



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	分子線エピタキシ法によるGaAsおよびInGaAs選択ドーピングヘテロ構造の形成と2次元電子ガスの特性評価
Author(s)	松崎, 賢一郎; Matsuzaki, Kenichirou; 友沢, 秀征 他
Citation	北海道大學工学部研究報告, 146, 53-61
Issue Date	1989-05-31
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/42183
Type	departmental bulletin paper
File Information	146_53-62.pdf



分子線エピタキシ法による GaAs および InGaAs 選択 ドーピングヘテロ構造の形成と 2 次元電子ガスの特性評価

松崎賢一郎* 友沢 秀征* 駱 季奎* 大野 英男* 長谷川英機*

(昭和 63 年 12 月 20 日受理)

The Growth of GaAs and InGaAs Selectively Doped Hetero-structures by Molecular Beam Epitaxy and Characterization of Two -dimensional Electron Gas

Kenichirou MATSUZAKI Hidemasa TOMOZAWA
Ji-Kui LUO Hideo OHNO and Hideki HASEGAWA

(Received December 20, 1988)

Abstract

Selectively doped (SD) AlGaAs/GaAs and AlGaAs/InGaAs/GaAs are grown by molecular beam epitaxy and the properties of the resultant two-dimensional electron gas are studied.

The mechanism which determines the concentration of two-dimensional electron gas is clarified theoretically and experimentally. It is concluded that the relationship between conduction band discontinuity ΔE_c of AlGaAs and GaAs and the difference of bandgap ΔE_g is $\Delta E_c = 0.65\Delta E_g$.

For pseudomorphic SD-AlGaAs/InGaAs/GaAs structures, a maximum thickness exists for stable absorption of mismatch stress. It is shown that with the InAs composition of 0.13, the critical thickness of the onset of degradation of electrical properties lies between 200 and 300 Å.

1. 緒 言

選択ドーピング AlGaAs/GaAs ではそのヘテロ接合界面の GaAs 側に 2 次元電子層 (2 DEG) が形成される¹⁾。2 DEG は AlGaAs 中のイオン化不純物とは空間的に分離されているために低温で、通常の方法でドーピングされた GaAs のそれをはるかにしのぐ高い移動度を示す。また、そのヘテロ界面にアンドーピング AlGaAs スペーサ層を導入することにより、さらに高い電子移動度が得られる。この高移動度電子層を用いて、高速・低消費電力型の新しいトランジスタ (高移動度トラン

* 電気工学科

ジスタ：HEMT) が実現されている²⁾。このトランジスタは、比較的手軽な液体窒素温度 (77 K) に冷やすことにより Si 素子はもとより、GaAs 素子よりも優れた性能を示すことから有望なポスト Si 素子のひとつとして期待されており、現在その集積回路化が進められている。

選択ドーピング構造の形成においては、電子がヘテロ界面から 100 Å 以内の非常に狭い領域を界面に沿って走行するため、ヘテロ界面が原子層レベルで急峻になっていること、さらに非常に急峻なドーピングプロファイルをもつことや混晶組成や膜厚の高い制御性が要求される。これらの要求を満たす結晶成長法としては分子線エピタキシ法が一番有望である。実際、選択ドーピング構造は質・量ともに最も多く MBE 法によって作られている。また、その他結晶成長法と違う MBE の大きな特長として、結晶成長中に反射高エネルギー電子線回折 (RHEED) などの分析装置がその場観測により用いることができるということがある。

この構造を用いた HEMT は電界効果形のデバイスであり、デバイスパラメータとバイアス条件を決めれば 2 次元電子濃度が決まり、またこの関係がデバイス設計上の基本的な関係の 1 つである。HEMT のしきい値電圧もこの関係によって定まる。しかし、界面のバンド不連続の大きさに関し、従来よりよく知られた論争があることもあって、この基本的関係は十分に解明されているとはいえない。

