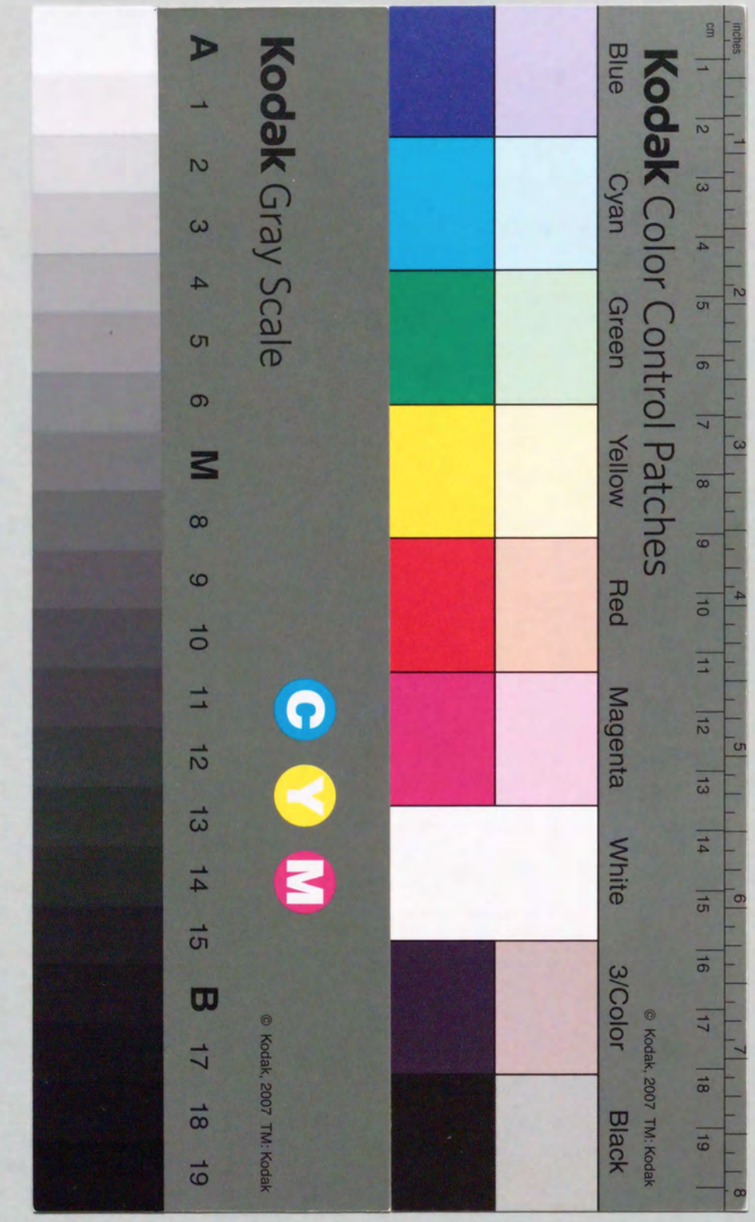
OUKA
The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	InAs系高移動度半導体の電子輸送特性ならびに超伝導接合への応用に関する研究
Author(s)	赤崎, 達志
Citation	大阪大学, 1995, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3104980
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka



InAs系高移動度半導体の電子輸送特性ならびに超伝導接合への応用に関する研究

1995年

赤崎達志

InAs系高移動度半導体の電子輸送特性ならびに超伝導接合への応用に関する研究

1995年

赤崎達志

目　次

第１章　序論 ---- 1

１－１　研究の背景 ---- 1

１－２　本論文の目的と構成 ---- 7

第２章　超伝導近接効果理論とその制御原理 ---- 10

２－１　はじめに ---- 10

２－２　超伝導近接効果理論 ---- 10

２－２－１　de Gennes theory ---- 10

２－２－２　Tanaka theory ---- 17

２－２－３　コヒーレンス長 ---- 19

２－３　超伝導トランジスタの動作原理 ---- 20

２－４　まとめ ---- 24

第３章　n-InAs ｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜の電子輸送特性 ---- 25

３－１　はじめに ---- 25

３－２　n-InAsの分子線ｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ成長 ---- 25

３－３　Hall測定によるn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜の評価 ---- 26

３－４　Shubnikov-de Haas測定によるn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜の評価 ---- 28

３－５　まとめ ---- 31

第４章　n-InAs ｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜を用いた超伝導接合 ---- 32

４－１　はじめに ---- 32

４－２　リッジ型超伝導接合 ---- 32

４－２－１　素子構造および作製法 ---- 33

４－２－２　超伝導特性 ---- 36

４－３　平面型超伝導接合 ---- 40

4－3－1　素子構造および作製法 ---- 41
4－3－2　結晶構造の評価 ---- 46
4－3－3　超伝導特性 ---- 51
4－4　まとめ ---- 56

第5章　InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ構造の電子輸送特性 ---- 58
5－1　はじめに ---- 58
5－2　InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ構造の特徴 ---- 58
5－3　順構造 ---- 59
5－3－1　シートキャリア濃度、移動度の評価 ---- 60
5－3－2　有効質量の評価 ---- 65
5－3－3　電子速度の評価 ---- 67
5－4　逆構造 ---- 72
5－4－1　シートキャリア濃度、移動度の評価 ---- 75
5－4－2　有効質量の評価 ---- 79
5－5　考察 ---- 81
5－6　まとめ ---- 84

第6章　InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ構造
トランジスタのデバイス特性 ---- 86
6－1　はじめに ---- 86
6－2　順構造 ---- 86
6－2－1　静特性 ---- 87
6－2－2　高周波特性 ---- 89
6－2－3　微小ゲートを有するInAs層挿入
InAlAs/InGaAs 順HEMT ---- 93
6－3　逆構造 ---- 97
6－3－1　静特性 ---- 98
6－3－2　高周波特性 ---- 102

6－4　まとめ ---- 104

第7章　InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ構造
トランジスタを用いた超伝導接合 ---- 106
7－1　はじめに ---- 106
7－2　MIS型ゲートを有する超伝導トランジスタ ---- 106
7－2－1　素子構造および作製法 ---- 106
7－2－2　超伝導特性 ---- 110
7－3　HEMT型ゲートを有する超伝導トランジスタ ---- 117
7－3－1　素子構造および作製法 ---- 117
7－3－2　超伝導特性 ---- 122
7－4　まとめ ---- 126

第8章　結論 ---- 128

謝辞 ---- 130

参考文献 ---- 132

関連業績リスト ---- 136

第1章　序　論

1－1　研究の背景

近年、文字や音声、画像といった情報を融合させた新しいメディア（媒体）、いわゆる”マルチメディア”の本格的な実現が期待され、音声や画像等の大量の情報を超高速で処理できる新しい超高速情報処理技術の開発が、強い社会的要請になっている。この要請にハードウエアの面から応えるためには、コンピュータのさらなる高速化が必要不可欠である。

過去、コンピュータの高速化、低消費電力化、高信頼化、低価格化の追求は、素子の微細化、高集積化によって発展してきた。電気容量を低減し、部品間の距離を短縮して微細化することは、高速化と信号処理の低エネルギー化を実現するものであった。しかし、この高集積化に伴い、単位体積あたりの素子の動作による発生熱と配線幅の微細化による配線抵抗の増大が問題となってきている。

近年、ジョセフソン効果を利用したジョセフソン接合（Josephson junction、以下JJと略す）素子がスウィッチング素子として注目されるようになったのは、きわめて短いスウィッチング時間（10psec以下）を持つことと、それに加えて動作による消費電力が半導体素子の約10^{-3}以下と極めて小さいことにある（図１－１参照）。図１－２にトンネル型JJ素子の構造を示す。トンネル型JJ素子は、２つの超伝導体を非常に薄い絶縁体層で弱く結合した構造をしており、1962年にJosephson [1]により、理論的に予想され、その翌年Anderson, Rowell [2]によって実現された。トンネル型JJ素子は、２つの電極を持った２端子素子であり、素子に流した電流Iと電極間の電圧Vの間の直流I–V特性は、図１－３に示すように一定の電流に対し電圧が２価となる。つまり、超伝導臨界電流I_cまでは直流抵抗を伴わない超伝導電流が流れ、このゼロ電圧状態とI_c以上の有限電圧状態間を高速にスウィッチできるという特性を持つ。このスウィッチングは、トンネル現象に基づいているので、物理的な限界で決まるスウィッチングタイムの下限は、超伝導電子のペアリング時間のオーダーであり、これは、1psec以下である。また動作レベルが極めて低く、電圧発生時の電圧レベルは、

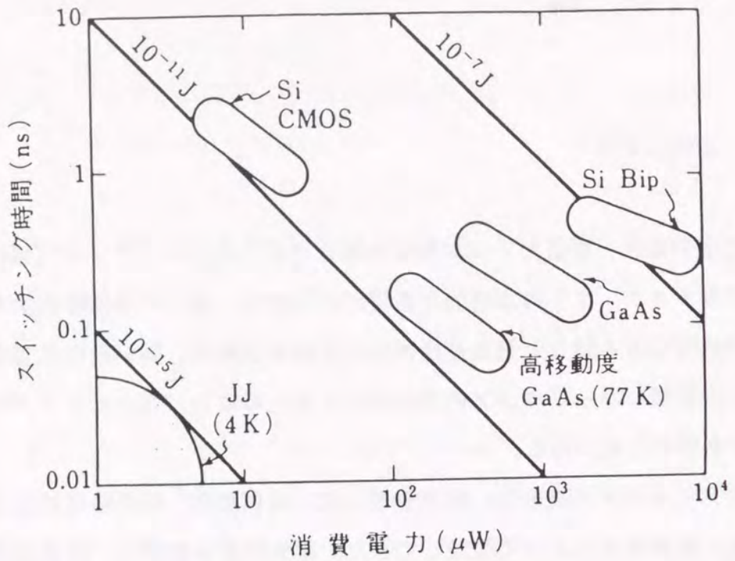


図１－１　ジョセフソン素子の消費電力・スウィッチング時間特性
(文献3)より引用)

