作するための結晶構造を図4-16に示す。(100) FeドープInP基板上にアンドープInAlAsバッファ層0.4 $\mu$ m、アンドープInGaAsチャネル層50nm、アンドープInAlAsスペーサ層10nm、SiドープN-InAlAs電子供給層70nm、およびSiドープInGaAsコンタクト層50nmを分子線結晶成長法により成長した。電子供給層およびコンタクト層のドーピング濃度は $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ である。結晶成長速度および成長温度はそれぞれ約1 $\mu$ m/hおよび470 $^{\circ}$ Cである。

ステップ・エッチングにより、コンタクト層を徐々に取り除き並列伝導をなくしながらホール測定を行い二次元電子ガスの移動度と濃度を評価した。その結果室温における移動度および電子濃度はそれぞれ9700 $\text{ cm}^2/\text{Vs}$ および $2.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ であり、77Kにおけるそれぞれの値は59000 $\text{ cm}^2/\text{Vs}$ および $1.8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ であった。

この結晶から素子特性評価用のデバイスとしてディプレッション・モードのHEMTを試作した。素子の寸法はゲート幅が100 $\mu$ m、ゲート長は0.5～3 $\mu$ mの間で変化させた。素子の作製方法は通常よく使われる方法を用いて行った。メサ・エッチングによる素子分離のあとオーミック・コンタクトをAuGe/Au蒸着後リフトオフにより形成し、さらに380 $^{\circ}$ Cで合金化を行った。ソースとドレインの電極間の距離は5 $\mu$ mである。このあとゲート電極のパターニングを電子ビーム露光法により行い、コンタクト層をリセスにより除去したところにAlを蒸着して形成した。ゲート電極はソース電極とドレイン電極の中央に形成し

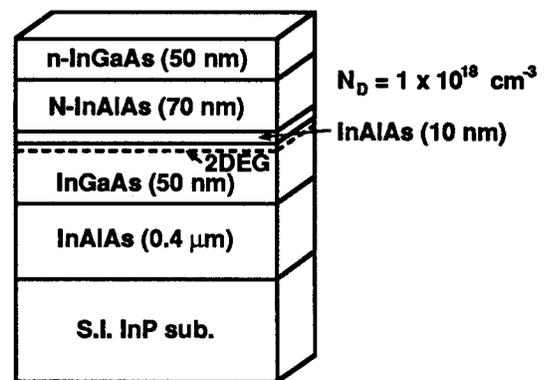


図4-16. 高周波特性評価用素子の結晶構造

た。

#### 4-5-3 素子特性の評価

形成された素子の静特性をまとめると次のようになる。

(1) ピンチオフ電圧は約  $-2\text{ V}$

(2) 飽和ドレイン電流は  $320\text{ mA/mm}$ 、最大ドレイン電流は  $340\text{ mA/mm}$

(3)  $1\text{ }\mu\text{m}$ ゲートの素子の伝達コンダクタンスは  $220\text{ mS/mm}$  でコンタクト抵抗が  $1.8\text{ }\Omega\text{ mm}$  であるため、真性伝達コンダクタンスは  $360\text{ mS/mm}$

素子の高周波特性はマイクロ波のSパラメータを  $2\text{--}18\text{ GHz}$  の周波数にわたって測定した結果から評価した。

電流利得  $h_{21}$  をSパラメータから計算し、ゲインが1となるところから遮断周波数が求められる。このようにして求めた  $0.51\text{ }\mu\text{m}$ ゲートのHEMT素子の遮断周波数は  $47.8\text{ GHz}$  であった。遮断周波数にはドレイン電流依存性があり、遮断周波数の最高値が得られるドレイン電流は、伝達コンダクタンスの最大値が得られるところにはほぼ一致している。またこの遮断周波数の値はドレイン電圧が  $1.5\text{--}2.5\text{ V}$  の範囲ではほとんど変化しない。

次に遮断周波数のゲート長依存性を示す。ドレイン電圧を  $2\text{ V}$  としたときの遮断周波数のピーク値を  $\text{InGaAs/N-InAlAs}$  系のHEMTと  $\text{GaAs/N-AlGaAs}$  系のHEMTについて比較したものが図4-17である。 $\text{InGaAs/N-InAlAs}$  系の値は今回の試作によるものを、 $\text{GaAs/N-AlGaAs}$  系

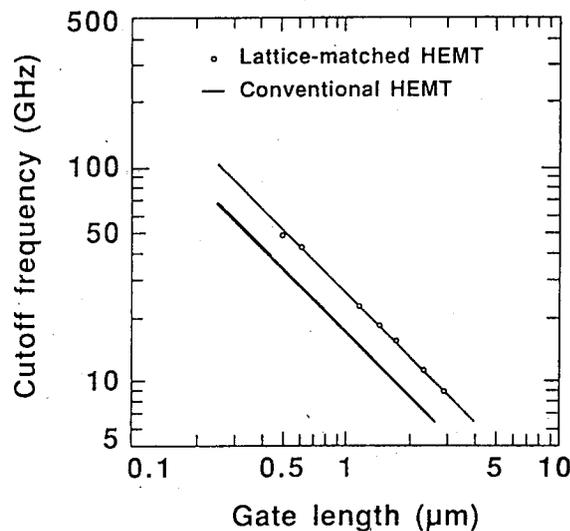


図4-17.  $\text{InGaAs/N-InAlAs}$  系および  $\text{GaAs/N-AlGaAs}$  系 HEMT の遮断周波数のゲート長依存性を比較した結果

のHEMTについてはこれまでに得られている典型的な値について $Lg^{-1}$ の直線とともに示している。図のように遮断周波数はゲート長を短縮するにつれて、よく $Lg^{-1}$ にしたがって変化していることがわかる。それぞれの直線はGaAs/N-AlGaAs系が $17.6\text{GHz}\mu\text{m}$ で、ここで試作したInGaAs/N-InAlAs系では $25.8\text{GHz}\mu\text{m}$ という値が得られた。従って遮断周波数についてはInGaAs/N-InAlAs系の材料を使用したことで約50%の改善がえられていることがわかる。そしてこのドリフト速度の比率は、前節のパルスホール測定によって評価した両材料系の飽和速度の比率によく一致している。素子の遮断周波数はゲート長を $Lg$ 、電子のドリフト速度を $v_D$ とすると、次のような式で与えられる。

$$f_T = v_D / 2\pi Lg \quad (4-5)$$

この式から $0.51\mu\text{m}$ ゲートの素子のドリフト速度を求めると $3 \times 10^7 \text{ cm/s}$ という高い値が得られる。このようにInGaAs/N-InAlAs系材料を使うことにより、その高いドリフト速度を活かして従来のデバイスをより高速化できることが明らかとなった。

#### 4-6 まとめ

本章ではHEMT用のヘテロ接合結晶として、GaAs/N-AlGaAs系に比べて電子の輸送特性をはじめ優れた高速デバイス用材料として期待される、InP基板に格子整合する、InGaAs/N-InAlAs系材料をとりあげ、低電界特性から高電界特性、さらに素子特性を検討した結果次のようなことが明らかになった。

二次元系の電子状態をセルフコンシステントに計算することにより、InGaAs/N-InAlAs系材料では従来のGaAs系材料に比べて3~4倍の電子濃度を得ることが可能であることがわかった。その主な要因はヘテロ界面での伝導帯不連続値が大きいこと、電子供給層に多量のドナーがドーピングできること等である。

計算を行った様々な構造に対応する試料を成長し、二次元電子ガス濃度の評価を行ったところ、ドーピング濃度依存性、スペーサ層厚依存性、 $\Delta E_c$ 依存性ともに実験値と計算値は良い一致を示した。その結果この材料系でもGaAs/N-AlGaAs系で得られたようなほぼ理想的なエピ結晶が得られていることがわかった。また低電界移動度の測定結果からは、この材料系が室温だけでなく、合金散乱が支配的になる低温(77K)においても従来系に比

べて高い伝導度を示すことも明らかになった。

パルスホール測定による高電界移動度の評価を行い、飽和速度として室温で $1.4 \times 10^7$  cm/s、77Kでは $2.0 \sim 2.2 \times 10^7$  cm/s という高い値を得た。これは同様の構造を有するGaAs/N-AlGaAs系HEMT構造に比べて約50%程度高い値であり、InGaAs/N-InAlAs系材料が高速デバイス用のヘテロ構造材料として非常に有望であることを示した。

以上の結果をもとにHEMT素子を作製し、高周波特性の評価を行った。Sパラメータの測定結果から解析した遮断周波数はゲート長が $0.51 \mu\text{m}$ の素子において47.8GHzであり、やはりGaAs/N-AlGaAs系HEMTに比べて50%程度高く、パルスホール測定の結果とよく一致する結果を得た。さらに、この遮断周波数から求めた電子のドリフト速度は $3 \times 10^7$  cm/sと非常に高く、InGaAs/N-InAlAs系HEMTの高速性を実際の素子において確認することができた。

本章の参考文献

- 1) R.C. Miller, D.A. Kleinman, and A.C. Gossard: Phys. Rev., *B29*, 7085 (1984).
- 2) T. Ishikawa, J. Saito, S. Sasa, S. Hiyamizu: Jpn. J. Appl. Phys., *21*, L675 (1982).
- 3) M.O. Watanabe, K. Morizuka, M. Mashita, Y. Ashizawa, and Y. Zohta: Jpn. J. Appl. Phys., *23*, L103 (1984).
- 4) E.F. Schubert and K. Ploog: Phys. Rev. *B30*, 7021 (1984).
- 5) Y. Sugiyama, T. Inata, T. Fujii, Y. Nakata, S. Muto, and S. Hiyamizu: Jpn. J. Appl. Phys., *25*, L648 (1986).
- 6) R. People, K.W. Wecht, K. Alavi, and A.Y. Cho: Appl. Phys. Lett., *43*, 118 (1983).
- 7) A. Sandhu, Y. Nakata, S. Sasa, K. Kodama, and S. Hiyamizu: Jpn. J. Appl. Phys., *26*, 1709 (1987).
- 8) S. Bandy, C. Nishimoto, S. Hyder, and C. Hooper: Appl. Phys. Lett., *38*, 817 (1981).
- 9) K.Y. Cheng and A.Y. Cho: J. Appl. Phys., *53*, 4411 (1982).
- 10) C.Y. Chen, A.Y. Cho, K.Y. Cheng, T.P. Pearsall, P. O'connor, and P.A. Garbinski: IEEE Electron Device Lett., *EDL-3*, 152 (1982).
- 11) T.P. Pearsall, R. Hendel, P.O'connor, K. Alavi, and A.Y. Cho: IEEE Electron Device, *EDL-4*, 5 (1983).
- 12) A. Kastalsky, R. Dingle, K.Y. Cheng, and A.Y. Cho: Appl. Phys. Lett., *41*, 274 (1982).
- 13) K. Onabe, Y. Tashiro, and Y. Ide: Proc. of MSS-II, Kyoto, 1985; Surf. Sci. *174*, 401 (1986).

- 14) K. Hirose, K. Ohata, T. Mizutani, T. Itoh, and M. Ogawa: Int. Symp. GaAs and Related Compounds, Karuizawa, 1985; Inst. Phys. Conf. Ser., 79, 529 (1986).
- 15) Y. Nakata, S. Sasa, Y. Sugiyama, T. Fujii, and S. Hiyamizu: Jpn. J. Appl. Phys., 26, L59 (1987).
- 16) S. Sasa, Y. Nakata, T. Fujii, and S. Hiyamizu: Int. Symp. GaAs and Related Compounds, Crete, 1987; Inst. Phys. Conf. Ser. 91, 407 (1988)
- 17) K. Hikosaka, S. Sasa, N. Harada, and S. Kuroda: IEEE Electron Device Lett., 9, 241 (1988).
- 18) M. Inayama, M. Inoue, Y. Inuishi, and S. Hiyamizu: Technol. Rept. Osaka Univ., 33, 271 (1983).
- 19) K. Makiyama, M. Inoue, M. Ashida, Y. Cho, Y. Iwai, S. Sasa, and S. Hiyamizu: Proc. 5th Int. Conf. Hot Carriers in Semicon.
- 20) T.J. Drummond, H. Morkoc, K.Y. Cheng, and A.Y. Cho: J. Appl. Phys., 53, 3654 (1982).
- 21) W.-P. Hong and P.K. Bhattacharya: IEEE Electron Devices ED-34, 1491 (1987).
- 22) Y. Awano, M. Kosugi, T. Mimura, and M. Abe: IEEE Electron Device Lett., EDL-8, 451 (1987).