さらに、AlGaAs/GaAs 系には、1) AlGaAs の中の DX センタに起因するしきい値の温度変化・低温での電流の減少現象が存在する³⁾、また、2) ヘテロ接合界面に誘起できるキャリアの面密度が制限されている⁴⁾、の 2 つの問題点がある。第 1 の問題は、AlGaAs の AlAs 組成 x を $x < 0.25$ とすれば良いことが知られている。しかしその場合には、AlGaAs と GaAs の伝導帯下端の不連続 ΔE_c が減少するので、誘起できるキャリアの面密度がさらに減少してしまう。この問題点を克服するために、チャンネル層に InGaAs を用いる有望な方法が開発されている⁵⁾。この方法を用いると、AlGaAs の組成を $x < 0.25$ にしてもなお大きい ΔE_c を確保することができるので、より高い面密度のキャリアがヘテロ接合界面に誘起される。また、InGaAs と GaAs は格子定数が一致しない点は、チャンネル層は格子不整合を格子歪として吸収して成長することにより解決される。実際すでに、この構造を用いて、特性のよい HEMT が多く報告されている⁶⁾。しかし、応力が安定に吸収できる InGaAs の組成や膜厚の条件と電子輸送特性の関係は未解明の状態である。

本報告の目的は、選択ドーピング AlGaAs/GaAs 構造を用いた HEMT のデバイスパラメータと 2 次元電子濃度の基本的関係を解明することである。また、選択ドーピング AlGaAs/InGaAs/GaAs 構造において、安定に応力を歪として吸収できる InGaAs の組成と膜厚の条件および電子輸送特性の関係を解明することを目的とした。

本報告では、本節に続き、第 2 節で分子線エピタキシ法による選択ドーピング構造の形成について述べる。第 3 節で選択ドーピング AlGaAs/GaAs 構造における 2 次元電子濃度とスペーサ層厚の関係について理論計算をし、測定値と比較検討する。第 4 節で選択ドーピング AlGaAs/InGaAs/GaAs 構造の InGaAs の膜厚と電気的特性の関係について述べ、選択ドーピング構造の電気的特性の温度依存性について述べる。そして第 5 節で本報告をまとめた。

2. 分子線エピタキシ法による選択ドーピング構造の形成

本報告において選択ドーピング構造は分子線エピタキシ法により形成した。使用した MBE 装置は日本真空製 MBC-300S で、到達真空度は 1.5×10^{-10} Torr である。図 1 に MBE 装置の概略図を示す。

成長した構造を図 2 に示す。成長に用いた基板は半絶縁性 GaAs 基板である。基板の前処理と

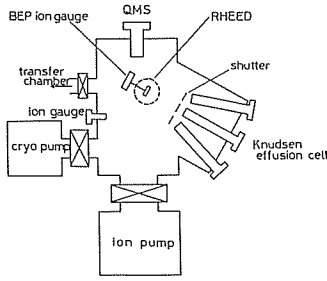


図 1 MBE 装置の概略図

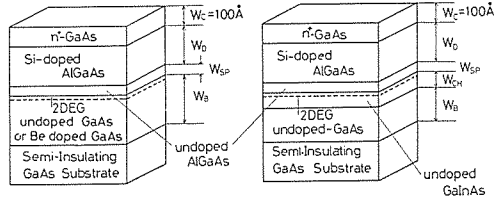


図 2 GaAs および InGaAs 選択ドーピング構造

して、アセトン、メタノールで脱脂した後、 $H_2SO_4 : H_2O_2 : H_2O = 3 : 1 : 1$ (70°C) のエッチング液で 1 分間エッチングした。その後直ちに成長室に導入し基板の熱清浄化を行なった後、GaAs 選択ドーピング構造の場合は、その上に GaAs バッファ層、アンドープ AlGaAs スペーサ層、Si ドープ AlGaAs 層、Si ドープ GaAs キャップ層を順次成長した構造である。また、InGaAs 選択ドーピング構造は、バッファ層とスペーサ層の間に InGaAs を成長した構造である。バッファ層は通常アンドープであるが、不純物濃度を正確に知るため Be をドーピングした試料も成長した。成長時の基板温度は InGaAs 層以外は 580°C で、InGaAs 層は 520°C である。成長した選択ドーピング構造のパラメータの値を表 1 にまとめる。