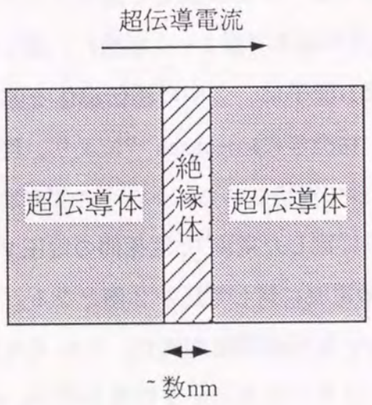


図１－２　トンネル型JJ素子構造

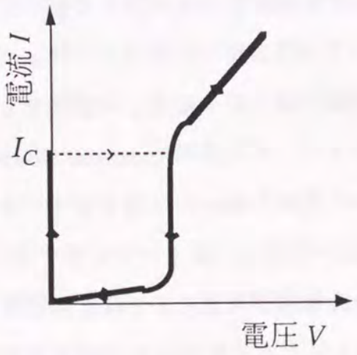


図１－３　トンネル型JJ素子のI-V特性

エネルギーギャップ電圧程度の数mVである。また、電流レベルは、素子の特性によって決まるI_c程度であり、その物理的下限は、熱雑音により決まる数μAと考えられる。従って、電圧状態にある１個のJJ素子の消費電力の下限は、nW領域に入り、この点でJJ素子は、発生熱という要因により決まる高集積化の限界、およびそれに起因する高速化の限界に対して大幅な余裕がある。つまり、JJ素子は、高速、低消費電力というデジタル素子として非常に魅力的な性質を備えている。加えて、JJ素子は、極低温における超伝導現象を利用しているので、超伝導薄膜を配線として利用することができる。超伝導配線は、直流からギャップ周波数（~1THz）に至るまでほぼ無損失な完全導体として振る舞うので、理想的なストリップ線路が実現され、高速パルスの無歪み伝送を可能とする。また、極低温で動作することは、材料が化学的に安定であること、熱雑音が小さいことなどの利点がある。

これらのJJ素子の優れた特徴から、ポスト半導体デバイスとして、ここ２０年間トンネル型JJ素子を用いた超伝導集積回路の研究が大々的に進められ、JJ素子の接合作製技術、回路技術は著しく進歩した。しかし、JJ素子は半導体デバイス技術の延長線上にはない多くの固有の問題を未だに抱えており、そのための独自の技術をさらに開発していく必要がある。このため、JJ素子を用いたコンピュータはまだ実用化されていない。これらの問題の一つとして、JJ素子が基本的に二端子素子でトランジスタのように出力電流を制御する第三の端子（ゲート）をもつ三端子素子ではないことがある。普通JJ素子はI_cが接合を通る磁場によって敏感に変化することを利用して動作させるが、この磁場を与えるコントロール電流が出力電流と同程度である。つまり、JJ素子には半導体トランジスタでは得られる電流利得がほとんどない。またスウィッチングには、一端有限電圧状態に移ると、電流をほとんどゼロにしないともとのゼロ電圧状態に戻らない、ヒステリシスのあるI–V特性を持った接合が用いられる。これは、ラッチングと呼ばれる現象で、交流駆動等、特殊な回路技術が要求される。そこで、従来のJJ素子に代わって、こうした問題が無く高度に発達した半導体回路技術が利用でき、しかもJJ素子のもつ高速、低消費電力の優れた特性を持つ超伝導三端子素子、いわゆる超伝導トランジスタの実現への要請が高まっていた。

このような状況下で、1980年にClarkらによって、Inのような超伝導体とInSb,

InAs等の高移動度III-V族化合物半導体を組み合わせたジョセフソン電界効果トランジスタ（Josephson field-effect-transistor、以下JOFETと略す）の可能性が理論的に提案された[4]。図１－４にJOFETの素子構造を示す。JOFETは、通常のMIS（Metal－Insulator－Semiconductor）型ゲートを有する電界効果トランジスタ構造において、ソース、ドレイン電極に超伝導体を用いた構造になっている。JOFETは、超伝導と半導体のような常伝導体を清浄な状態で接触させた時に、超伝導体から常伝導体へ超伝導電子対がしみ出す現象、いわゆる超伝導近接効果を利用して、半導体中に超伝導電流が流れる。図１－４に示されるこのような接合構造を「半導体結合超伝導接合」（Semiconductor-coupled superconducting junction）と表す。このトランジスタの動作原理は、MIS型ゲートによって半導体の電子輸送特性を変化させることにより、超伝導近接効果の大きさを変えて超伝導電流を制御する方法であった。実験的には、1985年に半導体としてp-InAs表面反転層[5]、p-Si[6]を用いたJOFETによって、超伝導電流が電界効果により制御できることが確認された。JOFETは、原理的には優れた半導体回路技術を利用することが可能であり、かつJJ素子の持つ高速性と低消費電力を兼ね備えた超伝導三端子素子である。しかし、p-InAs表面反転層を用いたJOFETの場合には、I_Cの制御性が非常に悪く、制御には高いゲート電圧が必要であった。一方、p-Siを用いたJOFETの場合には、0.1V程度のゲート電圧でI_Cを制御で

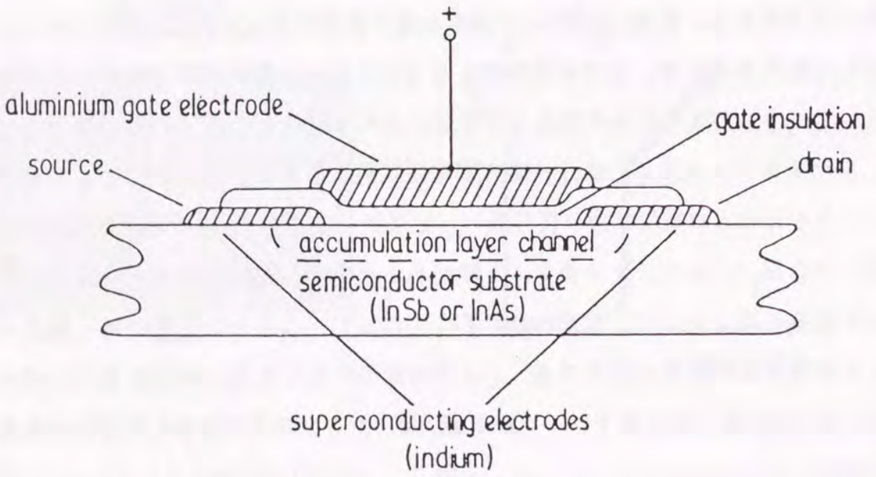


図１－４　JOFETの素子構造（文献4)より引用）

きるが、ノーマル抵抗R_Nはほとんど変化させることができなかった。その後、AlGaAs/n-GaAsヘテロ接合[7]、InGaAs pn接合[8]を用いたJOFETが実現されていった。しかし、AlGaAs/n-GaAsヘテロ接合を用いたJOFETの場合には、非常に小さいI_Cしか得られず、InGaAs pn接合を用いたJOFETの場合には、I_CやR_Nの制御性が非常に悪かった。このように、回路素子として用いることができるような超伝導トランジスタは、いまだ実現されていない。理想的な超伝導トランジスタの実現には、まず超伝導近接効果による半導体中での超伝導電子の振る舞いを解明し、基礎的な動作原理を明らかにすることと、半導体の電子輸送特性とI_CやR_Nの制御性の改善によるデバイス特性の向上が必要不可欠である。これらの課題の克服は、既存の半導体では得られないため新しい半導体材料の開発への要請が高まっていた。

超伝導トランジスタの研究において、最終的には回路素子としての有効な特性が重要であることはいうまでもないが、同時に超伝導トランジスタの開発を通して新たに得られる物理現象を明らかにしていくことも重要な研究課題である。半導体や金属を主な対象として目覚ましい発展を遂げているメソスコピック系の研究が、最近超伝導を利用して新たな展開を示し始め、メソスコピックな常伝導体（N）と超伝導体（S）の結合した構造における輸送特性の研究が注目を集めつつある。超伝導トランジスタはこの研究の重要なツールの一つとして考えられている。具体的には、超伝導トランジスタと量子ポイントコンタクトの融合構造である、超伝導量子ポイントコンタクト（Superconducting Quantum Point Contact、以下SQPCと略す）が考えられている[9]。図１－５にSQPCの模式図を示す。SQPCは、分割ゲートによって、バリスティックな二次元電子ガス中に、一次元電子ガスが形成され、この一次元電子ガスの幅Wはゲート電圧によって制御される。二次元電子ガスは、超伝導電極と結合しており、一次元電子ガスを通して超伝導電流（DCジョセフソン電流）が流れることになる。一方、Furusakiら[10]は、SNS接合の超伝導電流が、Andreev反射の確率振幅を用いて表されることを示した。ここで、Andreev反射とは常伝導体中の電子が超伝導体との界面で電子から正孔に変化して反射される現象のことである[11]。Andreev反射によって電子が正孔として反射されると、電荷は正味電子２個分だけ超伝導体側に移動したことになるが、これはちょうど超伝導体中に超伝導電子対が一つできて超伝導電流が流れることを意味している（図１－６参照）。Furusakiら

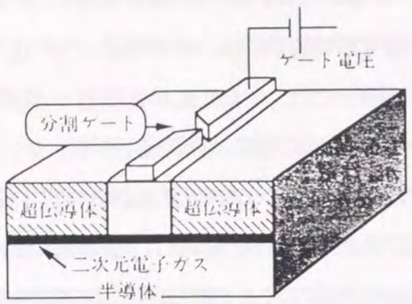


図１－５　超伝導量子ポイントコンタクトの模式図（文献12)より引用）

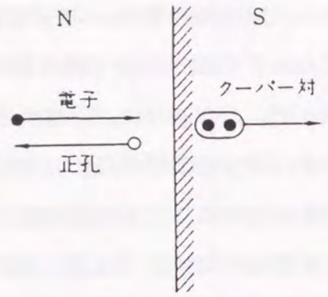


図１－６　SN界面でのAndreev反射（文献13)より引用）

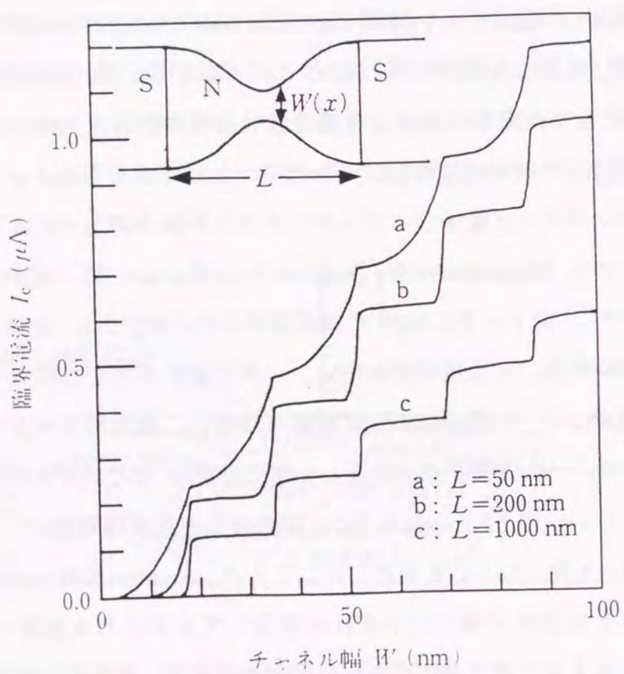


図１－７　超伝導量子ポイントコンタクトのIc-W特性（文献12)より引用）

の理論をSQPCに適用することによって求めたのが図１－７である。図１－７からI_cはWに対してステップ状に増加し、量子化されていることがわかる。ここで、Wは一次元電子ガスのサブバンドの数に対応している。計算では、二次元電子ガス（すなわち半導体）として、Andreev反射確率が大きく、かつ超伝導電極間をバリスティックに走行できるものを前提としている。つまり、高移動度の二次元電子ガスを使う必要がある。いいかえれば、SQPCの実現には優れた電子輸送特性を有する半導体を用いた超伝導トランジスタが必要であり、この問題は、すなわち超伝導トランジスタのデバイス特性の向上と結びついている。