## 第5章 歪み層チャネルInGaAs/N-InAlAs系二次元電子ガスの電気的特性およびデバイス特性

### 5-1 はじめに

前章ではHEMT素子のデバイス特性をより改善するために、従来から使われている材料系であるGaAs/N-AlGaAs系に代えて、電子のドリフト速度がより高いInGaAs/N-InAlAs系材料を使うことにより、素子の高周波特性が50%程度改善されることを明らかにし、この材料系が高速デバイス用の材料として優れたものであることを示した。素子を作製する場合に材料系を変えることの問題点のひとつは新しい材料系に対するプロセス技術を開発する必要があることである。InGaAs/N-InAlAs系材料に対してもGaAs/N-AlGaAs系とは異なるプロセスをある程度必要とするが、この系の優れた高速性はHEMT以外の電子デバイスにも利用されつつあり、プロセス技術も近い将来確立されるものと思われる。

従来の材料系とはプロセスの整合性をとりながら、より優れた特性を有する材料系を利用しようという試みのひとつに、歪み層を導入したものがある。ヘテロ接合が容易に形成できることは化合物半導体の大きな特徴であるが、これまでそれらは基板の格子定数とほとんど同じ格子定数をもつ半導体層を使うという範囲に限られたものであった。ところが基板とは格子定数がかなり異なっている程度薄い層であれば、格子が歪んでヘテロ界面に平行な方向では基板と同じ格子定数をとることによって、良質な結晶を成長することが可能である<sup>1)</sup>。このように互いに異なる格子定数を持つ半導体層を交互に積層したものは歪み超格子、またヘテロ構造の一部だけがそのような格子定数の異なる層から構成されているものは歪み層構造と呼ばれ、電子デバイスや光デバイスの特性を改善するために盛んに研究が行われている<sup>2-4)</sup>。この歪み層構造は、これまでの格子整合条件にとらわれることなくより広い材料系の組合せを可能にするだけでなく、その歪みによるバンド構造の変化を積極的に利用してより良い特性を得ようという試みもあり<sup>5,6)</sup>、デバイス応用に際していろいろと選択の範囲を広くしていることも非常に魅力的である。

なかでもGaAs/N-AlGaAs系HEMTの特性を改善するためにチャネル層のGaAs層の代わりに $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x = 0.2$ )を使った例ではある程度の素子特性の改善が得られている<sup>3)</sup>。

本章ではInGaAs/N-InAlAs系HEMTのチャネル層に歪み層を導入し、より一層素子特性を改善することを目的として、InP基板に格子整合する $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ よりもInAs組成の大きいInGaAsを使った歪み層チャネルInGaAs/N-InAlAs系HEMTについて二次元電子ガスの低

電界特性に及ぼす組成の変化や歪みの影響を評価し、素子を試作してデバイス特性の評価も行う<sup>1)</sup>。

はじめに歪み層導入によって、チャンネル層を形成する半導体のバンド構造の変化が二次元電子濃度に及ぼす影響について考察し、移動度の変化についても検討する。続いてこれら歪み層チャンネルを利用したHEMT素子を試作し、デバイス特性がチャンネル層のInAs組成を増加するにしたがって改善されることを示す。さらに素子の構造とデバイスの特性を評価することによって、素子特性の改善がおもに電子のドリフト速度の増加によるものであることを示す。

## 5-2 歪み層チャンネルInGaAs/N-InAlAs ヘテロ構造における二次元電子ガスの低電界特性<sup>1)</sup>

### 5-2-1 試料の作製

歪み層チャンネルを導入するにあたっては、最初にその層の組成を決定する必要がある。前章の最後にGaAs/N-AlGaAs系HEMTと $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{N-InAlAs}$ 系HEMTの高周波特性の比較を行ったが、遮断周波数はInAs組成を高くするほど良い特性が得られるものと、おおまかには考えられる。しかしながらInAs組成を増加するにしたがい、InP基板との格子不整合が大きくなり、ミスフィット転移が発生しやすくなる。ミスフィット転移が発生する臨界膜厚は格子不整合の大きさに応じて変化し、格子不整合が大きいほど、従ってInAs組成が大きくなるほど、ミスフィット転移を生ずることなく結晶成長できる膜厚は薄くなる<sup>1)</sup>。二次元電子ガスをチャンネル層としているHEMTの場合、電子の空間的な広がりが100Å程度はあるために、それ以上チャンネル層を薄くすることはできない。こうしてInP基板上でチャンネル層として使用できるInAs組成の上限が求まり、ほぼ0.75となる。ここではInP基板に格子整合したものと歪み層を導入したものとの比較を行うためにInAs組成は0.53, 0.64, および0.75のものを成長・評価することにする。

この実験では同一のウェハーから低電界での諸特性と、デバイス特性の評価を行うために結晶の層構造を厳密に設計する必要がある。即ち、低電界での基本的な評価のためにデバイス特性を損なうことのない層構造を検討しなければならない。そのためにはこれまでの試料以上に電子供給層をとおしての並列伝導を抑えることが必要である。この並列伝導は二次元電子ガスの移動度の値を下げ、電子濃度の正確な評価を妨げるばかりでなく、素

子特性ではゲート電極とチャネル層との間の距離を広げ伝達コンダクタンスを低下させることにもなる。また良好なオーミックコンタクトを形成するためにコンタクト層を設けることやゲート電極の耐圧を高めるためのアンドープ層の挿入も考慮する必要がある。このためN-InAlAs電子供給層のドーピング濃度  $N_D$  を  $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  としてその厚さをパラメータとして二次元電子濃度および並列伝導に寄与するN-InAlAs中の三次元電子濃度を計算した。図5-1はその計算結果を示したものである。N-InAlAs層が厚いところでは二次元電子濃度は一定となるがN-InAlAs層中の電子濃度が増加する。また逆にその層厚が薄いところでは並列伝導成分は減少するが、余り薄くし過ぎると二次元電子濃度も減少してしまう。そこで並列伝導が無視でき二次元電子濃度も一定である領域 ( $N_{s3D}/N_s = 0.1 \sim 0.01$ ) から  $d = 28 \text{ nm}$  とした。

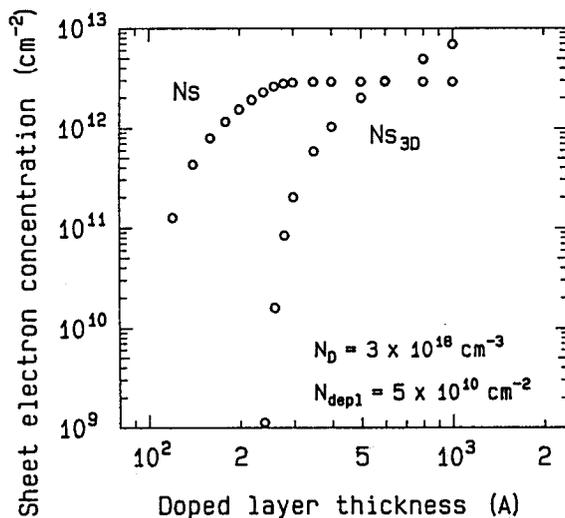


図5-1. 電子供給層の厚さを変えた場合の二次元電子ガス濃度および並列伝導に寄与する三次元電子の濃度

ところでここで行った計算は、第2章から第4章で行ったような、二次元電子の状態を正確に求めるものではなく、全体を三次元的に取り扱って計算した。つまり電子分布がいたるところで三次元のフェルミ分布に従って分布しているとして扱った。従って二次元電子の扱いは不正確で、二次元的に扱った場合とは異なり、その電子分布はヘテロ界面のところとがった形をしており最大になっている。そしてこの傾向は低温になるにつれてさらに顕著になり、実際の電子分布からのずれが大きくなる。しかしながら室温での計算結果は、二次元的に扱った場合の結果と非常によく一致している。このことからこの方法は室温での大まかな系の状態を計算するような場合には、非常に簡便な方法であるということが出来る。

いま述べた計算結果に基づいて成長した結晶の構造を図5-2に示す。チャネル層およびコンタクト層となるInGaAs層以外はすべてInP基板に格子整合したInAlAs層となっている。基板上にInAlAsバッファ層、 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ チャネル層 ( $x = 0.53, 0.64, 0.75$ ) 15-20 nm、N-InAlAs電子供給層 ( $N_D = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $d = 28 \text{ nm}$ )、ゲート耐圧を高めるためのアンドープInAlAs層 10 nm、n-InGaAsコンタクト層 5 nmの順に各層を成長した。素子特

性の評価に際し、電流駆動能力もある程度高くなるように、スペーサ層は入れていない。

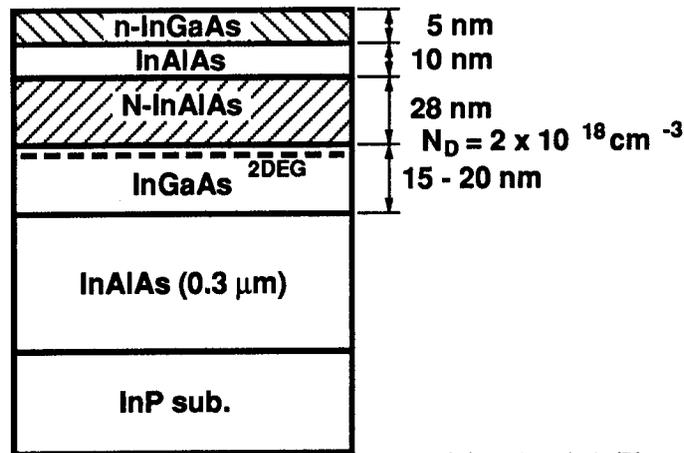


図5-2. 歪み層チャネルInGaAs/N-InAlAs 結晶構造

ゲート耐圧を高めるためにゲート形成はリセス後アンドープのInAlAs層へ電極を設けている。チャネル層の層厚は  $x = 0.53$  および  $0.64$  の場合には  $20 \text{ nm}$ 、 $x = 0.75$  の場合には  $15 \text{ nm}$  とした。組成比の同定はInAsの組成がInP基板に格子整合するものと最もInAs組成、 $x$  の大きい試料についてモニター用結晶を成長し、 $x$  の大きい試料については予想される組成においてミスフィット転移が発生する厚さより十分に厚く ( $0.5 \mu\text{m}$ ) 成長し、成長層が歪みのない本来の格子定数で成長しているものとみなし、X線回折の測定を行い、その結果にベガーズ則を適用して組成を決定した。また各層の膜厚は成長率と成長時間から換算した値である。

### 5-2-2 伝導帯不連続値からの二次元電子濃度の見積もり

まずはじめに二次元電子ガスの濃度が歪み層チャネルの導入によりどのように変化するかについて考える。前章で調べたように二次元電子ガス濃度はヘテロ接合界面での伝導帯不連続  $\Delta E_c$  に大きく依存し、しかもほぼ比例して増減する。そこで  $\Delta E_c$  に関する二次元電子ガス濃度の変化の様子を考えることにする。  $\Delta E_c$  の変化はInGaAsのInAs組成が増加し、そのバンドギャップが減少するにつれて増加する一方で、格子不整が増加することにもなった歪みにより、歪みのないバルクのバンド構造からのずれも大きくなる。この場合にInAs組成  $x$  が大きくなると格子定数も大きくなるので、InGaAs層はヘテロ界面に平行な方向に二次元的に縮められる。その結果伝導帯の底がエネルギー的に持ち上げられる。従って歪みのない場合のバンドギャップから歪みによる変化分を弾性論的に計算することによ