本装置では、n 形と p 形のドーパントとして、それぞれ Si と Be を用いている。Si と Be のドーピング特性は図 3 に示すようになっている。それぞれのドーピング濃度はこの図より設定した。

表 1 選択ドーピング構造のパラメータ

Si-Al _x Ga _{1-x} As/GaAs	V_0 (Å)	V_{Si} (Å)	V_{Al} (Å)	N_0 (cm ⁻³)	ドーピング速度 (cm ²)	バッファ層のドーピング濃度 (cm ⁻³)
G-1 (x=0.3)	5000	50	1000	5×10^{17}	undoped	
G-2 (x=0.18)	20000	25	1000	4.6×10^{17}	1.8×10^{15}	
G-3 (x=0.18)	20000	50	1000	4.6×10^{17}	1.5×10^{15}	
G-4 (x=0.18)	20000	100	1000	4.6×10^{17}	1.9×10^{15}	

Si-Al _x Ga _{1-x} As / Be-Ga _{1-x} As	V_0 (Å)	V_{Si} (Å)	V_{Be} (Å)	N_0 (cm ⁻³)
1-1	5000	50	100	2000×10^{18}
1-2	5000	100	100	2000×10^{18}
1-3	5000	200	100	2000×10^{18}
1-4	5000	300	100	2000×10^{18}
1-5	5000	400	100	2000×10^{18}
1-6	5000	500	100	2000×10^{18}
1-7	5000	200	50	1000×10^{18}

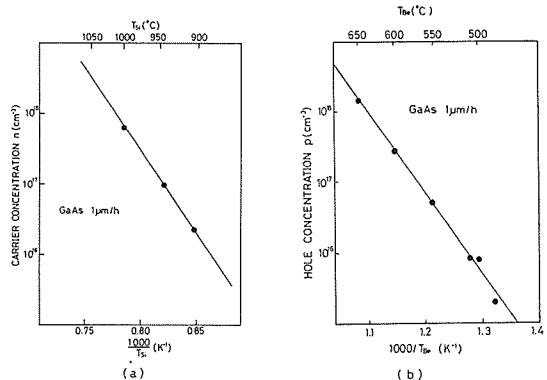


図 3 (a) Si および (b) Be のドーピング特性

このドーピング特性は GaAs 1 μm/hr に対するものであるが、AlGaAs に対しても同じ特性になる。またこの設定値は、実際成長後に容量-電圧測定により求めた値と良く一致している。

AlGaAs と InGaAs の混晶組成は 2 結晶 X 線回折によって較正されているビーム等価圧力 (Beam equivalent pressure ; BEP) により設定した。また、組成は、成長中には RHEED の輝度振動から、さらに成長後にはフォトルミネッセンス測定により確認した。InGaAs のフォトルミネッセンス測定による混晶組成の決定においては、InGaAs 層の歪によるバンドギャップの変化を Asai 等による方法に従って考慮した。RHEED 振動とフォトルミネッセンス測定により求められた混晶組成は、BEP による設定値と良く一致している。

成長中の RHEED パターンはストリークであり、InGaAs を 500 Å 成長した場合にも肉眼では変化が見られなかった。しかし、後で述べるように電気的特性は、格子不整合転位の発生に対応

したある臨界膜厚を境に大きく変化している。このことから、RHEED パターンがストリークであるか否かで臨界膜厚を判定することは困難であり、パターンがスポッティになる以前に不整合転位が導入されると考えられる。

3. 選択ドーピング AlGaAs/GaAs 構造における 2 次元電子濃度

3. 1 2 次元電子濃度の理論計算

理論計算においては図 4 のような熱平衡状態におけるヘテロ接合を考える。Si ドーピング AlGaAs 層は中性領域が存在するくらいに十分厚いとする。また、AlGaAs 層への波動関数のしみこみは非常に小さいのでスペーサ層内の電界は一定値 F_s になるとする。 F_s は次のよう表わせる。

$$F_s = \frac{q(N_s + N_{\text{depl}})}{\epsilon_{\text{AlGaAs}} \epsilon_0} \quad (1)$$