１－２　本論文の目的と構成

本研究の目的は、第一に超伝導トランジスタの動作原理を明らかにすることである。このためには、半導体と超伝導体を結合させた系における超伝導近接効果の理解が不可欠であるが、系統的な研究は従来なされていなかった。本論文では、超伝導近接効果による超伝導電子の伝導機構をより深く解明するために、n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜を用いて、半導体結合超伝導接合の超伝導特性ならびにこのような接合と半導体の電子輸送特性との相関を明らかにする。

目的の第二は、超伝導トランジスタおよびSQPCの実現に向けて、既存の半導体では得られない優れた電子輸送特性および超伝導特性の制御性を有する新しい半導体材料を開発することである。本論文では、InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ構造を提案し、その優れた電子輸送特性およびデバイス特性を明らかにする。

第三は、電力利得のある超伝導トランジスタを実現することである。本論文では、InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ構造を用いた超伝導トランジスタを作製し、従来の超伝導トランジスタに比べ、優れた超伝導電流の制御性を有することとデバイス特性の著しい改善を明らかにする。

本論文は、８章で構成されており、以下に各章の内容の概要について述べる。

第２章では、超伝導トランジスタの基礎となる超伝導近接効果理論について考察する。さらに、超伝導トランジスタの動作原理について述べる。

第３章では、分子線ｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ法によりp-InAs基板上に成長させたn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜の電子輸送特性について述べる。半導体結合超伝導接合において、半導体の電子輸送特性、即ちキャリア濃度、移動度、有効質量は、超伝導特性を決定する重要なパラメータである。そこで、Hall測定及びShubnikov-deHaas測定により、n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜の電子輸送特性を精細に求めた。

第４章では、n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜を用いた超伝導接合の超伝導特性について述べる。n-InAs基板を用いた接合に比べて、超伝導特性の著しい改善が得られたことを示す。また、第３章で得られた電子輸送特性を用いて、この系がclean limitとdirty limitの中間領域にあることを、理論との比較により明らかにする。さらにn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜をMBE法により作製した後、その上にNb超伝導層を継続して真空を破ることなく成長させる方法を用いて、界面に酸化膜や加工によるダメージ層の無い接合の作製を可能にし、超伝導特性と界面との関係を明らかにする。

第５章では、n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜よりもさらに高い電子輸送特性を有し、かつ三端子動作が可能な超伝導接合を得るために提案したInAs層挿入InAlAs/InGaAs 変調ドープ構造の電子輸送特性について述べる。これは、InAlAs/InGaAs変調ドープ構造中にInGaAsよりもバンドギャップが小さいInAs量子井戸を挿入することにより、二次元電子ガスをその中に閉じ込めて、優れた電子輸送特性を有するInAsチャネルを形成することを可能にする構造である。この構造が従来のInAlAs/InGaAs変調ドープ構造よりも高い電子輸送特性を有することを、Hall測定、Shubnikov-deHaas測定及び電子速度の評価から、実験的に明らかにする。

第６章では、InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ構造を用いた高移動度トランジスタのデバイス特性について述べる。第５章で示したように、この系は従来構造よりも高い電子輸送特性を有することから、優れたデバイス特性を持つことが期待される。実際にInAs量子井戸を挿入したInAlAs/InGaAs変調ドープ構造を用いた高移動度トランジスタを作製した結果、順構造を用いることにより、トランスコンダクタンスおよび電流利得遮断周波数の著しい改善が得られることを示し、この改善が電子速度の増大に起因していることを明らかにする。さらに逆構造を用いることにより、インパクトイオン化の抑制によるドレインコンダクタンスの改善が得られることを示す。

第７章では、InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ構造を用いた超伝導トランジスタの超伝導特性について述べる。まず、MIS型ゲートを有する超伝導トランジスタを用いてゲート電圧により超伝導電流の制御ができることを示す。超伝導電流の変化は、二次元電子ガスの電子輸送特性を反映しており、ゲート電圧により二次元電子ガスのキャリア濃度を減少させることにより、clean limit の領域からdirty limit の領域へクロスオーバーが起こることを明らかにする。さらに、HEMT型ゲートを用いることにより超伝導電流の制御性を著しく改善し、従来の超伝導トランジスタに比べてデバイス特性の著しい改善を明らかにする。

第８章では、第２章から第７章までの研究成果を総括し、本研究で得られた主要な結果についてまとめがなされる。

第２章　超伝導近接効果とその制御原理

２－１　はじめに

本章では、超伝導トランジスタの基礎となる超伝導近接効果理論について述べる。超伝導トランジスタのような半導体と超伝導体を結合させた系では、超伝導近接効果によって半導体中に界面からわずかの領域に超伝導性が生じている。このように空間的に超伝導性が変化するような不均一系を取り扱ったde Gennesの理論とそれを厳密に取り扱った田仲の理論について簡単に説明する。また、この系において超伝導電流が流れるメカニズムを明らかにし、さらに超伝導トランジスタの動作原理について述べる。

２－２　超伝導近接効果理論

２－２－１　de Gennes theory [14,15)]

超伝導体Sと常伝導体N（金属または半導体Sm）を清浄な状態で接触させると、超伝導体から常伝導体へ超伝導電子対（クーパ対）が移入する。逆に常伝導体から超伝導体へ正常電子が移入する。この現象を、”超伝導近接効果”と言う。N側にしみこんだ電子対電子は、コヒーレンス長ξ_Nにわたって自分が電子対を形成していることを記憶している結果、SN界面近くのN側に超伝導性が誘発される。このξ_Nは、電子対波の拡がりに相当する長さと考えられるので、N中でのペアポテンシャルΔ（あるいは凝縮振幅$F=\Delta/V$、ここでVは電子間相互作用）はξ_Nより短い距離にわたって空間的に変化することはできない。この意味で、ξ_Nはペアポテンシャルが空間的に変化するときの変化の及ぶ固有長さを与える。図２－１に、S側からN側にわたってのΔの変化の様子を示す。N側への電子対のしみ出し或いはN側からの正常電子のしみ込みの影響を受けて、S側のペアポテンシャルも境界近くでξ_Sの幅で減少し、N側ではおよそ距離ξ_Nで超伝導状態がゼロに向かう。de Gennes [15)]によって、N側での

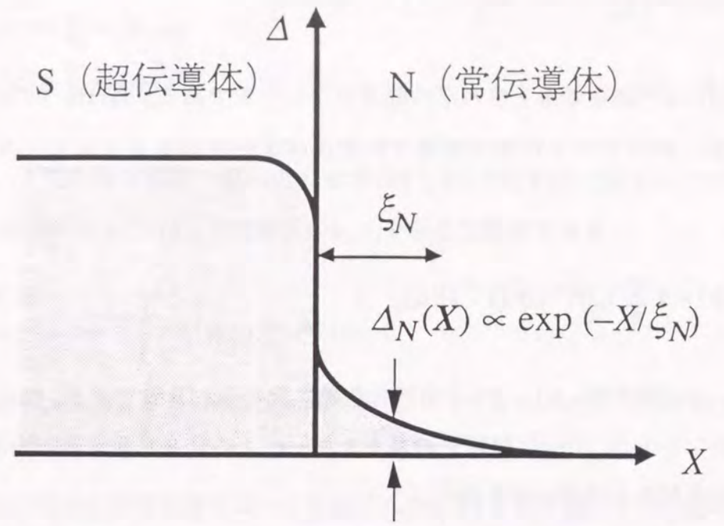


図２－１　超伝導体／常伝導体におけるペアポテンシャルの変化

ペアポテンシャルΔ_Nは、

$$\Delta_N(x) \propto \exp(-x/\xi_N) \tag{2-1}$$

に従って変化することが示されている。この考え方は、元来磁場中での超伝導体や合金のような汚れた超伝導体のようなペアポテンシャルが空間変化している不均一系の理論からでてきたもので、それをS/Nという系に当てはめたものである。そこで、まず元の議論に立ち返って図２－１のような系でのξ_Nの意味について考えてみる。

自己無撞着場の方法によって、有限温度での超伝導体の励起状態を取り扱う。超伝導体中の準粒子は、電子と正孔の量子力学的重ね合わせからなる。そこでその電子成分と正孔成分を各々$u_n(r), v_n(r)$とすると、準粒子に対する波動方程式はこれら２成分についての連立方程式になり、磁場がないとき次式で表される。

$$\varepsilon_n u_n(\mathbf{r}) = \left[\frac{\mathbf{p}^2}{2m} + U(\mathbf{r}) - E_F\right] u_n(\mathbf{r}) + \Delta(\mathbf{r})\, v_n(\mathbf{r}) \tag{2-2a}$$

$$\varepsilon_n v_n(\mathbf{r}) = \left[\frac{p^2}{2m} + U(\mathbf{r}) - E_F\right] v_n(\mathbf{r}) + \Delta^*(\mathbf{r})\, u_n(\mathbf{r}) \qquad (2\text{-}2b)$$

ここで、U(r)は不純物効果を含んだ外部ポテンシャルである。$\Delta(\mathbf{r})$はペアポテンシャルと呼ばれ、他のすべての超伝導電子対が及ぼす平均的なポテンシャルである。$\Delta(\mathbf{r})$は、

$$\Delta(\mathbf{r}) = V \sum_n v_n(\mathbf{r})^* u_n(\mathbf{r}) [1 - 2f(\varepsilon_n)] \qquad (2\text{-}3)$$

で表され、(2-2)式の解$u_n(r), v_n(r)$と自己無撞着に決められる量である。Vは電子間相互作用ポテンシャル、$f(\varepsilon_n)$は準粒子のエネルギーε_n上の分布を表す統計分布関数で、フェルミ分布関数と同様の形を持つ。

(2-2)式が、$\Delta(\mathbf{r})=0$の時には自由電子の従うSchrödinger方程式の形になることに注目し、$\Delta(\mathbf{r})$を十分小さいとして自由電子状態$u_n^0(r), v_n^0(r)$からの摂動として扱い、$\Delta(\mathbf{r})$の近似解を求める。(2-3)式の右辺を$\Delta(\mathbf{r})$のべき級数として展開し、

$$u_n(\mathbf{r}) = u_n^0(\mathbf{r}) + u_n^1(\mathbf{r}) + \cdots$$
$$v_n(\mathbf{r}) = v_n^0(\mathbf{r}) + v_n^1(\mathbf{r}) + \cdots \qquad (2\text{-}4)$$