って正味の伝導帯不連続の増加分が求められる。このような2軸性の歪みに対するバンド構造の変化を示したのが図5-3である。

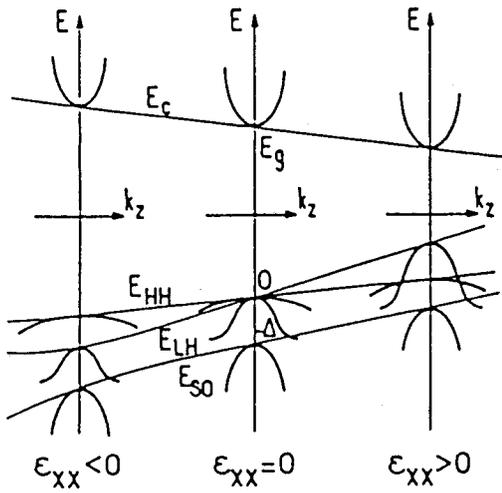


図5-3. 2軸性の歪みに対する半導体のバンド構造の変化の様子

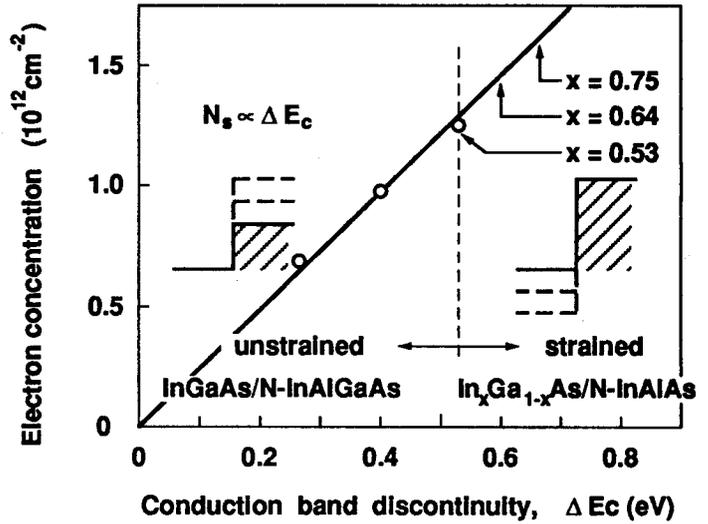


図5-4. 伝導帯不連続値と二次元電子ガス濃度との関係.  $x > 0.53$ の部分は  $x < 0.53$ からの外挿による

この  $\Delta E_c$  の変化分をもとに二次元電子ガス濃度を予測した図が図5-4である。図中で  $0 \leq x \leq 0.53$  の範囲は、前章で述べたように、電子供給層の組成を変えて  $\Delta E_c$  を制御したもので、その結果をもとに  $\Delta E_c > 0.53$  の範囲へ外挿したものである。(図中にはそれぞれの領域での伝導帯の変化の様子も示した。)そしてこの外挿された領域がInAs組成の大きい歪み層を導入して  $\Delta E_c$  を増加させた場合に対応している。InAs組成  $x$  が0.64および0.75の場合の  $\Delta E_c$  の値を上で述べた方法によって計算し、その値を図中に示している。図からわかるように  $x = 0.75$  の場合にはInP基板に格子整合した組成のものに比べ、電子濃度が約25%も増加することが期待される。

### 5-2-3 実験結果および考察

二次元電子ガスの濃度および移動度の300K, 77K, および4.2K値をホール測定により求めた。さらに二次元の各サブバンドの電子濃度をSdH測定により求めた。これらの測定によって求められた二次元電子ガス濃度は  $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  を越える非常に高いものであり、この系のHEMTで高い電流駆動能力が達成できることを示している(図5-5)。電子濃度の値はInAs組成を大きくするとともに増加しており、格子整合した試料( $x = 0.53$ )からの相

対的な増加分はそれぞれ  $x = 0.64$  で 3.4%、 $x = 0.75$  で 9.4%であった。電子濃度の増加はみられたものの、ここで得られた増加分は先に計算により求めた値よりはかなり低いものとなっている。

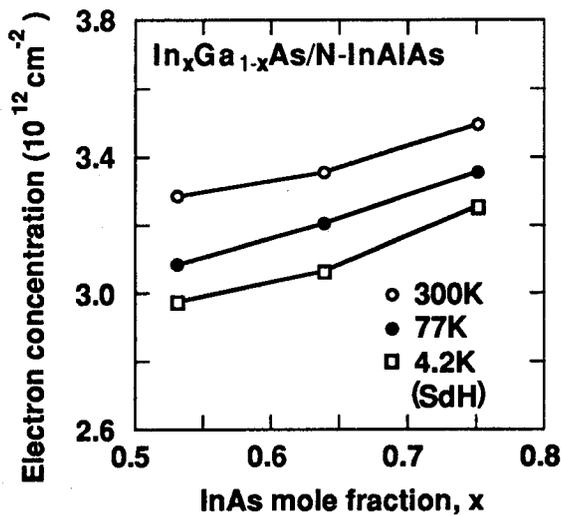


図5-5. 歪み層チャネルInGaAs/N-InAlAs構造におけるInAs組成と二次元電子ガス濃度との関係

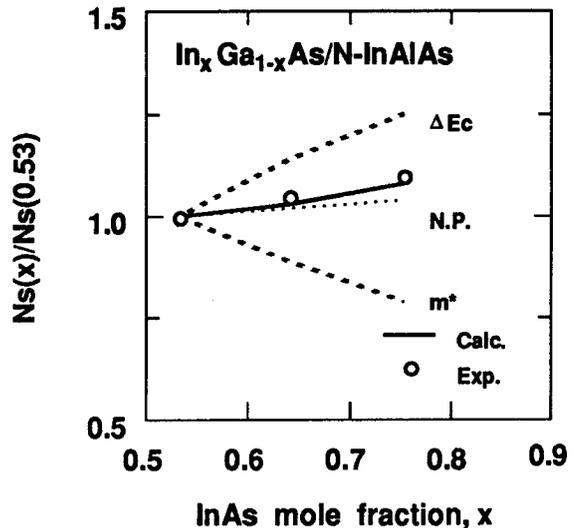


図5-6. 伝導帯不連続値、有効質量、非放物性の変化が二次元電子濃度に及ぼす影響を各要因ごとに示した図

先の計算では伝導帯の不連続値  $\Delta E_c$  に関する電子濃度の変化分のみを考慮したがここでもう一度電子濃度に関する要因を考えてみると、ある二次元サブバンドを占める二次元電子濃度が式(4-4)で与えられることから、電子の有効質量および伝導帯の非放物性がさらに効いてくることがわかる。これらの要因ひとつひとつの電子濃度への寄与を示したものが図5-6である。図からわかるように  $\Delta E_c$  の増加分は電子濃度を増加させる最も大きな要因であるけれども、有効質量  $m^*$  の減少分によりほとんどキャンセルされていることがわかる。また若干ではあるがInAs組成の増加による伝導帯の非放物性の増大によって電子濃度は増大する。これら全ての効果を考慮した結果が実線で示されており、 $x = 0.53$  からの相対的な増加分は  $x = 0.64$  で 4.4%、 $x = 0.75$  で 7.5% と実験で得られた値とよく一致している。なお上の有効質量の見積もりは、GaAs, InAs, および InP 基板に格子整合した InGaAs のそれぞれの有効質量を  $0.067m_0$ ,  $0.022m_0$ , および  $0.042m_0$  として二次曲線で内挿することにより歪みのない状態での有効質量を求め、歪みの量に応じた補正を行った。この補正は2軸性の縮み応力がかかった場合にはヘテロ界面に平行な方向の有効質量が僅かではあるが増加することを考慮したものである。結果的にはここで考慮した補正は、有効

質量が電子濃度とほぼ比例関係にあるためにそれほど重要ではない。しかし、トンネル効果で電子が電位障壁を透過する際の透過確率は有効質量の変化に非常に敏感であるから、ここでは無視できるような小さな変化でも重要である。この効果は歪み層バリアを用いた InGaAs/AlAs 系共鳴トンネルダイオードのピーク電流値や共鳴準位の位置を計算する場合に考慮され、実験をよく説明している<sup>8)</sup>。そこでの計算は経験的な強結合近似による方法が使われ、歪みによる AlAs 格子の結合長および結合角の変化が取り入れられている。強結合近似による方法を使うことの利点は、バンド構造の変化をブリルアン・ゾーンの全域にわたり計算することができる点である。従って AlAs のような間接型半導体を通してのトンネル電流の計算には特に適している。しかし、ここではチャンネル層を形成する InGaAs が直接遷移型半導体で、 $\Gamma$  点の情報だけが重要であることから、簡便な方法をとった。

歪み層を導入したことによる、二次元電子濃度の増加は、いま述べたようにはじめの検討にくらべ少ないことがわかった。その原因はおもにチャンネル層の半導体の有効質量の減少によるものである。従ってこの結果から、歪み層をチャンネル層だけでなく、電子供給層側にも導入すれば、伝導帯不連続の増大がそのまま利用でき、電子濃度をさらに増加することができるものと考えられる。

次に、二次元電子ガスの移動度を InAs 組成  $x$  について示したものが図 5-7 である。室温での移動度は  $x$  が 0.53 から 0.75 へと増加するにともない、 $9,790 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  から  $11,600 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  へと単調に増加する。一方、低温 (77K,

4.2K) では移動度は  $x = 0.64$  で最大値を示し、 $x = 0.75$  では減少している。 $x = 0.75$  における移動度の減少はおそらく InGaAs チャンネル層内で微量の転移が発生していることによると思われる。ただし転移の発生の程度は、この転移によって電子トラップが生じるほどには多くはないと考えられる。これは電子濃度が  $x$  とともに増加し、しかも上述の計算ともよく一致していることから支持される。また通常、転移が発生した場合には電子濃度の減少の他に移動度の大幅な減少が観測される。

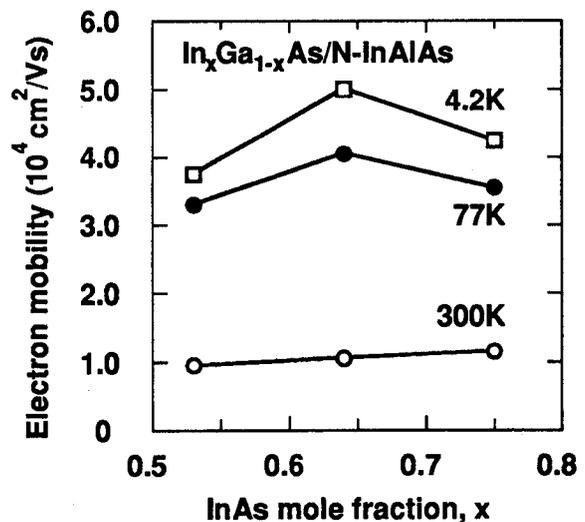


図 5-7. 歪み層チャンネル InGaAs/N-InAlAs 構造における InAs 組成と移動度との関係

ここで作製した試料について転移の発生する可能性について考えてみると、 $x = 0.64$ の場合にはチャンネル層の厚さは20 nmであり、ミスフィット転移が発生する厚さよりはかなり薄い。ところが $x = 0.75$ の場合、Matthewsらの計算式から求められる臨界膜厚が10 nm程度と薄く、転移の発生とそれに付随するような散乱機構が現れている可能性は小さくない。

他に考えられる散乱過程としてはヘテロ界面のラフネスによるものがある<sup>9-10)</sup>。この過程は井戸幅が狭いときにとくに顕著になることから、 $x = 0.75$ で移動度が低下した原因のひとつとして考慮する必要がある。この原因は井戸幅のふらつきによる二次元サブバンドエネルギーが場所的にふらつくことによるが、その寄与の大きさは電子の波動関数の感じる閉じ込めの強さに関係している。閉じ込めが強くなるとサブバンドエネルギーが高くなるために、結果としてそのサブバンドを占める電子濃度が減少する。従ってそれぞれの試料について各サブバンドを占める電子濃度を測定することにより、対応する波動関数の閉じ込めの強さを評価することができる。図5-8に示したのはSdH測定により求めた各サブバンドの電子濃度である。 $N_s(0)$ 、 $N_s(1)$ はそれぞれ基底準位および第一励起準位を占める電子濃度を示し、 $N_s$ はその合計である。 $x$ の増加とともに $N_s$ は増加しているが $N_s(1)$ が $x = 0.75$ においては他よりも少なく、ここで波動関数の閉じ込め効果が大きくなっていることを示している。従ってこの機構も全く無視することはできない。ただし、GaAs/AlAs系での実験ではもう少し井戸幅の狭いところでないと余り移動度の低下は顕著ではないという結果が報告されている。いずれにせよ実験で $x = 0.75$ において移動度の低下がみられたのは低温においてのみであり、しかも $x = 0.53$ に比べて、同程度以上の高い移動度を示していることを考えると、いま考えた散乱過程は、それほど（特に室温では）重要ではないと結論される。しかしながら歪み層を利用した素子を作製するばあいにはInAs組成が0.75以上あるいはチャンネル層幅が15 nm以下のものを作製することは以上述べたように特性を損なう要因が多いことから避けるべきで