ここで、 q は電子電荷、 N_s は 2 次元電子濃度、 N_{depl} は GaAs バッファ層の空乏層のアクセプタの面密度、 ϵ_{AlGaAs} は AlGaAs の比誘電率、 ϵ_0 は真空の誘電率である。ここで、ヘテロ接合側の AlGaAs 層で空乏近似を用いてポアソンの方程式を解くと次の関係を得る。

$$N_D - N_A = \frac{\epsilon_{\text{AlGaAs}} \epsilon_0 F_s^2}{2q(\Delta E_c - F_s W_{\text{sp}} - (E_F - E_0) - E_0 - E_D)} \quad (2)$$

ここで、 $N_D - N_A$ は AlGaAs のドーピング濃度、 ΔE_c は AlGaAs/GaAs ヘテロ接合の伝導帯下端の不連続、 E_0 はヘテロ界面の GaAs の伝導帯下端からの基底サブバンドのエネルギー、 E_F はフェルミエネルギー、 E_D は AlGaAs のドナ準位である。 E_F は次のように与えられる。

$$E_F - E_0 = kT \ln(\exp(N_s \pi \hbar^2 / m^* kT) - 1) \quad (3)$$

ここで、 k はボルツマン定数、 \hbar はプランク定数、 m は GaAs の電子の有効質量である。また、基底サブバンドのエネルギー E_0 は、Fang-Howard の変分法によって求めることができる⁷⁾。この方法において、電子の波動関数は近似的に次のように表わされる。

$$\psi(z) = \begin{cases} (b_0^3/2)^{1/2} \exp(-b_0 z/2) & (z > 0) \\ 0 & (z < 0) \end{cases} \quad (4)$$

$$b_0 = \frac{12 \pi m^* q}{\epsilon_{\text{GaAs}} \epsilon_0 \hbar^2} (N_{\text{depl}} + \frac{11}{32} N_s)^{1/3}$$

ここで、 ϵ_{GaAs} は GaAs の比誘電率である。このとき基底サブバンドのエネルギーは次式のようになる。

$$E_0 = \left(\frac{3}{2}\right)^{5/3} \left(\frac{q^2 \hbar}{m^* \epsilon_{\text{GaAs}} \epsilon_0}\right)^{2/3} \frac{N_{\text{depl}} + 55 N_s / 96}{(N_{\text{depl}} + 11 N_s / 32)^{1/3}} \quad (5)$$

(2)式と(5)式より、 N_s を W_{sp} の関数として解くことができる⁸⁾。

また、図 4 の熱平衡状態におけるヘテロ接合は極低温におけるもので、温度が高くなっていくと、AlGaAs 中のフェルミエネルギーの位置が E_D とは一致しなくなる。よって、さらに極低温以外でも使えるように、フェルミエネルギーの温度変化も考慮した。

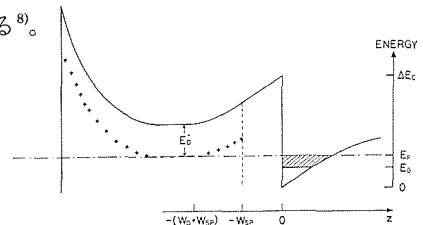


図 4 熱平衡状態におけるヘテロ接合

3. 2 2次元電子濃度の測定

2次元電子濃度の測定で理論計算と比較するため、構造のパラメータが正確にわかっている試料を使用しなければならない。また、AlGaAs中のDXセンタが2次元電子濃度に影響を及ぼす可能性がある。また、GaAsバッファ層が薄いと半絶縁性基板とバッファ層の界面の影響があるかもしれない。よって、2次元電子濃度の測定には、バッファ層にBeをドープして N_{depl} の値を正確に制御し、その厚さを $2\mu\text{m}$ と厚くして基板界面の影響が現われないようにし、さらにDXセンタの影響がでないようにAlGaAsの組成を0.18とした試料を用いた。