とおく。(2-2)式から無摂動解（$\Delta(\mathbf{r})=0$の時）$u_n^0(r)$および$v_n^0(r)$は、

$$\xi_n \phi_n(\mathbf{r}) = \left[\frac{p^2}{2m} + U(\mathbf{r}) - E_F\right] \phi_n(\mathbf{r}) \qquad (2\text{-}5)$$

によって定義される常伝導体における1電子固有関数に比例することがわかる。零次オーダーでは

$$u_n^0(r) = \phi_n(r),\ v_n^0(r) = 0 \qquad (\xi_n > 0, \text{準電子})$$
$$u_n^0(r) = 0,\quad v_n^0(r) = \phi_n^*(r) \qquad (\xi_n > 0, \text{準正孔}) \qquad (2\text{-}6)$$

となり、$\varepsilon_n = |\xi_n|$, $u_n^0(r)v_n^0(r) = 0$であるから、(2-3)式の右辺における最低オーダーの項がない。次に一次の摂動補正$u_n^1(r)$および$v_n^1(r)$を決定するために、

$$u_n^1(\mathbf{r}) = \sum_m e_{nm}\phi_m(\mathbf{r})$$
$$v_n^1(\mathbf{r}) = \sum_m d_{nm}\phi_m^*(\mathbf{r}) \qquad (2\text{-}7)$$

のように、1電子固有関数の組み合わせで表す。(2-7)式を(2-4)式を通じて(2-2)式に代入し、(2-2a)式に$\phi_m^*(r)$を、(2-2b)式に$\phi_m(r)$を乗じて積分すると、

$$(|\xi_n| - \xi_m)\, e_{nm} = \int \Delta(\mathbf{r})\phi_m(\mathbf{r})^* v_n^0(\mathbf{r})\, d\mathbf{r}$$
$$(|\xi_n| + \xi_m)\, d_{nm} = \int \Delta^*(\mathbf{r})\phi_m(\mathbf{r}) u_n^0(\mathbf{r})\, d\mathbf{r} \qquad (2\text{-}8)$$

となる。(2-7)式および(2-8)式によって定義された$u_n^1(r)$および$v_n^1(r)$を(2-3)式に代入し、一次のオーダーまでとると、$\Delta(\mathbf{r})$に対する以下の自己無撞着方程式が得られる。

$$\Delta(s) = \int K(s, \mathbf{r})\Delta(\mathbf{r})\, d\mathbf{r} \qquad (2\text{-}9)$$

ここで、積分核K(s, r)は、

$$K(s, \mathbf{r}) = V \sum_{n,m} [1 - 2f(|\xi_n|)] \times \left[\frac{u_n^{0*}(\mathbf{r})u_n^{0*}(s)}{|\xi_n| + \xi_m} + \frac{v_n^{0*}(s)v_n^{0*}(\mathbf{r})}{|\xi_n| - \xi_m}\right] \phi_m(s)\phi_m^*(\mathbf{r}) \qquad (2\text{-}10)$$

$1\text{-}2f(\xi_n) = \tanh(\beta\xi_n/2)$は奇関数であるので、（ここで、$\beta^{-1} = k_B T$）

$$K(s, \mathbf{r}) = \frac{V}{2} \sum_{n,m} \frac{\tanh(\beta\xi_n/2) + \tanh(\beta\xi_m/2)}{|\xi_n| + \xi_m} \times \phi_n^*(\mathbf{r})\phi_m^*(\mathbf{r})\phi_n(s)\phi_m(s) \qquad (2\text{-}11)$$

となる。ここで、$\tanh(\beta\xi_n/2)$を以下のように級数展開する。

$$\tanh\frac{\beta\xi_n}{2} = \frac{4}{\beta}\sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{\xi_n}{[(2\nu+1)\pi/\beta]^2 + \xi_n^2} = \frac{2}{\beta}\sum_{\nu=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\xi_n + i\omega}$$
$$= \frac{2}{\beta}\sum_{\nu=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\xi_n - i\omega} \qquad (2\text{-}12)$$

ここで、$\omega = (2\nu + 1)\pi/\beta$で松原周波数である。これにより、(2-11)式を変形すると、

$$K(s, r) = V k_B T \sum_{\omega} \sum_{n, m} \frac{\phi_n^*(r)\phi_m^*(r)\phi_n(s)\phi_m(s)}{(\xi_n + i\omega)(\xi_m - i\omega)} \qquad (2\text{-}13)$$

となる。これで、(2-9)式は常伝導体における1電子固有関数 ϕ_n, ϕ_mで表すことができて、それから未知量 $\Delta(r)$が求められることになる。

次に K(s, r)をFourier変換すると、

$$K(q) = \int K(s - r) e^{iq\cdot(s-r)}\, drds$$
$$= \frac{V}{\Omega} k_B T \sum_{\omega} \sum_{n, m} \frac{\langle n|e^{iq\cdot r}|m\rangle\langle n|e^{-iq\cdot r}|m\rangle}{(\xi_n + i\omega)(\xi_m - i\omega)} \qquad (2\text{-}14)$$

となる。Ωは系の体積である。ここで、

$$\langle n|e^{iq\cdot r}|m\rangle = \int \phi_n(r)\, e^{iq\cdot r}\, \phi_m(r)\, dr \qquad (2\text{-}15)$$

とおいた。電子の位置 r の時間発展を考えるため、Heisenberg表示

$$e^{iq\cdot r(t)} = e^{iHt/\hbar}\, e^{iq\cdot r}\, e^{-iHt/\hbar} \qquad (2\text{-}16)$$

を使うと、

$$\langle n|e^{iq\cdot r}|m\rangle\langle n|e^{-iq\cdot r}|m\rangle = \langle n|e^{iHt/\hbar}\, e^{iq\cdot r}\, e^{-iHt/\hbar}|m\rangle\langle m|e^{iHt'/\hbar}\, e^{-iq\cdot r}\, e^{-iHt'/\hbar}|n\rangle$$
$$\times e^{i(\xi_m - \xi_n)\frac{t}{\hbar}}\, e^{i(\xi_n - \xi_m)\frac{t'}{\hbar}} \qquad (2\text{-}17)$$

となる。ここでHは系のHamiltonianである。$\Sigma|m><m| = 1$であるから、$t' = 0$とおき、さらに(2-14)式の分母については、

$$\frac{1}{(\xi_n + i\omega)(\xi_m - i\omega)} = \frac{1}{(\xi_n - \xi_m + 2i\omega)}\left\{\frac{1}{\xi_m - i\omega} - \frac{1}{\xi_n + i\omega}\right\}$$
$$= \frac{i}{\hbar}\left\{\frac{1}{\xi_n + i\omega} - \frac{1}{\xi_n - i\omega}\right\}\int_0^{\infty} dt \exp i(\xi_n - \xi_m + 2i\omega)\frac{t}{\hbar} \qquad (2\text{-}18)$$

と表されるから、(2-17)および(2-18)式より(2-14)式は次のようになる。

$$K(q) = \mathrm{Im} \sum_{\omega, n} \frac{V}{\hbar\Omega\omega} k_B T \int_0^{\infty} dt\, e^{-2|\omega| t/\hbar} \langle n|e^{iq\cdot r(t)}e^{-iq\cdot r(0)}|n\rangle \left\{\frac{1}{\xi_n + i\omega} - \frac{1}{\xi_n - i\omega}\right\} \qquad (2\text{-}19)$$

ここで、$\langle n|e^{iq\cdot r(t)}e^{-iq\cdot r(0)}|n\rangle$ は1電子の時間相関関数である。この時間相関関数は、取り扱う系の平均自由行程 lと対象とする q^{-1} の大小により異なった形になる。lがq^{-1}よりも長い系をclean 系、短い系をdirty 系と呼ぶ。各々の系について時間相関関数を求める。

(i) clean 系（$l >> q^{-1}$）：この場合には、Fermi 面の電子はFermi速度 v_Fで運動している。t = 0で、r = 0に電子がいるとすると、時間 tの時には、q方向座標では$v_F t\cos\theta$に位置している。θは、電子速度ベクトルとqとの間の角度である。結局、θで平均すると、

$$\langle n|e^{iq\cdot r(t)}e^{-iq\cdot r(0)}|n\rangle = \frac{1}{2}\int_0^{\pi} \sin\theta\, d\theta\, e^{iqv_F\cos\theta t} = \frac{2\sin(qv_F t)}{qv_F t} \qquad (2\text{-}20a)$$

となる。ここで、$|q| = q$ である。

(i) dirty 系（$l << q^{-1}$）：この場合には、電子の運動は拡散過程によって制御されている。拡散係数をDとすると、

$$\langle n|e^{iq\cdot r(t)}e^{-iq\cdot r(0)}|n\rangle = e^{-\hbar D q^2 t} \qquad (2\text{-}20b)$$

となる。

相関関数が求まったから、(2-19)式のエネルギーと時間に関する積分を実行して、

$$K(q) = \sum_{\omega} \frac{2\pi N(0) V k_B T}{\hbar q v_F} \tan^{-1} \frac{\hbar q v_F}{2|\omega|} \qquad \text{[clean系の場合]} \qquad (2\text{-}21a)$$

$$K(q) = \sum_{\omega} 2\pi N(0) V k_B T \frac{1}{2|\omega| + \hbar D\, q^2} \qquad \text{[dirty系の場合]} \qquad (2\text{-}21b)$$

が得られる。ここで、N(0)は状態密度である。(2-21)式を実空間に戻すために、逆Fourier変換を行う。この時、簡単のために一次元を考えることにすると、

$$K(s-r) = K(R) = \frac{1}{2\pi} \int K(q) e^{-iq \cdot R}\, dq$$

$$= \frac{N(0)V}{2} \frac{k_B T}{\hbar v_F} \sum_{\omega} \frac{e^{-(2|\omega|/\hbar v_F) R}}{R^2} \qquad \text{[clean系の場合]} \qquad (2\text{-}22a)$$

$$= \frac{N(0)V}{2} \frac{k_B T}{\hbar D} \sum_{\omega} \frac{e^{-(2|\omega|/\hbar D)^{1/2} R}}{R} \qquad \text{[dirty系の場合]} \qquad (2\text{-}22b)$$

が得られる。ここで、$\mathbf{R} = \mathbf{s} - \mathbf{r}$ であり、結果はRだけの関数になる。こうして、(2-14)式で与えられる線形方程式の積分核の範囲ξ_ωは、

$$\xi_\omega = \frac{\hbar v_F}{2|\omega|} \qquad \text{[clean系の場合]} \qquad (2\text{-}23a)$$

$$\xi_\omega = \left(\frac{\hbar D}{2|\omega|}\right)^{1/2} \qquad \text{[dirty系の場合]} \qquad (2\text{-}23b)$$