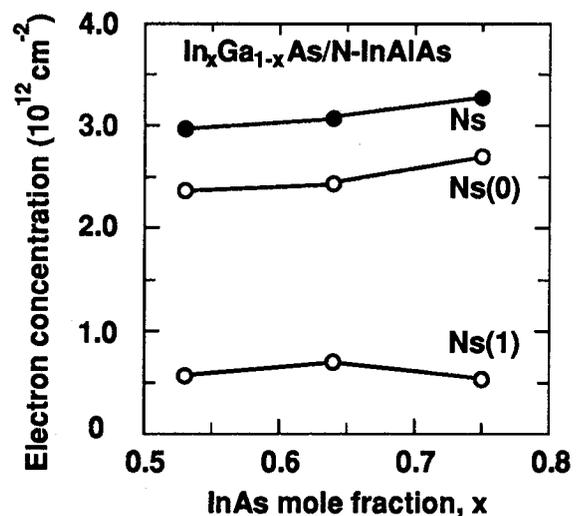


図5-8. SdH測定により求めた各二次元サブバンドを占める電子濃度

ある。

### 5-3 素子特性の評価<sup>7)</sup>

#### 5-3-1 評価用素子の作製

素子特性を評価するために、各構造について1~8 $\mu\text{m}$ のゲート長のHEMT素子を作製した。作製法はこれまでと同様に、メサエッチングにより素子分離を行った後、AuGe/Au蒸着し、リフトオフで形成した後、360 $^{\circ}\text{C}$ で1分の合金化を行いソースおよびドレインのオーミック電極を形成した。コンタクト抵抗をTLM法により評価したところ、InAs組成 $x$ が0.53, 0.64および0.75の試料でそれぞれ0.35, 0.30, 0.28 $\Omega\text{mm}$ とますますの値が得られた。ゲート電極は層構造のところで触れたように、n-InGaAsコンタクト層をリセスした後アンドープのInAlAs層へAl蒸着・リフトオフにより形成した。ゲート長の設計値は1 $\mu\text{m}$ であるが、作製時における若干の拡がりがあり、実際には1.2~1.3 $\mu\text{m}$ 程度である。またチャネル幅は20 $\mu\text{m}$ と50 $\mu\text{m}$ のものを作製した。

#### 5-3-2 素子特性の評価結果および考察

作製した素子について室温で静特性の評価を行った。各素子は格子整合したもの、歪み層チャネルのものとも良好なピンチオフ特性を示した。チャネル幅の異なる二種類の素子についてもほとんど同じ特性が得られ、サイズ依存性は見られなかった。InAsの組成 $x$ が0.64の素子の典型的な素子特性を図5-9に示す。図中に示されたゲート電圧の範囲でもドレイン電流密度は600 mA/mmを越える高い値であった。ドレイン電流密度は二次元電子

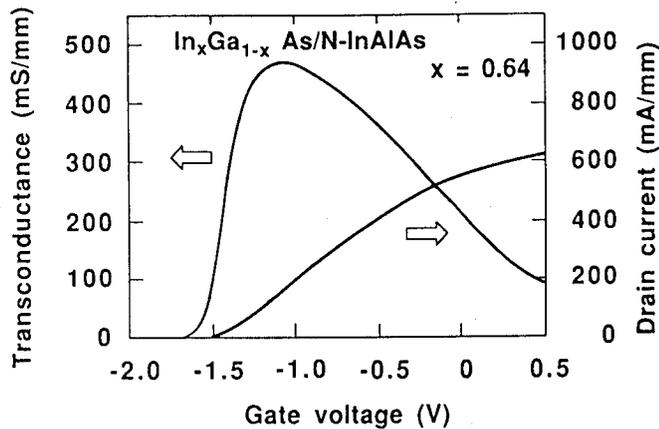


図5-9. InAs組成 $x = 0.64$ の素子の特性 (ドレイン電流および伝達コンダクタンス)

ガス濃度と同じく弱いInAs組成依存性を持ち、 $x$ とともに若干の増加が見られた。単一ヘテロ構造にも係わらず、このように高い値が得られたことは、InGaAs/N-InAlAs系の素子の電流駆動能力の高さを示すものである。また得られた素子の伝達コンダクタンスは $x = 0.53, 0.64$ および $0.75$ の素子でそれぞれ $400 \text{ mS/mm}, 460 \text{ mS/mm}, 560 \text{ mS/mm}$ と非常に高い値が得られ、電流密度同様、 $x$ とともに増加する傾向が見られた。この値を従来のGaAs/N-AlGaAs系HEMTと対応する各ゲート長について比較したものが図5-10である。図のように、格子整合した組成のものでもGaAs系の同じゲート長のものに比べて、2倍程度高い値が得られる。また逆に、ここで得られた値と同程度の伝達コンダクタンスを得るためにはGaAs系HEMTではゲート長を $0.25 \mu\text{m}$ 程度まで短くする必要がある。このようにゲート長の短い領域になると、これ以上ゲート長を短くしても伝達コンダクタンスなどの特性の改善は飽和傾向を示し、それほど改善を望むことができないばかりでなく、単チャネル効果が現れはじめ、素子の出力コンダクタンスが低下するという問題が新たに生ずる。以上のように、InGaAs/N-InAlAs系HEMTはGaAs系に比べて、静特性でも優れた特性を持っていることが明らかになった。

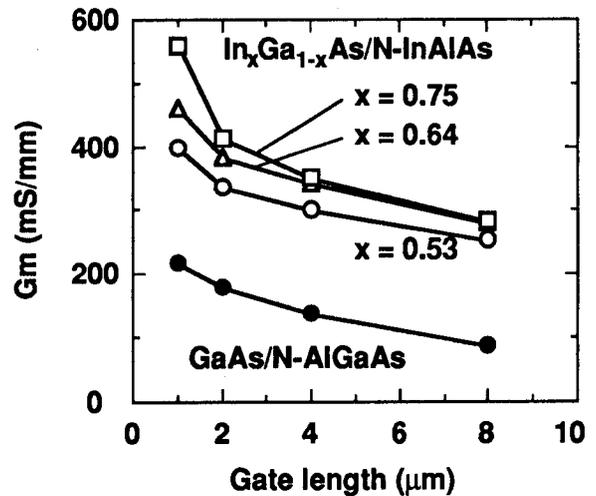


図5-10. InGaAs/N-InAlAs系HEMTおよびGaAs/N-AlGaAs系HEMTの伝達コンダクタンスの比較

このように歪み層チャネルの導入によって素子の特性が改善されることがわかったわけであるが、その要因としては、InAs組成の変化にともなうチャネル層の性質の変化だけでなく、素子の作製プロセスに依存する効果もある。前者は、たとえば、InAs組成の増加により伝導帯のバンド構造が変化して、 $\Gamma$ 点とL点のエネルギー差が大きくなり、その結果電子の飽和速度が増大するための効果がある。また後者では、コンタクト抵抗値がInAs組成の違う素子間で異なった値になっている（InAs組成が大きいものほどコンタクト抵抗が小さくなっている）ために、測定した伝達コンダクタンスの値に影響を与える。さらにゲート電極形成時のリセス深さのばらつきにより、ゲート容量がばらつき伝達コンダクタンスおよび素子のしきい値電圧の値にも影響する。従ってしきい値電圧の異なる素子の特性

を比較する場合には、リセス深さの違いによる影響を考慮しなければならない。以下では歪み層チャネル導入による素子特性改善がおもにどのような要因によってもたらされているかについて、このような効果をすべて考慮した上で検討を行う。

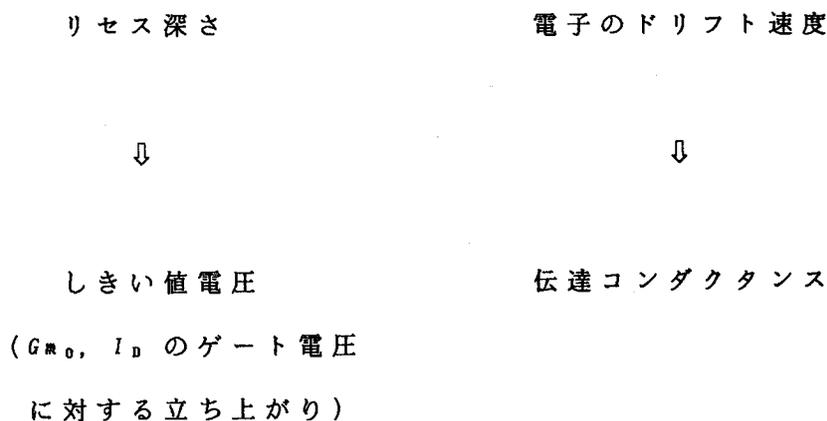
以上のような検討を行うために、簡単なデバイスシミュレーションを行った。以下このシミュレーションの方法について簡単に説明する。

第2章でも述べたように、伝達コンダクタンス  $G_{m0}$  とゲート容量  $C_{gs}$ の間には式(2-11)の関係がある。

$$G_{m0} = \frac{\partial I_D}{\partial V_G} = \frac{v_D C_{gs}}{L_G} \quad (2-11)$$

ここで  $L_G$  は素子のゲート長である。またドレイン電流  $I_D$  は電子のドリフト速度  $v_D$  を使って、 $I_D = q N_s v_D$  と表される。

従って、上式から素子寸法(ゲート長)とゲート容量さらに素子の伝達コンダクタンスがわかれば電子のドリフト速度を求めることができる。また素子のゲート容量はゲート下のリセス深さがわかれば求めることができる。そこで成長した結晶の構造を与え、ゲートのリセス深さとゲート電圧をパラメータとして、各状態での二次元電子濃度を計算しておけば、電子のドリフト速度をもうひとつのパラメータとして素子の電流値を計算することができる。さらにゲート電圧に対するドレイン電流の変化分を計算して伝達コンダクタンスの値を計算することができる。こうして得られる素子特性の計算値を実際の素子特性にあうようにパラメータを決めることで、電子のドリフト速度を求めることができる。ここで計算のパラメータと対応する特性についての関係を整理すると下のようになる。



このようにして、異なるしきい値を持つ素子間での特性の違いを考慮して、電子のドリフト速度を評価することができる。

以上の議論では伝達コンダクタンスを $G_m$ と記したが、これはその添字が示すように、コンタクト抵抗の影響を除いた、真性伝達コンダクタンスを示している。従って、計算値との比較のためには、実際の素子で得られた伝達コンダクタンスからコンタクト抵抗分を考慮して真性伝達コンダクタンスを求める必要がある。

ここでコンタクト抵抗値について注意することは、上でTLM法によって求めた値をそのまま使うことができないということである。その様子を示したのが図5-11である。実際の素子ではコンタクト抵抗は主に図示した2つの成分からなっており、ひとつは電極金属と半導体（チャネル層）間の抵抗 $R_{c1}$ 、もうひとつはソース電極とゲート電極の間のチャネル抵抗 $R_{c2}$ である。TLM法によって求めたのはこの $R_{c1}$ の方である。ここでは $R_{c2}$ はホール測定から求めたシート抵抗と素子の寸法（ゲート・ソース間距離とゲート幅）から見積もった値を使用した。