この試料ではAlGaAsの組成が0.18とDXセンタがないので低温でキャリアがフリーズアウトしないために低温においてもAlGaAsの平行コンダクションがある。よって、通常のホール効果測定では正確な2次元電子濃度は測定できない。よって2次元電子濃度は4.2 Kにおけるシュブニコフドハース振動測定から求めた。シュブニコフドハース振動の測定には図5に示すホール素子を用いた。ホール素子は次の手順で作製した。まず、Au/Ge/Ni(1500/500/200 Å)を蒸着し、リフトオフ法でオーミック電極パターンを形成した。次に、オーミック接触にするため、 H_2 雰囲気中450°Cで、3分間熱処理して合金化した。最後に、ホトレジストでホール素子の形におおわれたところ以外を、 $\text{NH}_4\text{OH} : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} = 8 :$

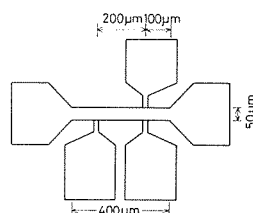


図5 ホール素子

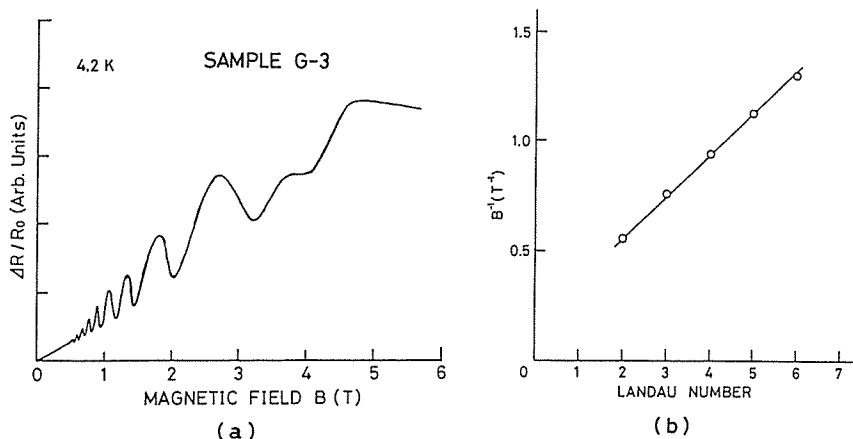


図6 (a) 磁気抵抗と磁界の関係
(b) 磁気抵抗振動の極大値を与える磁界の逆数とランダウ指数 n の関係

1.4 : 196 (20°C) のエッチング液で1分間エッチングしてホール素子を形成した。図6に4.2 Kで観測された磁気抵抗と磁界の関係 (a) および磁気抵抗振動の極大値を与える磁界の逆数とランダウ指数 n の関係 (b) を示す。図6 (b) の傾きより2次元電子濃度 N_s は次のように求めることができる。

$$N_s = \frac{q}{\pi \hbar (1/\Delta B)} \quad (6)$$

また、室温における2次元電子濃度をホール効果測定を応用した方法で求めた。選択ドープ構造のAlGaAs層を少しエッチングしてホール効果測定をして、その後再びAlGaAs層を少しエッ

チングしてホール効果測定をするということを作りかえていく。図7にこの測定から得られたAlGaAs層の厚さとホール効果測定から得られた導電率, 移動度の関係を示す。このようにAlGaAs層をエッチングしていくとAlGaAsの中性領域が狭くなっていくため, AlGaAsの平行コンダクションが小さくなっていく。よって, 導電率は徐々に小さくなっていき, 反対に移動度は大きくなっていく。そして, AlGaAsの中性領域がなくなったときつまりAlGaAs内の表面空乏層とヘテロ界面側の空乏層が繋がったときに平行コンダクションがなくなるので, 移動度が最大になる。そしてさらにエッチングしていくと2次元電子濃度は急激に減少するので導電率と移動度は急激に小さくなる。この移動度が最大のときのシートキャリア濃度が2次元電子濃度である。移動度とシート導電率の間には次の関係がある。