で与えられる。ξ_ωのうち最も大きいのは$\nu = 0$の成分（$|\omega| = \pi k_B T$）で、

$$\xi_\omega = \frac{\hbar v_F}{2\pi k_B T} \qquad \text{[clean系の場合]} \qquad (2\text{-}24a)$$

$$\xi_\omega = \left(\frac{\hbar D}{2\pi k_B T}\right)^{1/2} \qquad \text{[dirty系の場合]} \qquad (2\text{-}24b)$$

となる。このペアポテンシャルが空間変化するような不均一系についての理論をそのまま図２－１のようなS/N系にあてはめることによって、S側の超伝導電子対の拡散で生じたN中のペアポテンシャルが(2-24)式で定義される距離で減衰すると考えるわけで、これがコヒーレンス長 ξ_Nの物理的意味である。

N側で誘起されるペアポテンシャルは、非常に小さいと考えられるので(2-14)式を用いて求めることができる。しかしSとNは異なる１電子状態を持つ異なる物質なので積分核Kは異なる物質パラメータを含んでいることに注意する必要がある。これ

を考慮すると、S/N界面で、

$$\frac{F_S}{N_S(0)} = \frac{F_N}{N_N(0)} \quad \text{または、} \quad \frac{\Delta_S}{N_S(0)\, V_S} = \frac{\Delta_N}{N_N(0)\, V_N} \qquad (2\text{-}25a)$$

$$D_S \frac{dF_S}{dx} = D_N \frac{dF_N}{dx} \qquad (2\text{-}25b)$$

の境界条件が満たされていなければならないことが、de Gennes [14,15]によって示されている。ここで、$N_S(0)$（$N_N(0)$）は、超伝導体（常伝導体）のフェルミ面での状態密度、D_S（D_N）は、超伝導体（常伝導体）中での電子の拡散係数である。(2-25a)式で示される条件は、S/N界面でペアポテンシャルが連続でないことを意味している。また(2-25b)式で示される条件は、dirty系に特有なもので粒子数保存を意味する。

以上が、de Gennesによって示された超伝導近接効果理論の概要である。

２－２－２　Tanaka theory [16,17]

田仲らは、簡単な一次元ステップ・ポテンシャル・モデル（$x < 0$：超伝導体、$x > 0$：常伝導体）の系を選んで、これを厳密に量子力学的に取り扱うことによって、de Gennesの理論の再検討を行った。彼らは、Green関数の手法を用いたGor'kovの方程式 [18]からペアポテンシャルを導出している。ペアポテンシャルの空間分布は、(2-9)式と類似の

$$\Delta(x) = V(x)\, k_B T \sum_{\omega} \int dx'\, K_\omega(x, x')\, \Delta(x') \qquad (2\text{-}26)$$

で与えられる。ここで、

$$K_\omega(x, x') = \langle G_\omega(x, x')\, G_{-\omega}(x, x') \rangle \qquad (2\text{-}27)$$

で、Gw(x, x') は不純物散乱について平均する前の一体Green関数である。これは完全正規直交系を用いて厳密に求めることができる。さらにケミカルポテンシャルを$\Delta(x)$に比べて十分大きいと考えてこの関数を近似して、不純物平均を行って繰り込ま

れたGreen関数を求める。こうして求められた、繰り込まれたGreen関数を使って通常行われるラダータイプの足し算を実行すると、(2-26)式の積分核 $K\omega(x, x')$は導出できる。常伝導体中での$K\omega(x, x')$は以下のようになる。

$$K_\omega(x, x') = \frac{N(0)}{2|\omega|\xi_N} e^{-|x-x'|/\xi_N} + \frac{N(0)}{2|\omega|\xi_N}\left(1 - \frac{A_S}{A_N} T_1\right) e^{-(|x+x'|)/\xi_N} \qquad (2\text{-}28)$$

この式の中で、ξ_Nは、

$$\xi_N = \frac{v_{FN}\,\tau_N}{[2|\omega|\tau_N/\hbar(1+2|\omega|\tau_N/\hbar)]^{1/2}} \qquad (2\text{-}29)$$

その他の物理量 $T, T_1, A_i\ (i = S, N)$は、

$$T = 4v_{FS}v_{FN}/(v_{FS}+v_{FN})^2$$
$$T_1 = 2TA_2/[T(A_1+A_2)+2(1-T)A_1A_2]$$
$$A_i = [2|\omega|\tau_i/(1+2|\omega|\tau_i)]^{1/2}$$

で与えられる。ここで、τは弾性散乱時間で、$l = v_F\tau$ である。添字のSは超伝導体、Nは常伝導体を表している。前節で示したようにξ_Nのうち最も大きいのはν＝0の成分（$|\omega| = \pi k_B T$）で、

$$\xi_N = \frac{v_{FN}\,\tau_N}{[2|\omega|\tau_N/\hbar(1+2|\omega|\tau_N/\hbar)]^{1/2}} = \left(\frac{\hbar D_N}{2\pi k_B T}\right)^{1/2} \times (1 + 2\pi k_B T\tau_N/\hbar)^{-1/2} \qquad (2\text{-}30)$$

が得られる。ここで、$D_N = v_{FN}\,l_N/d_{im}$（d_{im}は系の次元数、ここでは1）となることを考慮した。このコヒーレンス長は、lが無限大の極限（通常、clean limit と呼ばれている）で(2-24a)式に、lが0の極限（通常、dirty limit と呼ばれている）で(2-24b)と同じ形になる。つまり、このコヒーレンス長は、clean limit からdirty limit に自然にクロスオーバーした形になっており、コヒーレンス長の一般化したものとみなすことができる。

今後、これら３つのξ_Nを区別するために、(2-24a)式で表されるξ_Nをclean limitのコヒーレンス長と呼び、ξ_{Nc}で表し、(2-24b)式で表されるξ_Nをdirty limitのコヒーレンス長と呼び、ξ_{Nd}で表し、(2-30)式で表されるξ_Nをgeneralのコヒーレンス長と呼び、ξ_{Ng}で表すこととする。

２－２－３　コヒーレンス長

本節では、測定可能な物理量を用いて、半導体中のコヒーレンス長の表式化を行う。まず半導体が三次元の場合について考察する。一般にバルクの半導体で成り立つ関係

$$D = v_F\,l/3, \qquad l = v_F\tau,$$
$$\mu = e\tau/m^*, \quad v_F = \hbar(3\pi^2 n)^{1/3}/m^* \qquad (2\text{-}31)$$

を使うと、ξ_{Nc}, ξ_{Nd}およびξ_{Ng}は次のように与えられる。

$$\xi_{Nc} = \frac{\hbar v_F}{2\pi k_B T} = \frac{\hbar^2(3\pi^2 n)^{1/3}}{2\pi m^* k_B T} \qquad (l \gg \xi_N) \qquad (2\text{-}32a)$$
$$\xi_{Nd} = \left(\frac{\hbar D_N}{2\pi k_B T}\right)^{1/2} = \left(\frac{\hbar^3\mu}{6\pi k_B T e m^*}\right)^{1/2}(3\pi^2 n)^{1/3} \qquad (l \ll \xi_N) \qquad (2\text{-}32b)$$
$$\xi_{Ng} = \left(\frac{\hbar D_N}{2\pi k_B T}\right)^{1/2} \times (1 + 2\pi k_B T\tau/\hbar)^{-1/2}$$
$$= \left(\frac{\hbar^3\mu}{6\pi k_B T e m^*}\right)^{1/2}(3\pi^2 n)^{1/3} \times \left(1 + \frac{2\pi k_B T m^*\mu}{\hbar e}\right)^{-1/2} \qquad (2\text{-}32c)$$

ここで、n, μ, m^*は、それぞれ半導体中の電子のキャリア濃度、移動度、有効質量である。

二次元系の場合に成り立つ関係は、

$$D = v_F\,l/2, \qquad l = v_F\tau,$$
$$\mu = e\tau/m^*, \quad v_F = \hbar(2\pi n_S)^{1/2}/m^* \qquad (2\text{-}33)$$

を使うと、ξ_{Nc}, ξ_{Nd}およびξ_{Ng}は次のように与えられる。

$$\xi_{Nc} = \frac{\hbar v_F}{2\pi k_B T} = \frac{\hbar (2\pi n_s)^{1/2}}{2\pi m^* k_B T} \qquad (l \gg \xi_N) \qquad (2\text{-}34a)$$

$$\xi_N = \left(\frac{\hbar D_N}{2\pi k_B T}\right)^{1/2} = \left(\frac{\hbar^3 n_s \mu}{2 k_B T e m^*}\right)^{1/2} \qquad (l \ll \xi_N) \qquad (2\text{-}34b)$$

$$\xi_{Ng} = \left(\frac{\hbar D_N}{2\pi k_B T}\right)^{1/2} \times (1 + 2\pi k_B T\tau / \hbar)^{-1/2}$$
$$= \left(\frac{\hbar^3 n_s \mu}{2 k_B T e m^*}\right)^{1/2} \times \left(1 + \frac{2\pi k_B T m^* \mu}{\hbar e}\right)^{-1/2} \qquad (2\text{-}34c)$$

ここで、n_sは、半導体中の二次元電子ガスのシートキャリア濃度である。

このように、コヒーレンス長をキャリア濃度、移動度および有効質量で表すことができた。これらの物理量は、Hall測定やShubnikov - de Haas 測定によって正確に決定できるため、コヒーレンス長を実験的に導出することができる。