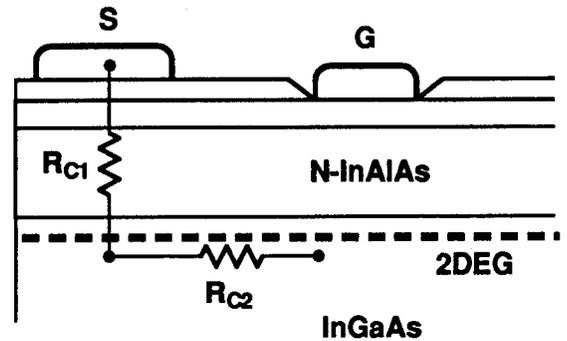


図5-11. 実際の素子中でコンタクト抵抗の構成の要因となるもの

このように実際に測定された伝達コンダクタンスの値から真性伝達コンダクタンスを求めることができるので、上記の手続きから電子のドリフト速度を求めることができる。図5-12はこの手続きの一例を示したものである。伝達コンダクタンス $G_m$ から真性伝達コンダクタンス $G_{m0}$ を求め、計算による素子特性がそれに一致するように、パラメータである電子のドリフト速度を求める。図中では計算値の特性のしきい値電圧が実際の素子に比べて0.2V程度マイナス側になっているものを示している。これはリセス深さが実際の素子よりも計算の構造の方が少し浅い場合に対応している。

こうして求めたそれぞれのInAs組成の試料の電子のドリフト速度を示したのが図5-13である。求められたドリフト速度はInAs組成の増加にともなって増加し、組成 $x$ が0.75のところでは $3 \times 10^7$  cm/sと非常に高い値を示し、基板に格子整合する組成のものに比べて約50%程度高くなっている。この増加の割合は、伝達コンダクタンスの増加の割合と同程

度であることから、歪み層チャネル導入による素子特性の改善はおもにこの電子のドリフト速度の増加によるものと結論することができる。

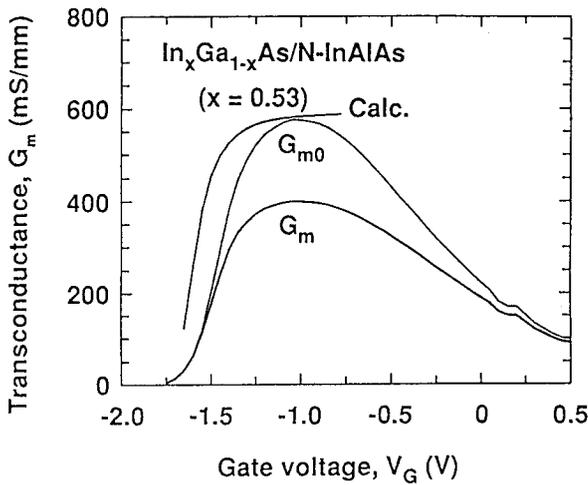


図5-12. 素子特性から電子のドリフト速度を求める方法の計算例

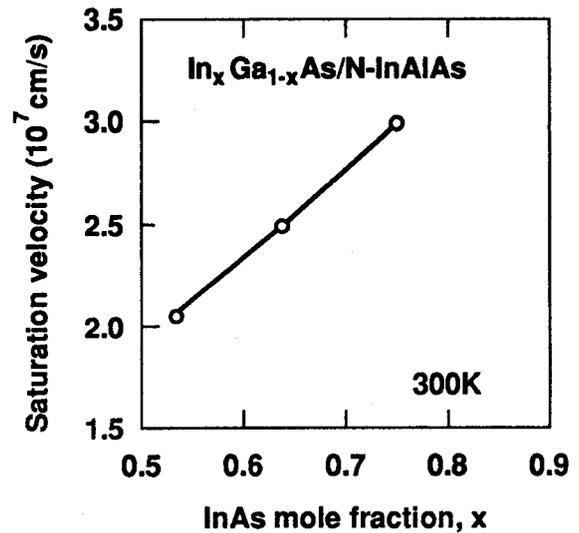


図5-13. InAs組成とドリフト速度との関係

#### 5-4 まとめ

以上のように本章ではInP基板に格子整合するInGaAs/N-InAlAs系のHEMTのチャネル層に、よりInAs組成の高いものを用いることによって歪み層を導入し、このヘテロ接合中の二次元電子ガスの電気的特性やHEMT素子の特性がどのように変化するかを検討した。その結果次のようなことが明らかになった。

二次元電子ガスの濃度はInAs組成 $x$ の増加に従って増加し、InP基板に格子整合するものにくらべ $x = 0.75$ では10%程度高くなる。この電子濃度の変化は伝導帯不連続値の変化に加えて、有効質量の変化および伝導帯の非放物性の増大の影響を考慮することにより実験結果をよく説明できることがわかった。それにともない電子の移動度も概ね増加することがわかった。しかし、 $x = 0.75$ では素子として使用できるチャネル層の厚さと、歪みを緩和するために発生する転移の臨界膜厚が同程度になるために、これ以上InAs組成の高いものを使用することは困難である。

素子特性を評価するために、1~8 $\mu$ mのゲート長のHEMT素子を試作し、静特性の評価を行った。伝達コンダクタンスは、従来のGaAs/N-AlGaAs系の素子に比べて2倍以上高い値が得られ、 $x = 0.53 \sim 0.75$ への組成の増加に対して、400 mS/mm ~ 560 mS/mmへとさら

に増加した。この特性改善がどのような物性パラメータと関係しているかを調べた結果、チャンネル電子のドリフト速度の増加がその主な要因であることが明らかになり、歪み層チャンネルを導入することにより、さらに高性能な素子を実現できることが示された。

本章の参考文献

- 1) J.W. Matthews and A.E. Blakeslee: *J. Cryst. Growth*, **27**, 118 (1974).
- 2) I.J. Fritz, L.R. Dawson, G.C. Osbourn, P.L. Gourley, and R.M. Biefeld: *Int. Symp. GaAs and Related Compounds, Albuquerque, 1982; Inst. Phys. Conf. Ser.* **65**, 241 (1983).
- 3) K. Hikosaka, S. Sasa, N. Harada, and S. Kuroda: *IEEE Electron Device Lett.*, *EDL-9*, 241 (1988).
- 4) W.D. Laidig, P.J. Caldwell, Y.F. Lin, and C.K. Peng: *Appl. Phys. Lett.*, **44**, 653 (1984).
- 5) G.C. Osbourn, J.E. Schirber, T.J. Drummond, L.R. Dawson, B.L. Doyle, and I.J. Fritz: *Appl. Phys. Lett.*, **49**, 731 (1986).
- 6) P.C. Chao, K.-H. Duh, P.M. Smith, J.M. Ballingall, L.F. Lester, B.R. Lee, A. Jabra, R.C. Tiberio, and G.G. Gifford: *IEEE Electron Device Lett.*, *EDL-8*, 489 (1987).
- 7) S. Sasa, Y. Nakata, Y. Sugiyama, T. Fujii, and E. Miyauchi: *Proc. 5th Int. Conf. on MBE, Sapporo, 1988; J. Cryst. Growth* **95**, 189 (1989).
- 8) T. Inata, S. Muto, S. Sasa, and E. Miyauchi: *Proc. 5th Int. Conf. on MBE, Sapporo, 1988; J. Cryst. Growth* **95**, 371 (1989).
- 9) W.-P. Hong, J. Singh, and P.K. Bhattacharya: *IEEE Electron Device Lett.*, *EDL-7*, 480 (1986).
- 10) H. Sakaki, T. Noda, K. Hirakawa, M. Tanaka, and T. Matsusue: *Appl. Phys. Lett.*, **51**, 1934 (1987).

## 第6章 結論

分子線結晶成長法あるいは有機金属熱分解法（MOCVD法）などの結晶成長法の発達によって、Ⅲ-V族化合物半導体を使った良質なヘテロ接合が形成できるようになり、各種のヘテロ接合デバイスが開発され研究が進められてきた。このようなデバイスの開発はヘテロ接合や量子井戸構造から、さらには超格子構造へと発展し、このような人工結晶中の電子状態に関する研究と結びついて広い範囲で研究されている。

本論文は、このような状況の中で、ヘテロ接合を利用した電子デバイスとして代表的なHEMTをとりあげ、従来研究の中心であったGaAs/N-AlGaAs系材料を使ったHEMT素子の問題点を解決し、素子特性の改善や新たな素子構造の開発に貢献すべく、ヘテロ構造中での二次元電子状態および電子の輸送特性を調べ、ヘテロ接合を電子デバイスに応用するために行ってきた研究の成果をまとめたものである。

本研究によって明らかにされたことを以下にまとめる。

第2章では、従来からHEMT用材料として使用されているGaAs/N-AlGaAs系ヘテロ接合において良質な反転型界面が形成できない原因を究明するために、ダブルヘテロ接合の試料を作製・評価し、その結果、結晶成長時におけるドーパント(Si)の表面側へのだれが反転型界面の品質を低下させていることを明らかにし、だれを抑える構造をとることによって良質な反転型構造が作製できることを確認した。さらに作製したダブルヘテロ構造における二次元電子状態をSiのだれによるポテンシャルの非対称性を考慮してセルフコンシステントに計算し、実験値と計算値とを比較することにより反転型界面におけるSiのだれが約60Åであると定量化することができた。そしてこの構造で得られる二次元電子濃度はサブバンドの占有数に係わらず、井戸幅が100Å以上ではほぼ一定で、その値が単一ヘテロ構造に比べ2~3倍高いことがわかった。またこのダブルヘテロ構造で素子応用を検討し、高周波電力増幅用の素子を作製・評価し、良好な特性が得られることを示した。

第3章ではGaAs/AlAs超格子を電子供給層とするための検討を行い以下のことが明らかになった。

超格子構造に適したドーピング法として、プレーナ・ドーピング法を検討し、ドーピング特性を調べた。その結果プレーナ・ドーピング法が超格子構造に適したドーピング法であるばかりでなく、高濃度層の形成方法としても有効で、通常のドーピング法にくらべて2倍近く高い電子濃度 ( $n \sim 1.14 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) が得られることを示した。さらに PD-(GaAs)。

/(AlAs)<sub>s</sub>超格子構造の最適化のためにそのバンド構造の評価を行い、 $m \geq 5$ では直接遷移型であるが $m = 3$ では間接遷移型に移行することを見出し、HEMT等への電子供給層としては $m = 7$ が適当であることを示した。そしてこの超格子電子供給層を使用した単一ヘテロ構造で従来より高い二次元電子濃度が得られることを確認し、そのより高い電子供給能力を活用するための素子構造としてGaAs/AlAs/PD-GaAs/AlAs/GaAs構造を提案し、評価用の素子を試作し、高い電流密度を有する素子が得られることを確認した。

第4章ではHEMT用のヘテロ接合結晶として、GaAs/N-AlGaAs系より優れた高速デバイス用材料として期待される、InGaAs/N-InAlAs系材料をとりあげ、低電界特性から高電界特性、さらに素子特性を検討した結果次のようなことが明らかになった。

二次元電子状態の計算により、従来のGaAs系材料に比べて3~4倍の電子濃度を得ることが可能であることを予測し、実験によりそれを確認するとともに、InGaAs/N-InAlAs系においても理想的なヘテロ接合が形成できることを確認した。また低電界移動度の測定結果から、室温だけでなく、低温(77K)においても従来系に比べて高い伝導度を示すことを示した。さらに高電界移動度の評価および試作した素子の特性から、電子のドリフト速度や素子の遮断周波数が従来の材料系で構成したHEMT構造に比べて約50%程度改善されることを示し、InGaAs/N-InAlAs系材料が高速デバイス用のヘテロ構造材料として非常に有望であることを、明らかにした。

第5章では、第4章での検討をさらに進めるために、InP基板に格子整合するInGaAs/N-InAlAs系のHEMTのチャネル層に、よりInAs組成の高いものを用いることによって歪み層を導入し、二次元電子ガスの電気的特性やHEMT素子の特性を検討し、次のようなことが明らかになった。

InAs組成 $x$ の増加に従って二次元電子ガスの濃度は増加し、InP基板に格子整合するものにくらべ $x = 0.75$ では10%程度高くなる。この変化は歪みによるバンド構造の変化を考慮することによりよく説明できることがわかった。またそれにともない電子の移動度も概ね増加することがわかった。しかし、 $x = 0.75$ では素子として使用できるチャネル層の厚さと、転移発生の臨界膜厚が同程度になるために、これ以上InAs組成の高いものを使用することは困難であるという結論を得た。

素子特性を評価するために試作した、1~8 $\mu$ mのゲート長のHEMT素子で、伝達コンダクタンスとして、従来のGaAs/N-AlGaAs系の素子に比べて2倍以上高い値が得られ、InAs