$$\sigma = qN_s\mu \tag{7}$$

この式に移動度の最大値とそのときのシート導電率を代入すると, 2次元電子濃度が求められる。

3. 3 考察

図8に4.2 Kにおけるスペーサ層の厚さと2次元電子濃度の関係の理論計算と測定値を示す。このようにスペーサ層の厚さが厚くなるほど, 2次元電子濃度は小さくなり飽和傾向を示す。実線は理論計算で, それぞれ ΔE_c の値をDingle則($\Delta E_c = 0.85 \Delta E_g$)とMiller則($\Delta E_c = 0.57 \Delta E_g$)から見積られる値を用いた(但し, ΔE_g は禁制帯の差である)^{9,10}。このように, 測定値はDingle則とMiller則を用いて計算された曲線のあいだにある。そして, $\Delta E_c = 0.65 \Delta E_g$ とすると理論値と

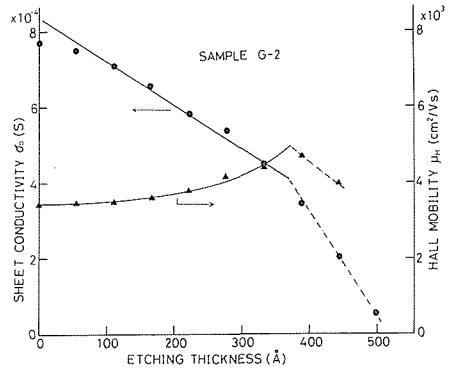


図7 エッチングしたAlGaAsの厚さと導電率, 移動度の関係

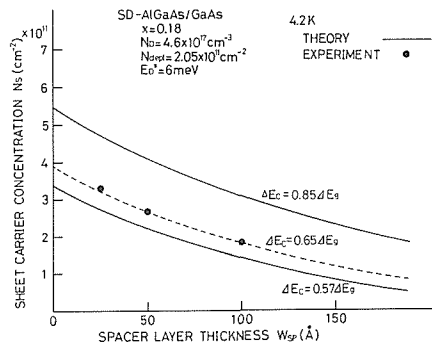


図8 4.2 Kにおけるスペーサ層の厚さと2次元電子濃度の関係 (試料G-2 ~ G-4)

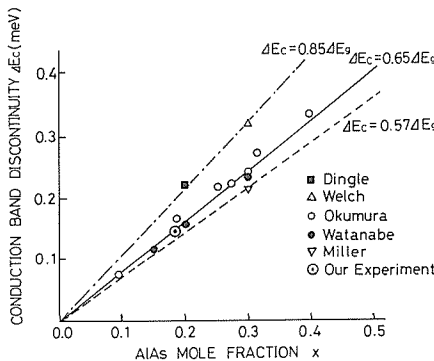


図9 種々の測定から求められた ΔE_c とAlGaAsの組成の関係

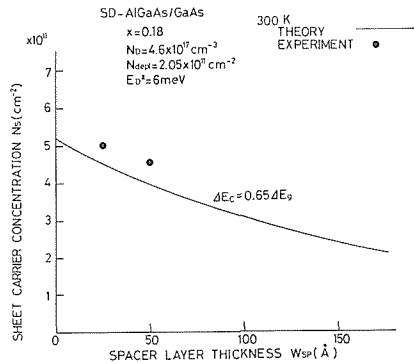


図10 300 Kにおけるスペーサ層の厚さと2次元電子濃度 (試料G-2, G-3)

測定値は非常によく一致する。この ΔE_c の値は平川等の報告している結果 ($\Delta E_c = 0.85 \Delta E_g$) とは一致しない。また、図 9 に種々の測定から求められた ΔE_c と AlGaAs の組成の関係を示す。この図からわかるように我々の結果は他の結果と非常によく一致している。

図 10 に、300 K でのスペーサ層の厚さと 2 次元電子濃度の関係を示す。この理論計算において ΔE_c の値は 4.2 K で得られた $\Delta E_c = 0.65 \Delta E_g$ から見積られる値を用いた。このように、300 K においても理論計算と測定値はほぼ一致している。従って、2 次元電子濃度の温度依存性もこの理論計算で説明できる。