2－3　超伝導トランジスタの動作原理

二つの超伝導体Sで常伝導体Nをはさんで接着した構造をSNS接合という。SNS接合では、超伝導近接効果によって両側のS/N界面からおよそξ_Nにわたって電子対がし

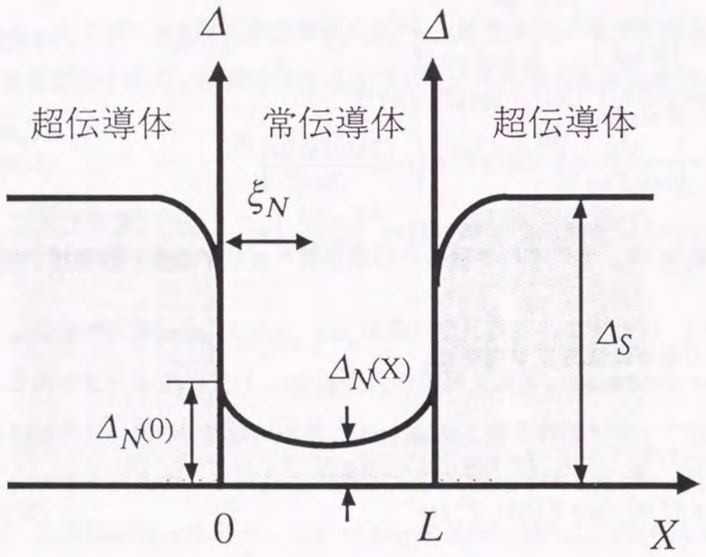


図２－２　SNS接合におけるペアポテンシャルの変化

み出す。従って、Nの厚さがξ_N程度であればNを介して両側のSの間に超伝導電流が流れることができる。いま図１－２に示すようなSNS接合を流れる超伝導電流を考える。ここでは、SNS接合を二つのSNが合わさった対象構造をしていると考えている。SN界面がx=0, Lにあるとし、SN界面でのペアポテンシャルの大きさを$\Delta_N(0)$とすると、

$$|\Delta_N(x)| = \Delta_N(0) \qquad \text{at } x = 0, L \qquad (2\text{-}35)$$

という境界条件と(2-1)式より、N中でのペアポテンシャルは、

$$\Delta_N(x) = \frac{\Delta_N(0)}{2\cosh(L/2\xi_N)} \times \left[\exp\{(x\text{-}L/2)/\xi_N + i\theta_1\} + \exp\{-(x\text{-}L/2)/\xi_N + i\theta_2\}\right] \qquad (2\text{-}36)$$

で与えられる[19]。ここで、θ_1, θ_2は、x=0, Lでの位相である。これから、超伝導電流を得るにはGinzburg-Landau（GL）方程式[20]

$$J = \frac{e\hbar}{2mi}\left(\Psi^* \nabla\Psi - \Psi \nabla\Psi^*\right) \qquad (2\text{-}37)$$

を使う。ψはGLのオーダーパラメータで磁場が無いとしてベクトルポテンシャルA=0とした。Gor'kov [21]によれば、オーダーパラメータとペアポテンシャルとは本質的に同じものであり、

$$\Psi(\mathbf{r}) = \left[\frac{7\zeta(3) m v_F{}^2 N(0)}{24\pi^2 k_B{}^2 T^2}\right]^{1/2} \Delta(\mathbf{r}) \qquad [\text{clean系の場合}] \qquad (2\text{-}38a)$$

$$\Psi(\mathbf{r}) = \left[\frac{m v_F l N(0)}{12\hbar k_B T}\right]^{1/2} \Delta(\mathbf{r}) \qquad [\text{dirty系の場合}] \qquad (2\text{-}38b)$$

で表される。ここで、ζ(3)はツェータ関数である。超伝導電流 J_Sは、これを(2-37)式に代入することにより、

$$J_S = \frac{7\zeta(3) v_F{}^2 N(0) e\hbar}{24\pi^2 k_B{}^2 T^2}\left(\Delta^* \nabla\Delta - \Delta \nabla\Delta^*\right) \qquad [\text{clean系の場合}] \qquad (2\text{-}39a)$$

$$J_S = \frac{v_F l N(0) e}{12 k_B T} \left(\Delta^* \nabla \Delta - \Delta \nabla \Delta^* \right) \qquad \text{[dirty系の場合]} \qquad (2\text{-}39b)$$

で与えられる。(2-36)式を(2-39)式に代入すると、

$$J_S = \frac{7\zeta(3) v_F{}^2 N(0) e \hbar}{24\pi^2 k_B{}^2 T^2} \left[\frac{\Delta_N(0)}{2\cosh(L/2\xi_N)} \right]^2 \frac{1}{\xi_N} \sin\phi \qquad \text{[clean系の場合]} \qquad (2\text{-}40a)$$

$$J_S = \frac{v_F l N(0) e}{12 k_B T} \left[\frac{\Delta_N(0)}{2\cosh(L/2\xi_N)} \right]^2 \frac{1}{\xi_N} \sin\phi \qquad \text{[dirty系の場合]} \qquad (2\text{-}40b)$$

ここで、$\phi = \theta_1 - \theta_2$である。Josephson方程式 $I = I_C \sin\phi$から超伝導臨界電流I_Cは導出できる。三次元系の場合には、$I = J_S \times w\,d$ (w: 幅、d: 厚さ) であるから、

$$I_C = \frac{7\zeta(3) v_F{}^2 N(0) e \hbar}{24\pi^2 k_B{}^2 T^2} \left[\frac{\Delta_N(0)}{2\cosh(L/2\xi_N)} \right]^2 \frac{w\,d}{\xi_N}$$

$$= \frac{7\zeta(3) e \hbar n}{8\pi^2 k_B{}^2 T^2} \left[\frac{\Delta_N(0)}{2\cosh(L/2\xi_N)} \right]^2 \frac{w\,d}{\xi_N} \qquad \text{[clean系の場合]} \qquad (2\text{-}41a)$$

$$I_C = \frac{v_F l N(0) e}{12 k_B T} \left[\frac{\Delta_N(0)}{2\cosh(L/2\xi_N)} \right]^2 \frac{w\,d}{\xi_N}$$

$$= \frac{n\mu}{4 k_B T} \left[\frac{\Delta_N(0)}{2\cosh(L/2\xi_N)} \right]^2 \frac{w\,d}{\xi_N} \qquad \text{[dirty系の場合]} \qquad (2\text{-}41b)$$

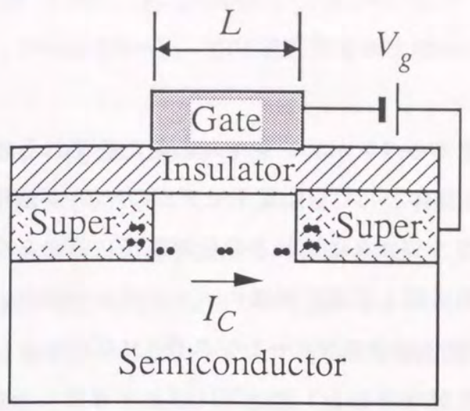
となる。ここで、(2-31)式と三次元系のFermi面での状態密度$N(0) = m^*(3\pi^2 n)^{1/3}/\pi^2\hbar^2$を用いて、式の変形を行っている。次に、二次元系の場合のI_Cを導出する。$I = J_S \times w$であるから、

$$I_C = \frac{7\zeta(3) v_F{}^2 N(0) e \hbar}{24\pi^2 k_B{}^2 T^2} \left[\frac{\Delta_N(0)}{2\cosh(L/2\xi_N)} \right]^2 \frac{w}{\xi_N}$$

$$= \frac{7\zeta(3) e \hbar n_s}{12\pi^2 k_B{}^2 T^2} \left[\frac{\Delta_N(0)}{2\cosh(L/2\xi_N)} \right]^2 \frac{w}{\xi_N} \qquad \text{[clean系の場合]} \qquad (2\text{-}42a)$$

$$I_C = \frac{v_F l N(0) e}{12 k_B T} \left[\frac{\Delta_N(0)}{2\cosh(L/2\xi_N)} \right]^2 \frac{w}{\xi_N}$$

$$= \frac{n_s \mu}{6 k_B T} \left[\frac{\Delta_N(0)}{2\cosh(L/2\xi_N)} \right]^2 \frac{w}{\xi_N} \qquad \text{[dirty系の場合]} \qquad (2\text{-}42b)$$

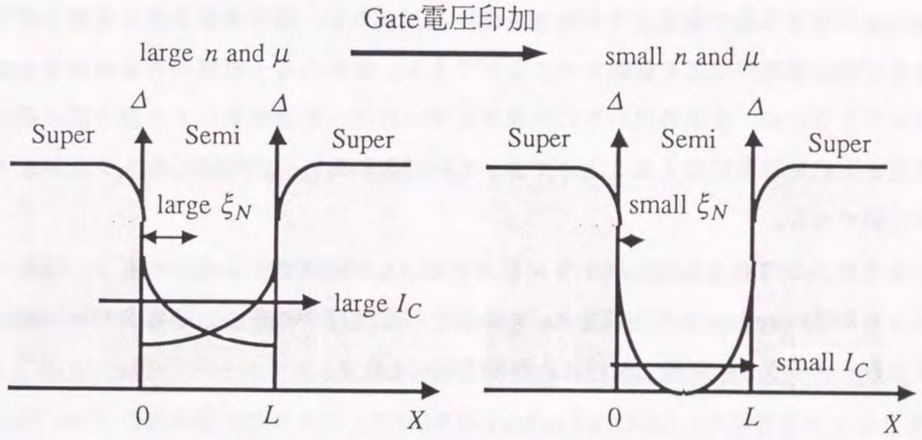


(a)

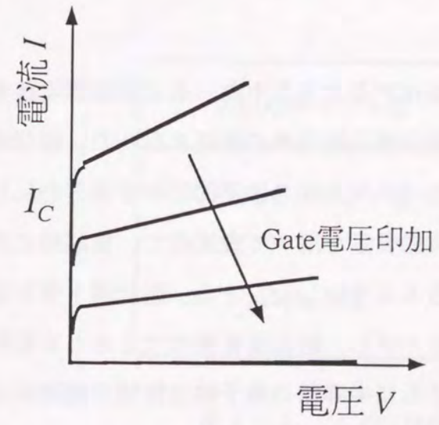
三端子制御のメカニズム

Gate電圧印加
⇓
キャリア濃度、移動度　減少
⇓　　⇓
ξ_N　減少　　⇓
⇓　　⇓
I_C　減少　　R_N　増大

(b)



(c)



(d)

図２－３　超伝導トランジスタの三端子制御メカニズム

(a) 模式図
(b) 制御原理
(c) ゲート電圧によるペアポテンシャルの変化
(d) I - V特性

となる。ここで、(2-33)式と二次元系のFermi面での状態密度$N(0)=m^*/\pi\hbar^2$を用いて、式の変形を行っている。

このようにして、SNS接合のN中に発生するペアポテンシャルとそこを流れる超伝導電流が導出された。この結果は、常伝導体として自由電子モデルの$N(0)$が適用できる縮退半導体を用いれば、超伝導トランジスタに流れる超伝導電流に他ならない。図２－３に、超伝導トランジスタの模式図と三端子制御のメカニズムを示す。(2-42), (2-42)式から超伝導臨界電流I_Cは、常伝導体のコヒーレンス長ξ_Nに依存し、ξ_Nは電子濃度nおよび移動度μに依存することがわかる（(2-32), (2-34)式）。また、nの減少に伴いスクリーニングの効果が弱まって、クーロン散乱が増大することから、μもnに依存する量であることが知られている。つまり、電子濃度を変えることができれば超伝導臨界電流を制御することができる。金属の電子密度は容易に変えることはできないが、金属の代わりに半導体を用いれば、電界効果により接合部の電子濃度を比較的容易に変えることができ、I_Cを制御するタイプの超伝導トランジスタが作製できる。