組成の増加により、一層高い値が得られることがわかった。さらにこの特性改善がどのような物性パラメータと関係しているかを調べた結果、チャンネル電子のドリフト速度の増加がその主な要因であることが明らかになり、歪み層チャンネルを導入することにより、さらに高性能な素子の実現できることが示された。

## 謝 辞

本論文をまとめるにあたり、格別なる御指導と御鞭撻を賜りました大阪大学工学部電子工学科の浜口智尋教授に深く感謝の意を表します。

また、同学吉野勝美教授、興地斐男教授、冷水佐壽教授には、本論文に関して懇切なる御指導と有益な助言を頂いたことに深く感謝致します。

本論文は、筆者が富士通研究所において行った、III-V族化合物半導体ヘテロ接合における二次元電子ガスの電気的特性およびこれを利用した電子デバイスに関する研究をまとめたものである。本研究を行う機会を与えて頂いた富士通研究所会長小口文一博士、同社長雄城雅嘉氏、同厚木研究所所長黒川兼行博士、同副所長三杉隆彦博士、電子デバイス研究部門長小林正明氏に深く感謝致します。

また本研究を行うにあたり深い理解を頂くとともに多くの御助言・御指導を賜りました柳山脩博士（現富士通テクノリサーチ取締役）、富士通研究所小谷健氏（現宇宙開発推進室長代理）、電子デバイス研究部門長付山岡豊、主管研究員橋本寿夫博士、半導体結晶研究分部長大槻修博士、宮内榮三博士、藤井俊夫博士、近藤和夫博士に深く感謝いたします。

さらに筆者が本研究を行うに当たって、共同研究者として多大なる御協力を頂いた、武藤俊一博士、稲田嗣夫氏、石川英明博士、近藤和博氏、A. Sandhu 博士、中田義昭氏、杉山芳弘氏、石川知則博士、南部和夫氏、斉藤淳二氏には、ここに記して感謝の意を表します。

## 研究業績

### 1. 学会誌

#### PAPERS

- (1) S. Komiyama, T. Takamasu, S. Hiyamizu, and S. Sasa: "Breakdown of the Quantum Hall Effect due to Electron Heating", *Solid State Commun.* **54**, 479 (1985).
- (2) S. Sasa, K. Kondo, H. Ishikawa, T. Fujii, S. Muto, and S. Hiyamizu: "Electronic Properties of Si Atomic-Planar-Doped GaAs/AlAs Quantum Well Structures Grown by MBE", *Surf. Science* **174**, 433 (1986).
- (3) K. Imamura, S. Muto, N. Yokoyama, S. Sasa, H. Ohnishi, S. Hiyamizu, and H. Nishi: "Characterization of GaAs/AlGaAs Hot Electron Transistors Using Magnetic Field Effects on Launched-Electron Transport", *Surf. Science* **174**, 481 (1986).
- (4) S. Hiyamizu, T. Fujii, S. Muto, T. Inata, Y. Nakata, Y. Sugiyama, and S. Sasa: "MBE Growth of InGaAs-InGaAlAs Heterostructures for Applications to High-Speed Devices", *J. Cryst. Growth* **81**, 349 (1987).
- (5) A. Sandhu, Y. Nakata, S. Sasa, K. Kodama, and S. Hiyamizu: "Energy-Band Offset of  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.48}\text{As}-\text{In}_{0.52}(\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x)_{0.48}\text{As}$  Heterostructures, Determined by Photoluminescence Excitation Spectroscopy of Quasi-Parabolic Quantum Wells Grown by MBE", *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, 1709 (1987).
- (6) S. Sasa, Y. Nakata, T. Fujii, and S. Hiyamizu: "High-Field Characteristics of Two-Dimensional Electron Gas in InGaAs/N-InAlAs Heterostructures", *Inst. Phys. Conf. Ser.* **91**, 407 (1988)
- (7) A. Sandhu, Y. Nakata, S. Sasa, and S. Hiyamizu: " $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.48}\text{As}-\text{In}_{0.52}(\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x)_{0.48}\text{As}$  Quasi-Parabolic (Multi-Stepped) Quantum Wells Grown by the Pulsed Molecular Beam Method", *Appl. Surf. Science* **33/34**, 400 (1988).
- (8) N. Mori, K. Taniguchi, C. Hamaguchi, S. Sasa, and S. Hiyamizu: "Magneto-phonon Resonance of a Two-Dimensional Electron Gas in a Quantum Well", *J. Phys. C: Solid State Phys.* **21**, 1791 (1988).

- (9) K. Makiyama, M. Inoue, M. Ashida, Y. Cho, Y. Iwai, S. Sasa, and S. Hiyamizu: "Hot Electron Distribution and Transport in AlGaAs/GaAs/AlGaAs Quantum Wells", *Solid State Electronics* 31, 371, (1988).
- (10) T. Nakazawa, H. Fujimoto, K. Imanishi, K. Taniguchi, C. Hamaguchi, S. Hiyamizu, and S. Sasa: "Optical Properties of (GaAs)<sub>m</sub>/(AlAs)<sub>5</sub> Superlattices", *J. Phys. Soc. Jpn.* (in press).
- (11) S. Sasa, Y. Nakata, Y. Sugiyama, T. Fujii, and E. Miyauchi: "Electronic Properties of Two-Dimensional Electron Gas in Pseudomorphic In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/N-In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As Heterostructures", *J. Cryst. Growth* 95, 189 (1989).
- (12) T. Inata, S. Muto, S. Sasa, and E. Miyauchi: "Determination of the Resonant-State Energy of an In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As/AlAs Pseudomorphic Resonant Tunneling Barrier Grown by MBE", *J. Cryst. Growth* 95, 371 (1989).

#### LETTERS

- (1) T. Ishikawa, J. Saito, S. Sasa, and S. Hiyamizu: "Electrical Properties of Si-Doped Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As Layers Grown by MBE", *Jpn. J. Appl. Phys.* 21, L675 (1982).
- (2) S. Sasa, J. Saito, K. Nanbu, T. Ishikawa, and S. Hiyamizu: "Improved 2DEG Mobility in Inverted GaAs/n-AlGaAs Heterostructures Grown by MBE", *Jpn. J. Appl. Phys.* 23, L573 (1984).
- (3) S. Sasa, J. Saito, K. Nanbu, T. Ishikawa, S. Hiyamizu, and M. Inoue: "Electronic States in Selectively Si-Doped N-AlGaAs/GaAs/N-AlGaAs Single Quantum Well Structures Grown by MBE", *Jpn. J. Appl. Phys.* 24, L281 (1985).
- (4) S. Sasa, S. Muto, K. Kondo, H. Ishikawa, and S. Hiyamizu: "Si-Atomic-Planar-Doping in GaAs Made by Molecular Beam Epitaxy", *Jpn. J. Appl. Phys.* 24, L602 (1985).
- (5) S. Hiyamizu, S. Sasa, T. Ishikawa, K. Kondo, and H. Ishikawa: "A New Heterostructure for 2DEG System with a Si Atomic-Planar-Doped AlAs-GaAs-AlAs Quantum Well Structure Grown by MBE", *Jpn. J. Appl. Phys.* 24, L431, (1985).

- (6) K. Kondo, H. Ishikawa, S. Sasa, Y. Sugiyama, and S. Hiyamizu: "MBE Growth of High-Quality GaAs Using Triethylgallium as a Gallium Source", Jpn. J. Appl. Phys. 25, L52 (1986).
- (7) S. Sasa, S. Muto, and S. Hiyamizu: "Back-Gated Field Effect in a Double Two-Dimensional Electron Gas Structure", Jpn. J. Appl. Phys. 25, L674 (1986).
- (8) Y. Nakata, S. Sasa, Y. Sugiyama, T. Fujii, and S. Hiyamizu: "Extremely High 2DEG Concentration in Selectively Doped  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{N-In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  Heterostructures", Jpn. J. Appl. Phys. 26, L59 (1987).
- (9) H. Ando, K. Kondo, H. Ishikawa, S. Sasa, T. Inata, and S. Hiyamizu: "Selectively Doped GaAs/N- $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  Heterostructures Grown by Gas-Source MBE", Jpn. J. Appl. Phys. 27, L896 (1988).
- (10) T. Inata, S. Muto, Y. Nakata, S. Sasa, T. Fujii, and S. Hiyamizu: "A Pseudomorphic  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$  Resonant tunneling Barrier with a Peak-to-valley Current Ratio of 14 at Room Temperature", Jpn. J. Appl. Phys. 26, L1332 (1987).
- (11) K. Hikosaka, S. Sasa, N. Harada, and S. Kuroda: "Current-Gain Cutoff Frequency Comparison of InGaAs HEMT's", IEEE Electron Device Lett. 9, 241 (1988).

## 2. 国際会議

- (1) S. Sasa, K. Kondo, H. Ishikawa, T. Fujii, S. Muto, and S. Hiyamizu: "Electronic Properties of Si Atomic-Planar-Doped GaAs/AlAs Quantum Well Structures Grown by MBE", MSS-II, Kyoto, Japan (1985).
- (2) S. Sasa, S. Muto, and S. Hiyamizu: "Back-gated Field Effect in Double Two-Dimensional Electron Gas Structure", Device Research Conf., Univ. of Massachusetts, MA, U.S.A. (1986).
- (3) S. Sasa, Y. Nakata, T. Fujii, and S. Hiyamizu: "High-Field Characteristics of Two-Dimensional Electron Gas in InGaAs/N-InAlAs Heterostructures", Int. Symp. GaAs and Related Compounds, Heraklion, Greece, 1987.

- (4) S. Sasa, Y. Nakata, Y. Sugiyama, T. Fujii, and E. Miyauchi: "Electronic Properties of Two-Dimensional Electron Gas in Pseudomorphic  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{N-In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  Heterostructures", MBE-V, Sapporo, Japan 1988.

#### PROCEEDINGS

- (1) T. Ishikawa, J. Saito, S. Sasa, and S. Hiyamizu: "The Electrical Effect of AlGaAs Barrier at the Heterointerface of Selectively Doped GaAs/n-AlGaAs Heterostructure", Extended Abstract 16th Int. Conf. on Solid State Devices and Materials, Kobe, 603 (1984).
- (2) T. Takamasu, S. Komiyama, S. Hiyamizu, and S. Sasa: "Current Instability in the Quantum Hall Effect", Proc. 18th Int. Conf. on Phys. of Semicon. 433, (1986).
- (3) T. Inata, S. Muto, S. Sasa, T. Fujii, and S. Hiyamizu: "Negative Differential Resistance Characteristics of an  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  Pseudomorphic Resonant Tunneling Barrier Grown by MBE", Extended Abstracts 19th Conf. on Solid State Devices and Materials, Tokyo, 359 (1987).
- (4) K. Imanishi, H. Fujimoto, T. Nakazawa, K. Taniguchi, C. Hamaguchi, and S. Sasa: "Direct and Indirect Transitions in GaAs/AlAs Superlattices", Proc. 19th Int. Conf. on Phys. of Semicon., Warsaw, 381 (1988).
- (5) H. Hirai, S. Komiyama, S. Hiyamizu, and S. Sasa: "Quantum Hall Effect in AlGaAs-GaAs Heterostructures with Narrow Gates", Proc. 19th Int. Conf. on Phys. of Semicon., Warsaw, 55 (1988).
- (6) T. Takamasu, S. Komiyama, S. Hiyamizu, and S. Sasa: "Noise Spectrum of 2D-Electron Systems in the Regime of Negative Differential Conductivity at High Magnetic Fields", Proc. 19th Int. Conf. on Phys. of Semicon., Warsaw, 1455 (1988).