4. InGaAs 選択ドープ構造の電気的特性

4. 1 InGaAs の膜厚と電気的特性の関係

図 11 に選択ドープ AlGaAs/InGaAs/GaAs の InGaAs の膜厚 t とホール移動度、シートキャリア濃度の関係を示す。移動度とシートキャリア濃度は Van der Pauw 法によるホール効果測定により求めた。測定に用いた試料は、低温でヘテロ接合界面の電子の移動度が測定できるように $Al_x Ga_{1-x} As$ の組成を低温でキャリアがフリーズアウトする $x = 0.3$ とした試料である。また InGaAs の組成は $x = 0.13$ である。 $t = 200 \text{ \AA}$ までは 77 K の移動度 $\mu = 30000 \sim 40000 \text{ cm}^2/V \cdot \text{sec}$ 、シートキャリア濃度 $n_s = 6 \sim 7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ と良好な特性を示すが、 $t > 200 \text{ \AA}$ では抵抗が増加し測定不能となった。このことから明らかに、 $In_x Ga_{1-x} As$ の組成 $x = 0.13$ では、200~300 \AA の間に電気的特性の劣化する臨界膜厚が存在することがわかる。この劣化の原因は、格子不整合転位の発生によるものと考えられる。我々は、格子定数の一致しないヘテロ接合界面では、界面に MIS 構造に見られるような界面準位が発生することを見いだしているが、ここでみられた抵抗値の増加もこの準位の発生によるものと解釈できる¹¹⁾。

Matthews and Blakeslee によると格子不整合転位の導入される臨界膜厚 h_c は、

$$h_c = \frac{a(1-\nu/4)}{2\sqrt{2}\pi f(1+\nu)} \left(\ln \left(\frac{\sqrt{2}h_c}{a} \right) + 1 \right) \quad (8)$$

と与えられる¹²⁾。ここで a は格子定数、 ν はポアソン比、 f は格子不整合度 ($\Delta a/a$) である。図 12 にこの式から導かれる InGaAs の組成比と臨界膜厚の関係をに示す。これより、InGaAs 組成が 0.13 であることから臨界膜厚 $h_c = 250 \text{ \AA}$ を得る。これは、電気的特性より得られた臨界膜厚と非常によく一致する。また、Anderson 等もフォトルミネッセンスの測定から、(1)式が光学的特性の劣化がみられる臨界膜厚をよく説明することを報告している¹³⁾。このことから、電気的特性の劣化は格子不整合転位の導入によるものと考えられる。

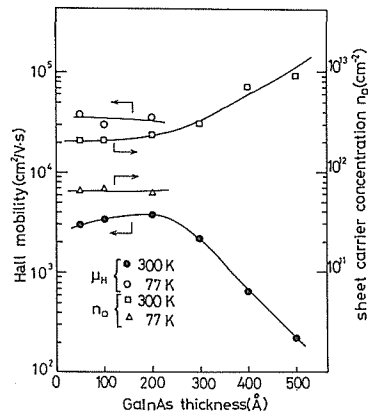


図 11 InGaAs の膜厚とホール移動度、シートキャリア濃度の関係 (試料 I-1 ~ I-6)

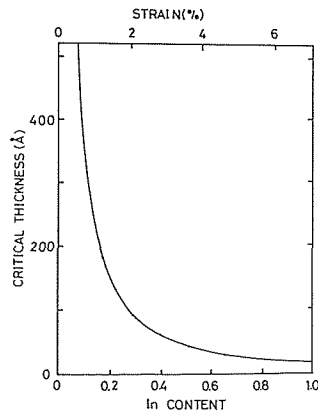


図 12 InGaAs の組成と臨界膜厚の関係

4. 2 ホール移動度, キャリア濃度の温度依存性

図13に選択ドープ AlGaAs/GaAs と選択ドープ AlGaAs/InGaAs の移動度とシートキャリア濃度の温度依存性を示す。測定に用いた試料は、4. 1 で述べたのと同じ理由で AlGaAs の組成 $x=0.3$ の試料である。また、InGaAs の組成 $x=0.13$ である。どちらの構造とも AlGaAs 中のキャリアがフリーズアウトするために、シートキャリア濃度は室温から温度を下げるにつれて減少し、120 K 以下で一定になる。また、InGaAs チャネルのほうがシートキャリア濃度が大きい、これは InGaAs チャネルのほうが同じスペーサ層厚とドーピング濃度をもつ GaAs チャネルよりも伝導帯下端の不連続 ΔE_c が大きいからである。