さらに、このような超伝導トランジスタは、I_Cが制御できるだけでなく、従来のトンネル型Josephson素子と異なり、I_C以上での抵抗発生状態におけるノーマル抵抗を大きくすることが可能でデバイス応用上有利となる。

２－４　まとめ

本章では、ペアポテンシャルが空間的に変化するような不均一系の超伝導理論を用いて、超伝導トランジスタの基礎となる超伝導近接効果の検証を行った。超伝導近接効果の最も重要なパラメータであるコヒーレンス長の物理的意味を明らかにした上で、半導体のキャリア濃度、移動度、有効質量を用いて表式化し、実験的にコヒーレンス長を確かめ、その特性を同定できるようにした。また、超伝導トランジスタに超伝導電流が流れるメカニズムを明らかにし、超伝導電流の大きさと半導体の電子輸送特性との関係を明らかにした。さらに半導体の電子輸送特性の制御による超伝導トランジスタの動作原理を明らかにした。

第３章　n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜の電子輸送特性

３－１　はじめに

本章では、分子線ｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ法を用いて、p-InAs基板上に成長させたn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜の電子輸送特性について述べる。

前章で示したように、半導体結合超伝導接合において、半導体の電子輸送特性、即ちキャリア濃度、移動度、有効質量は、超伝導特性を決定する重要なパラメータである。そこで、Hall測定及びShubnikov-de Haas測定により、n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜の電子輸送特性を正確に求めた。この結果は、第４章で示す超伝導特性の実験と理論との比較に用いている。

３－２　n-InAsの分子線ｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ成長

n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜は、分子線ｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ法を用いて(100)p-InAs基板上に成長させている。原材料として純度99.9999%のInと99.99999%のAs_4を用い、n型のドーパントとしてSiを、p型のドーパントとしてBeを用いている。p-InAs基板（Zeドープ、p=$2\times10^{17}cm^{-3}$）の成長前処理として、HBr:3%Br-methanol:H_2O=2:1:1の溶液でエッチング

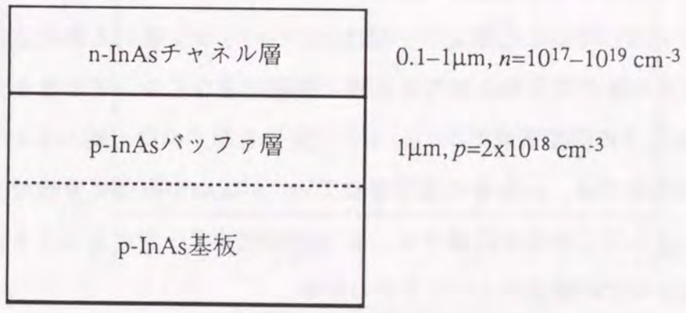


図３－１　ｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ成長膜の層構成

を行い、脱イオン水で洗浄した後、窒素ガスで乾燥させている。その後、Mo製基板ホルダーに、Inで接着する。基板を接着した基板ホルダーは、準備室に搬入後200°Cまで加熱し、脱ガスを行う。準備室より成長室に搬送後、InAs膜を成長する前にAsの分子線を基板表面に照射しながら、徐々に基板温度を上昇させ、500°Cで10–20分間加熱し、基板のクリーニングを行う。この時、反射高エネルギー電子線回折装置（Reflection High-energy Electron Diffraction :RHEED）を用いて基板表面を観察し、鮮明な１／２の表面超格子構造が得られた後に、InAs膜の成長を行った。InAs膜は、基板温度 430–480℃で、0.6-1.3 μm/hの成長速度で成長させている。この時、As_4とIn-の分子線の比は、20:1から50:1の範囲に設定している。これらの条件下で、鏡面を持つ成長膜が得られた。図３－１にこのようにして作製したｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ成長膜の層構造を示す。p-InAs基板上にp-InAsバッファ層（1.0μm）とn-InAsチャネル層（0.2–1.0μm）を有する構造になっている。

３－３　Hall測定によるn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜の評価

Hall測定は、5mm角の試料を用いて、5–300 K の温度範囲でvan der Pauw法により行った。図３－２にn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜のキャリア濃度及び移動度の温度依存性を示す。室温以下100Kまでの温度領域で、キャリア濃度 n及び移動度 μが大きく変化している。これは、この温度領域で上部のn-InAsチャネル層と下部のp-InAsバッファ層の電気的分離が不完全であることを示している。これは、Hall測定の解析ではn-InAsチャネル層を流れる電流は一定としているため、もしpn接合の電気的分離ができていなければ、印加した電流の一部はp-InAsバッファ層にも流れ込んでしまい、n-InAsチャネル層の電子輸送特性を正確に評価できなくなってしまうためである。一方、100K以下の温度領域では、n、μが一定値を示すのは、熱エネルギーが低下しこれ以下の温度では、pn接合の空乏層によってn-InAsが有効に分離できていることがわかる。さらにこの温度領域では、n、μが変化せず一定であることから、極低温におけるキャリアの凍結がないことがわかる。

ドーピング量を変えたn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜に対して、低温側でのn、μの一定値から得られたnに対するμの依存性をプロットしたものが図３－３である。比較のために

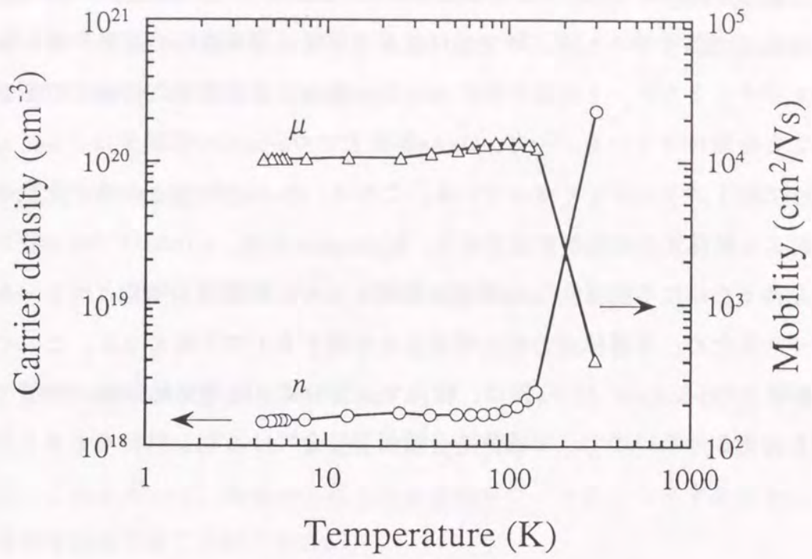


図３－２　キャリア濃度、移動度の温度依存性

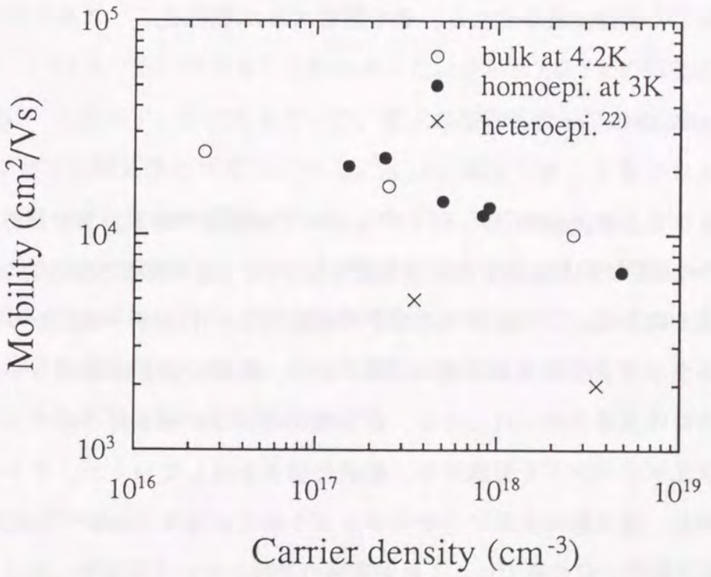


図３－３　移動度のキャリア濃度依存性

n-InAsバルク結晶に対するもの、及びKleinsasserら [22] による半絶縁性GaAs基板上で得られた結果を合わせて示した。p-InAs基板上に成長させたn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜のμがバルク結晶と一致することは、ｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ成長で基板と遜色ない結晶性が得られていることを示すとともに、上記極低温におけるpn接合による電気的分離の判断が妥当であることを裏付けている。一方、GaAs基板上でのn-InAsの移動度は、p-InAs基板上に比べて約１／３に小さくなっている。これは、GaAsとInAsとの格子定数のミスマッチによる結晶性の劣化が原因である。Kleinsasserらは、n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜の電気的分離を得るために半絶縁性GaAs基板を使用したが、移動度の劣化はコヒーレンス長を短くするため、半導体結合超伝導接合を作製する上で不利となる。これに対しp-InAs基板上のn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜は、低温でpn接合による電気的分離が可能でかつ移動度を劣化させないので、半導体結合超伝導接合には有利な材料であると考えられる。

３－４　Shubnikov-de Haas測定によるn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜の評価

磁場中の電子は、磁場に垂直な方向にサイクロトロン運動と呼ばれる円運動を行う。この閉じた軌道は量子化され、その固有エネルギーは、

$$E_n=\hbar\omega_c\,(n+1/2) \qquad (n=0,1,2,.....) \tag{3-1}$$

となる。ここで、$\hbar\omega_c=eB/m^*$は、サイクロトロン振動数である。すなわち、磁界に垂直な平面内の運動は調和振動子のように量子化され、$\hbar\omega_c$の間隔の離散的なエネルギー値をとることになる。この磁界中の電子の離散的なエネルギー準位をランダウ準位という。各ランダウ準位の縮退度はeB/hとなり、磁場の強さに比例している。三次元系の場合には磁場方向に対しては、自由電子のように振る舞うので、各ランダウ準位は一次元サブバンドを形成する。磁場の強さを増していくと、ランダウ準位の間隔が広がり、量子数の大きい方からランダウ準位が順次フェルミ準位をよぎっていく。全電子数が一定の系では、これが磁場の逆数に対して周期的に起こることは、各ランダウ準位の縮退度が磁場に比例していることから容易に理解できる。これに