#### 3. セミナー

「超格子のバンド構造とそのデバイス応用」

応用物理学会関西支部セミナー 昭和62年2月

#### 4. 学会発表

- (1) 「反転型GaAs/N-AlGaAs ヘテロ界面に於ける2DEGの検討」  
第30回応用物理学関係連合講演会 昭和58年4月

- (2) 「2層型GaAs/N-AlGaAs ヘテロ構造のShubnikov de-Haas 測定」  
第44回応用物理学学術講演会 昭和58年9月
- (3) 「ドナーの荷電状態を考慮した二次元電子濃度の自己無撞着な計算」  
第31回応用物理学関係連合講演会 昭和59年3月
- (4) 「プレーナ・ドーピングによるGaAsへの高濃度ドーピング」  
第32回応用物理学関係連合講演会 昭和60年3月
- (5) 「HEMT・二次元電子ガス濃度のバッファ層厚依存性」  
第32回応用物理学関係連合講演会 昭和60年3月
- (6) 「プレーナ・ドーピングによるGaAsへのBeの高濃度ドーピング」  
第46回応用物理学学術講演会 昭和60年10月
- (7) 「InGaAs/N-InAlAs 系における二次元電子ガス特性 (I)」  
第47回応用物理学学術講演会 昭和61年9月
- (8) 「MBE成長InGaAs/N-InAlAs 系二次元電子ガスの高電界特性」  
第34回応用物理学関係連合講演会 昭和62年3月
- (9) 「InGaAs/AlAs 歪共鳴トンネリングバリア構造におけるAlAsのバンド構造」  
第48回応用物理学学術講演会 昭和62年10月
- (10) 「歪み層チャネルInGaAs/N-InAlAs 系二次元電子ガスの電気的特性」  
第35回応用物理学関係連合講演会 昭和63年3月
- (11) 「歪み層チャネルInGaAs/N-InAlAs 系HEMTのデバイス特性」  
第49回応用物理学学術講演会 昭和63年10月

## 付録1 磁場中における二次元電子の状態

磁場のない場合の二次元電子系のハミルトニアンは、半導体中の電子の有効質量を  $m^*$  とし、ヘテロ界面に垂直な方向を  $z$  軸にとりその方向のポテンシャルの変化の様子を  $V(z)$  で表すと、次のようになる。

$$H = \frac{p^2}{2m^*} + V(z) \quad (I-1)$$

この場合対応する電子の波動関数は  $x$ - $y$  平面内でハミルトニアン (I-1) に並進対称性があるために次のような平面波で表される。

$$\phi(x, y) = \exp(ik_x x + ik_y y) \quad (I-2)$$

また全体の波動関数は  $x$ - $y$  平面内と  $z$  方向で変数分離の形で書き表すことができ、

$$\begin{aligned} \Psi(x, y, z) &= \phi(x, y) \chi(z) \\ &= \exp(ik_x x + ik_y y) \chi(z) \end{aligned} \quad (I-3)$$

となる。ここで  $\chi(z)$  は

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + V(z) \right] \chi(z) = E_z \chi(z) \quad (I-4)$$

を満足するエネルギー固有値  $E_z$  に対応する固有関数である。従って系全体のエネルギー  $E$  は次のようになる。

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + E_z \quad (I-5)$$

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2$$

さてここで  $z$  方向に磁場が印加されている場合には、式 (I-1) において  $p$  を  $p - qA$  で置き換えればよい。ここで  $A$  はベクトルポテンシャルで  $A = (0, Bx, 0)$  ととることができる。簡単のために  $x$ - $y$  平面内の運動のみに着目すると、系のハミルトニアンは

$$\begin{aligned} H_0 &= \frac{1}{2m^*} \left[ p_x^2 + \left( p_y + eBx \right)^2 \right] \quad (\text{I-6}) \\ &= \frac{1}{2m^*} p_x^2 + \frac{m^*}{2} \left( \frac{eB}{m^*} \right)^2 \left( x + \frac{p_y}{eB} \right)^2 \end{aligned}$$

となり、 $H_0$  は  $y$  を陽には含まないから、 $y$  方向の運動量は保存され、その固有関数は平面波の形を維持する。一方、新たに磁場の印加によって  $x$  依存性があらわれることがわかる。そこで  $\phi(x, y) = (1/\sqrt{L})\zeta(x)\exp(ik_y y)$  とおくと ( $L$  は  $x$  方向の系の大きさ)

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \zeta''(x) + \frac{m^*}{2} \omega_c^2 (x - X)^2 \zeta(x) = E \zeta(x) \quad (\text{I-7})$$

$$\omega_c = eB/m^*$$

$$X = -p_y/eB = -\hbar k_y/eB = -k_y l^2$$

$$l^2 = \hbar/eB$$

となり、中心が  $X$  の 1 次元調和振動子と同じ形をしていることがわかる。その固有関数は

$$\zeta_N(x) = (2^N N! \sqrt{\pi l})^{-1/2} \exp\left(-\frac{x^2}{2l^2}\right) H_N\left(\frac{x}{l}\right) \quad (\text{I-8})$$

となる ( $H_N$  はエルミート多項式) から、従って  $H_0$  の固有関数は

$$\phi_{N_X}(x, y) = \frac{1}{\sqrt{L}} \exp(-i \frac{Xy}{l^2}) \zeta_N(x-X) \quad (I-9)$$

のようになり、 $x$ 方向には中心が $X$ で振幅が $l$ の程度である調和振動子、 $y$ 方向には平面波の固有関数となる。ここで $\xi$ を $x-X = (p_y + eA_y)/eB$ 、同様に $\eta$ を $-(p_x + eA_x)$ で定義すると(ただし、今 $A_x = 0$ である)、これは中心が $(X, Y)$ の回転運動を表す( $Y = y - \eta$ )。そして $[\xi, \eta] = -il^2$ となるから $l$ がサイクロトロン半径を表していることがわかる。また $X$ は $y$ 方向の運動量と結びついており、 $[H_0, X] = 0$ であるから $X$ は $N$ とともに状態を表すよい量子数となる。そしてエネルギー $E$ は

$$E(N) = \hbar \omega_c \left( N + \frac{1}{2} \right) \quad (I-10)$$

となることがわかる。ところがこの式には $X$ が含まれていないから $X$ については状態は縮退している。振動の中心が系の中にあるという条件と $k_y$ との関係から縮重度が計算できる。

$$0 \leq X < L$$

$$\therefore 0 \geq -k_y > -L/l^2 \quad (I-11)$$

$k$ -空間では $2\pi/L$ ごとにひとつの状態がありさらにスピンの2重縮退を考慮すると、縮重度は $L^2/\pi l^2$ となる。これを次のように書くと単位面積当たりでは

$$\frac{l}{\pi l^2} = \frac{eB}{\pi \hbar} = \frac{m^* \hbar \omega_c}{\pi \hbar^2} = D_{2D}(E) \hbar \omega_c \quad (I-12)$$

となり、磁場のない場合の二次元の状態密度 $D_{2D}(E)$ とランダウレベルのエネルギー間隔との積になっている。従って磁場を印加したことによって、エネルギー的に一様であった二次元の状態密度が $\hbar \omega_c$ ごとにひとつのランダウレベルに凝縮したと考えることができる。ひとつのランダウレベルの状態数を $D_N (= eB/\pi \hbar)$ で表し、二次元電子濃度を $N_s$ と

すると、

$$Ns \leq D_N (N + 1) \quad (I - 13)$$

なる最小の  $N$  によってフェルミレベルが決められる。

ここで磁気抵抗の振動について考える。いま  $N = m$  のランダウレベルまで電子が入っているとすると、フェルミレベルは次のように表される。

$$E_F = \hbar \omega_c \left( m + \frac{1}{2} \right) = \frac{\hbar e B_m}{m^*} \left( m + \frac{1}{2} \right) \quad (I - 14)$$

また  $N = m - 1$  のランダウレベルまで電子が入っている場合には、

$$E_F = \frac{\hbar e B_{m-1}}{m^*} \left( m - \frac{1}{2} \right) \quad (I - 15)$$

となるから、 $1/B$  に対する周期を考えることによって、二次元電子濃度に関する表式が得られる。

$$\Delta \left( \frac{1}{B} \right) = \frac{1}{B_m} - \frac{1}{B_{m-1}} = \frac{1}{E_F} \frac{\hbar e}{m^*} = \text{const.} \quad (I - 16)$$

$$\therefore Ns = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} E_F = \frac{e}{\pi \hbar} \frac{1}{\Delta(1/B)} \quad (I - 17)$$

このように磁気抵抗の振動から二次元電子濃度を求めることができる。ここまでの議論ではバンドの非放物性を考慮していないが、第4章、第5章で検討したInGaAs系の試料では電子の有効質量が小さく、電子濃度が高いことから非放物性を考慮する必要がある。第4章で示したエネルギーの分散関係と電子濃度の式とをふたたび記すと、

$$\frac{(\hbar k)^2}{2m^*} = (1 + \alpha \epsilon) \epsilon \quad (4-2)$$

$$Ns = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} (1 + \alpha E_F) E_F \quad (4-4)$$

である。式 (I-15), 式 (I-16) の  $E_F$  の代わりに  $(1 + \alpha E_F) E_F$  を使えば式 (I-17) は

$$\Delta \left( \frac{l}{B} \right) = \frac{l}{E_F (1 + \alpha E_F)} \frac{\hbar e}{m^*} = \text{const.} \quad (I-18)$$

と修正されるが、やはり一定の周期となり、さらに電子濃度に対する式は式 (4-4) を使うと結局

$$\therefore Ns = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} E_F (1 + \alpha E_F) = \frac{e}{\pi \hbar \Delta} \frac{l}{(l/B)} \quad (I-19)$$

となって、放物性バンドに対する式 (I-17) と同じになる。従って磁気抵抗の測定結果から電子濃度を評価する場合には、放物バンド、非放物バンドの区別なく求めることができる。しかしフェルミレベルはそれぞれの場合に異なるので、電子濃度を計算するプログラムの中ではこの効果を取り入れなくてははいけない。

付録2 二次元電子状態のセルフコンシステントな計算

本文2-3節でも述べたように解くべき方程式はポテンシャル形状を計算するポアソン方程式と固有値・固有関数を計算する有効質量近似に基づくシュレディンガー方程式の二つである。一電子近似をするために他の電子によって作られる静電ポテンシャルの効果は考慮しているが交換相互作用や電子相関の効果は無視している。それぞれの式を書き表すと次のようになる。

$$\frac{d^2}{dx^2} \overline{V}(x) = \frac{-q}{\epsilon_s \epsilon_0} \left[ N_D(x) - n_c(x) - \sum_{i=0}^{i_{\max}} N_s(i) |\phi(x)|^2 \right] \quad (\text{II-1})$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dx^2} \phi(x) + V(x) \phi(x) = E_i \phi(x) \quad (\text{II-2})$$

$$V(x) = -q [\overline{V}(x) - \Delta E_c u(-x)] \quad (\text{II-3})$$

$\overline{V}(x)$  : ポテンシャルエネルギー

$q$  : 電子の電荷

$\epsilon_0$  : 真空中の誘電率

$\epsilon_s$  : 半導体の比誘電率

$N_D(x)$  : イオン化したドナーの空間分布\*

$n_c(x)$  : 電子供給層中の三次元電子の分布\*

$N_s(i)$  :  $i$  番目のサブバンドを占める電子数\*

$i_{\max}$  : 考慮したサブバンドの指標の最大値

$V(x)$  : 電子に対する伝導帯のポテンシャルエネルギー

$\phi(x)$  :  $i$  番目の固有状態に対応する固有関数

$\hbar$  : プランク定数

$m^*$  : 半導体中の電子の有効質量

$E_i$  :  $i$  番目の固有状態のエネルギー固有値

$\Delta E_c$  : ヘテロ界面における伝導帯の不連続値

$u(x)$  : ヘテロ界面を原点とするステップ関数

また\*で示したものは次のようにして与えられる。

$$N_D(x) = N_D(x) \left[ 1 - \frac{l}{1 + \frac{l}{g_c} \exp\left(\frac{E_D - E_F}{kT}\right)} \right] \quad (\text{II} - 3)$$

$$n_c(x) = N_c \frac{2}{\sqrt{\pi}} F_{1/2} \left( \frac{V(x) - E_c}{kT} \right) \quad (\text{II} - 4)$$

$$N_s(i) = \int_{E_F - E_i}^{\infty} \frac{m^*}{\pi h^2} \frac{l}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)} dE \quad (\text{II} - 5)$$

$N_D(x)$  : ドナー分布

$g_c$  : ドナーの基底状態の縮重度 : 2

$E_D$  : ドナーレベル

$E_F$  : フェルミレベル

$k$  : ボルツマン定数

$N_c$  : 伝導帯の実効状態密度

$F_{1/2}$  : フェルミ積分

さらにフェルミ積分に関しては次の近似式を用いた。

$$n_c(x) = N_c \frac{\exp\left(\frac{V(x) - E_c}{kT}\right)}{1 + 0.271 \exp\left[-0.818 \frac{V(x) - E_c}{kT}\right]} \quad (\text{II} - 6)$$