移動度は、GaAs チャネルの場合、温度の減少とともに増加する。室温から~100 K までの移動度の上昇は有極性光学フォノン散乱の減少によるものであると解釈される。また、低温で移動度の上昇が小さくなるのは、主としてイオン化不純物散乱の影響が考えられる。InGaAs チャネルの場合、室温から~100 K までの移動度の上昇は有極性光学フォノン散乱の減少の影響であるが、低温で移動度が一定になるのはイオン化不純物散乱と合金散乱の影響であると考えられる。

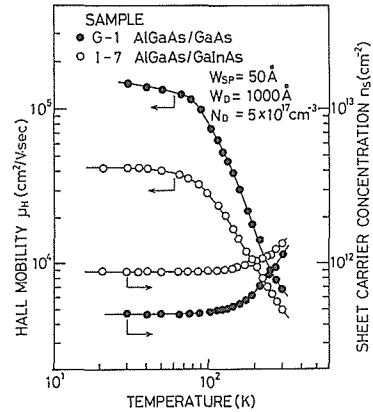


図13 移動度, シートキャリア濃度の温度依存性

5. 結 論

1. 分子線エピタキシ法により選択ドープ AlGaAs/GaAs および選択ドープ AlGaAs/InGaAs/GaAs 構造を成長した。
2. HEMT における電荷制御の基本的関係を確立するため、選択ドープ AlGaAs/GaAs 構造における 2次元電子濃度とスペーサ層厚の関係を測定し、理論計算と比較した。その結果測定された 2次元電子濃度は $\Delta E_c = 0.65 \Delta E_g$ を満たす ΔE_c を用いることによってよく説明できることが判明し、この値は種々の測定から求められた ΔE_c の値とよく一致している。また、2次元電子濃度の温度依存性もよく説明できる。
3. 選択ドープ AlGaAs/InGaAs/GaAs の InGaAs の膜厚に臨界膜厚が存在し、それ以上の膜厚では電気的特性が劣化する。また、その臨界膜厚は Matthews and Blakeslee によって与えられた格子不整合転位の導入による臨界膜厚とよく一致している。

参考文献

- 1) R. Dingle et al. Appl. Phys. Lett. 33 665 (1978)
- 2) T. Mimura et al. Jpn. J. Appl. Phys. 19 L225 (1980)
- 3) R. Fischer et al. Electron. Lett. 19 789 (1983)
- 4) K. Hirakawa H. Sakaki and J. Yosino Appl. Phys. Lett. 45 253 (1984)
- 5) J. J. Rosenberg et al. IEEE Electron Device Lett. EDL-6 491 (1985)
- 6) A. A. Ketterson et al. IEEE Trans. ED ED-33 564 (1986)
- 7) F. Stern Phys. Rev. B5 4891 (1972)
- 8) K. Hirakawa H. sakaki and J. Yoshino Appl. Phys. Lett. 45 253 (1984)
- 9) R. Dingle A. C. Gossard and W. Wiegmann Phys. Rev. Lett. 34 1327 (1975)

- 10) R. C. Miller D. A. Kleinmen and A. C. Gossard Phys. Rev. B 29 7085 (1984)
- 11) H. Hasegawa etal. Ext. Abs. 19th Conf. Solid State Dev. Materials Tokyo 479 (1987)
- 12) J. W. Matthews and A. E. Blakeslee J. Crystal Growth 27 118 (1974)
- 13) T. G. Andersson etal. Appl. Phys. Lett 51 752 (1987)