この式はHEMTにおける電子供給層のように縮退していない半導体の電子濃度を近似する場合にはよい近似となる。

ここで式(II-1)および式(II-2)を数値的に計算する方法について述べる。計算では連続な関数  $f(x): x_1 \leq x \leq x_2$  をこの区間を  $n$  等分した各点での関数値  $f_1, f_2, \dots, f_n$  ( $f_i = f(x_i)$ ) で代表させ、上記の微分方程式に対応する差分方程式に置き換える。式(II-1)は境界での関数値およびその微係数を与えるとその他の点での関数値は一意的に求められる。従って単純差分方程式にしたがって端から順次つぎの点を求めることも



テロ界面の両側（特にバッファ層の側）へある程度の距離をとっておくことで大抵の場合回避できる。しかしこの特例として付録3で述べるように  $N_{\text{dop}}$  が零である場合や InGaAs/N-InAlAs 系のようにその値が小さい場合にはバッファ層側のポテンシャルバリアがほとんど無いためにこの境界条件の影響に注意する必要がある。

ところで以上述べた計算では第4章で触れたような波動関数の境界条件については考慮していない。そこで InGaAs/N-InAlAs 系の電子状態を計算するための方法について以下で述べることにする。第4章に示した境界条件だけでなく波動関数とその一階微分に対する任意の境界条件を取り入れることができる方法としては、上で示したような行列の固有値問題に帰着させる方法ではなく、適当な境界条件のもとに直接 Runge-Kutta 法などによって微分方程式を計算していく方法がある。この方法はまず一方の境界（端）からある初期条件にしたがって計算を開始し、各ヘテロ界面において境界条件にしたがって波動関数を接続しながらもう一方の境界までその境界条件を満足するようにエネルギー固有値をパラメータとして計算を行う方法である。この方法は行列を使っての方法にくらべて非常に直接的であるが、行列の方法ではとり入れにくい境界条件のもとでの計算ができることや、上で述べたように、問題が境界条件の影響を受けやすい場合の解をチェックするための方法として有効である。ただし得られた結果が系の固有状態および対応する固有関数になっているかどうかのチェックが必要である。こうしたことから InGaAs/N-InAlAs 系の電子状態を計算する場合にも行列の固有値問題に帰着できれば先の方法と全く同じ手法が使えるという点では特別な場合を除いて簡単である。

そこで以下では第4章で示した境界条件を行列の方法にとり入れて計算するための方法について述べる。

ヘテロ界面における波動関数とその導関数についての境界条件をふたたび示すと

$$\begin{aligned} \phi_A(x) &= \phi_B(x) \\ \frac{\phi_A'(x)}{m^*_A} &= \frac{\phi_B'(x)}{m^*_B} \end{aligned} \quad (\text{II-9})$$

となる。ただし、この境界条件は有効質量近似のもとでは一意的に決まるものではなく、ヘテロ界面において波動関数が連続であることを仮定した場合にのみ、導関数についての条件が上のように書けるという意味である。

そして、これは電子の運動エネルギーの項を次のように書いたことに対応する。

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dx^2} \phi(x) = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dx} \left[ \frac{1}{m^*} \frac{d}{dx} \phi(x) \right] \quad (\text{II} - 10)$$

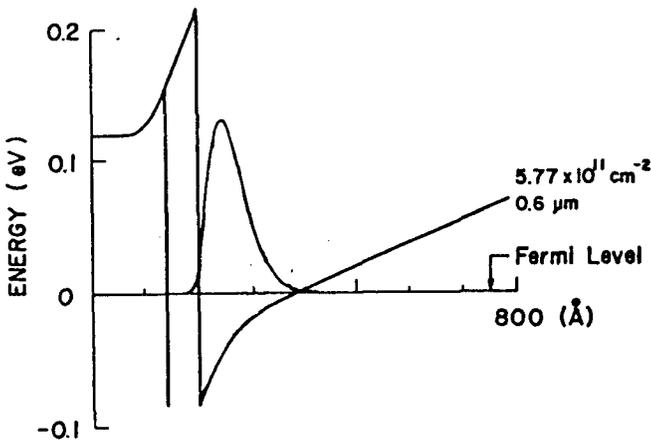
これは最初（内側）の微分が波動関数の連続性に対応し、二回目の微分が  $\phi'/m$  の連続性に対応していると思わせるから、式（II-7）をこのように書き直すと

$$\begin{aligned} \psi_{i+1} - (1 + m\gamma + C_0 V_i) \psi_i + m\gamma \psi_{i-1} &= -C_0 \epsilon_n \psi_i \quad (i = 0 \cdots n) \\ m\gamma &= m_B^* / m_A^* \quad (\text{II} - 11) \\ C_0 &= 2m_B^* \Delta x^2 q / \hbar^2 \end{aligned}$$

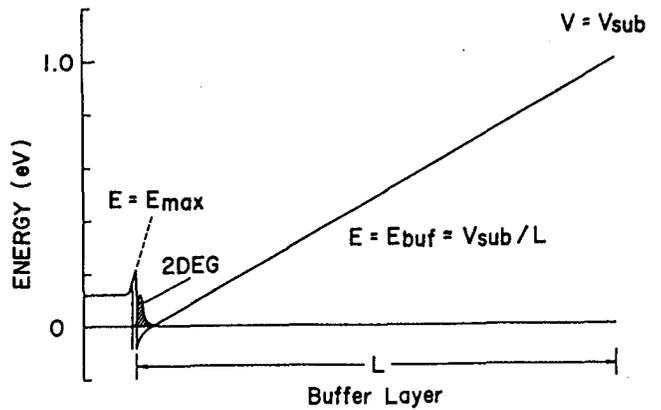
のように有効質量の比の分だけの補正を加えて同様の形に書くことができる。このようにして InGaAs/N-InAlAs 系の問題も行列の固有値問題に帰着することができる。従って以降は GaAs/N-AlGaAs 系で行ったものと全く同じ手続きで電子状態および二次元電子濃度を計算することができる。

付録3 パラメータ  $N_{depL}$  について

付録2で述べた方法でGaAs/N-AlGaAs 単一ヘテロ構造の電子状態を計算した一例を図III-1に示す。図中の  $N_{depL}$  はGaAsバッファ層（図中で二次元電子より右側の層）中でイオン化しているアクセプターの濃度に対応するパラメータである（Si-MOS反転層の場合にはまさにそれに相当する）。ところが実際のMBE法で成長したGaAs層の残留不純物はおもにアクセプターの炭素ではあるが、その濃度は  $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  以下である。通常使われるバッファ層の厚さは  $1 \mu\text{m}$  以下であるからアクセプターの面濃度は  $1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  以下となって図中にある  $N_{depL}$  の値とは大きく異なっている。従ってこの場合には  $N_{depL}$  はバッファ層中でイオン化しているアクセプターの濃度と考えるよりも、むしろバッファ層（成長層）の開始する基板との界面における伝導帯の位置によって決まる値ではないかと考え



図III-1. GaAs/N-AlGaAs 単一ヘテロ構造の電子状態の計算例



図III-2. 基板・エピ界面からヘテロ界面に至るまでの伝導帯の様子

られる。  $N_{depL}$  に比べて実際のアクセプター濃度は無視できるとすると、図III-2に示したようにバッファ層では伝導帯は曲がらず直線的にヘテロ界面のところまで達する。従ってこの場合には  $N_{depL}$  はガウスの定理により近似的に次式で与えられる。

$$qN_{depL} = \epsilon V_0/L \quad (\text{III-1})$$

ここで  $\epsilon$  はバッファ層の誘電率、  $V_0$  は基板との界面でのバッファ層の伝導帯の位置、そして  $L$  はバッファ層の厚さである。従って  $N_{depL}$  が零のときの二次元電子濃度を  $N_s$  とするとバッファ層が  $L$  のときの電子濃度  $N_s$  は次のようになる。

$$N_s = N_{s0} - N_{dep}(L) \quad (III-2)$$

従ってバッファ層の厚さを変えたサンプルの二次元電子濃度をいくつか評価することによって  $N_s$  および  $V_0$  を決定することができる。このために行った実験の結果を図 III-3 に示した。図中丸で示されているものが実験値をまた実線が式 (III-2) によってフィッティングしたものである。その結果  $N_{s0} = 7.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  および  $V_0 = 1.0 \text{ V}$  が得られる。この  $V_0$  は基板と成長層の界面で伝導帯の下 1.0 eV のところに多量の界面準位が形成されており、そこでフェルミ面がピンングされていることを示している。またこれは GaAs へのショットキーコンタクトの障壁の高さがコンタクト材料にあまりよらず、概ね 0.9 eV 程度であることとも良く合っている。従って MBE 法で作製された GaAs/N-AlGaAs 系のヘテロ接合の場合には  $N_{dep}$  はバッファ層の厚さだけできまる式 (III-1) によって与えられる定数である。

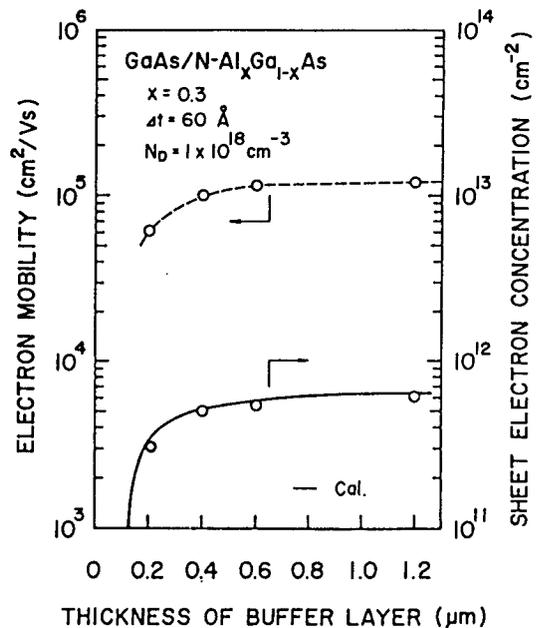
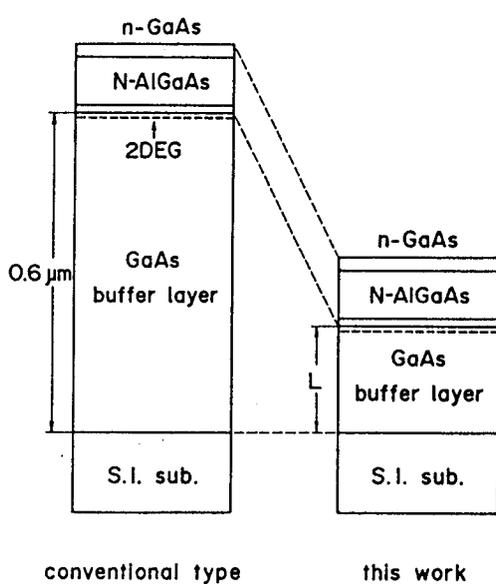


図 III-3. (a) 実験に用いた試料の構造図

図 III-3. (b) 二次元電子濃度のバッファ層厚依存性. バッファ層厚の薄いところで急激に電子濃度が減少する

しかし第 4 章で計算したような InGaAs/N-InAlAs 系の材料では基板の InP の表面単位密度が GaAs より低いことや InGaAs のショットキー障壁が低いこと、さらに InGaAs 層の残留不純物濃度が GaAs より高い ( $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  台) ことを考えると GaAs 系のように簡単には表すこと

はできない。しかしこの場合にはGaAs系とは逆に残留不純物はn型を示すのでバッファ層がGaAs系のように持ち上がって行くことはなくほぼ平坦であると考えられる。従ってGaAs系と比べて  $N_{\text{deep}}$  の値はそれほど大きくはなく、またInGaAs/N-InAlAs系では二次元電子の濃度が高いことから  $N_{\text{deep}}$  を無視してもそれほど大きな誤差は生じないと思われる。そこで本文中ではInGaAs/N-InAlAs系に対する  $N_{\text{deep}}$  の値として  $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  を用いた。このような仮定はたとえば第5章で使用した試料のバッファ層の厚さがかなり薄いにも係わらず二次元電子濃度が計算値とよく一致していることから正しいことが確認される。