伴ってフェルミ準位における状態密度が磁場の逆数に対して周期的に変化し、それが抵抗の変化に反映される。これがShubnikov-de Haas（SdH）効果である。SdH効果から得られる重要な情報としてまずキャリア濃度がある。キャリア濃度nは、磁場の逆数に対する抵抗の振動周期を$\Delta(1/B)$として、

$$n=[\,2e/\hbar\Delta(1/B)]^{3/2}/3\pi^2 \tag{3-2}$$

となる。また、測定された振幅$A(T)$の温度依存性は、

$$A(T)\propto T/\sinh(2\pi^2 k_B T m^*/e\hbar B) \tag{3-3}$$

となり、これを用いて、実験から得られる振幅をフィッティングすることにより、有効質量を評価することができる。

図３－４に、n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜におけるSdH振動の温度依存性を示す。横軸に磁場の逆数をとり、縦軸に磁場がないときの抵抗で規格化したSdH振動成分をとっている。温度は、3Kから70Kまで変化させている。磁気抵抗の振動は、磁場の逆数に対して周期的であり、この周期から(3-2)式を用いて、このn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜のキャリア濃度は、$1.5\times10^{17}\,cm^{-3}$であることがわかった。さらに3.81Tでの振動成分の温度依存性を図３－５に示す。(3-3)式を用いて、電子の有効質量 $m^*=0.022\ m_0$, $0.023\ m_0$, $0.024\,m_0$について実験結果と比較している。m_0は、電子の静止質量である。このn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜の有効質量は最も良く一致している$m^*=0.023m_0$であると考えられる。

InAsのような微小エネルギーギャップ半導体の場合には、エネルギー－運動量（E-k）の関係が$E\propto k^2$からずれ、ほぼ直線に近くなりバンドの底の有効質量は小さくなる。これを非放物線性と呼ぶ。この非放物線性の補正を考慮すると、有効質量は、以下のようなエネルギー依存性を持つ[23]。

$$m^*=m_0^*\,[1+2\alpha E] \tag{3-4}$$

ここで、m_0^*はコンダクションバンドの底の有効質量、αは$\alpha=(1-m_0^*/m_0)^2/E_g$で表さ

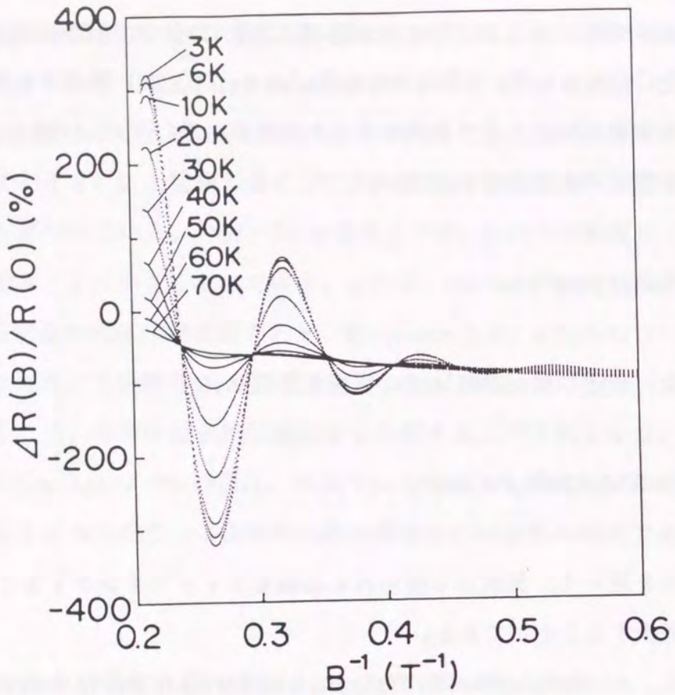


図３－４　n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜におけるSdH振動の温度依存性

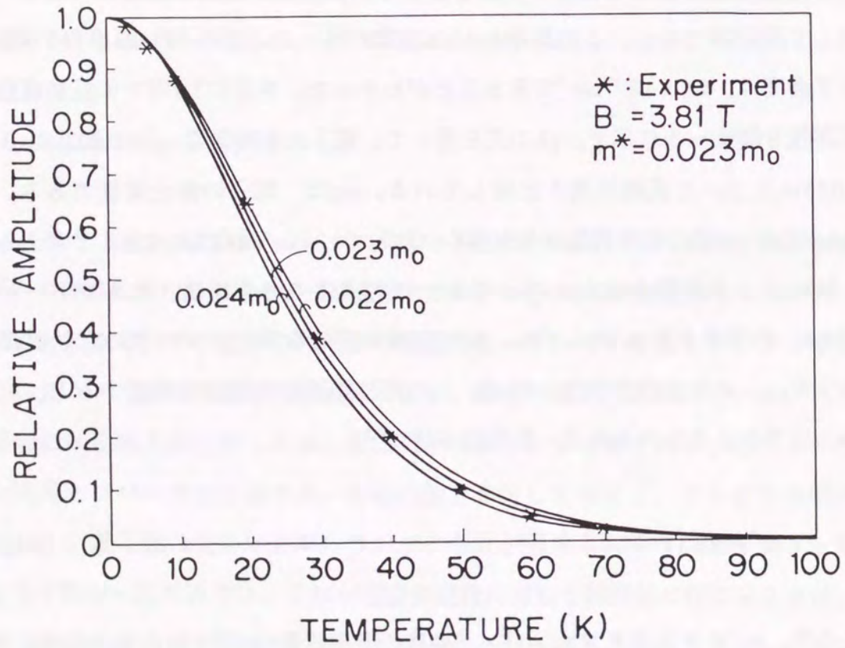


図３－５　SdH振動成分の温度依存性

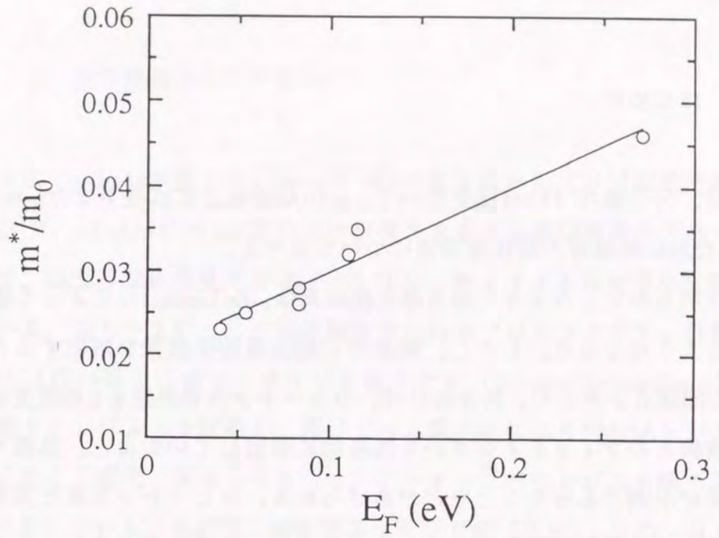


図３－６　有効質量のフェルミエネルギー依存性

れる量である。図３－６に有効質量のフェルミエネルギー依存性を示す。白丸は、実測した有効質量とキャリア濃度から求めたフェルミエネルギーとをプロットしたもので、実線は、実験結果を最小自乗法によりフィッティングした結果である。この結果と(3-4)式とを比較することにより、$m_0^*= 0.020\, m_0$, $E_g= 0.38$ eVであることがわかった。この値は、知られているバルクの値（$m_0^*= 0.024\, m_0$, $E_g= 0.41$ eV）[24]と良い一致を示している。

３－５　まとめ

本章では、分子線ｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ法を用いて、n-InAsをp-InAs基板上にｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ成長させたn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜の電子輸送特性について調べた。低温において、n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜がpn接合によりp-InAs基板と電気的に分離ができることを明らかにした。また、半導体結合超伝導接合において、超伝導特性を決定する重要なパラメータであるキャリア濃度、移動度、有効質量をHall測定及びShubnikov-de Haas測定により正確に求めた。

第４章　n-InAs ｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜を用いた超伝導接合

４－１　はじめに

本章では、分子線ｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ法を用いて、p-InAs基板上に成長させたn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜を用いた超伝導接合の超伝導特性について述べる。

第２章で明らかにしたように超伝導近接効果は、de Gennesらによって理論的には理解されるようになった。しかし、実験的に超伝導近接効果を解明するためには、いくつかの問題点があった。具体的には、コヒーレンス長決定をI_Cの温度依存性データの理論曲線とのフィッティングから間接的に導出していたこと、界面でのペアポテンシャルが不明であったことなどがあげられる。コヒーレンス長と界面でのペアポテンシャルは、超伝導近接効果の大きさを決める重要な量であり、これらを決定できない限り実験結果と理論との正確な比較は困難であった。

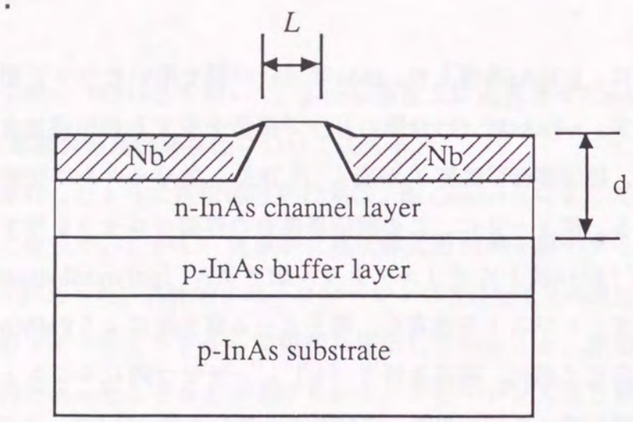
まず、リッジ型超伝導接合を用いて、n-InAs基板を用いた超伝導接合との超伝導特性の比較を行う。また、第３章で得られたn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜の電子輸送特性を用いてコヒーレンス長を精確に求め、超伝導特性との相関を明らかにする。さらに超伝導体／半導体の色々な界面状態を作り出すことにより、超伝導特性と界面との関係を検討する。清浄な界面を有する平面型超伝導接合を用いて、超伝導体／半導体界面での境界条件を検討する。

４－２　リッジ型超伝導接合

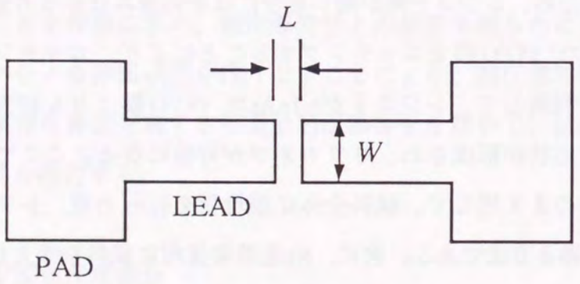
n-InAs基板をそのまま用いた超伝導接合では、基板下部へのリーク電流が避けられず、I_CR_N積の低下を引き起こし、正しいI_CR_N積が得られないという欠点があった。またp-InAs表面反転層を用いた場合には、基板との分離は確保されたものの、キャリア濃度および移動度には制限があり、コヒーレンス長も短いものであった。p-InAs基板上のn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜を用いることにより、初めて電気的に分離されかつ自由にパラメータの変えられる超伝導接合が得られるようになった。従来用いてきたリッジ型構造を有するn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜の超伝導接合を用いて、半導体の電子輸送特性と超伝導特性との相関を検討した。

４－２－１　素子構造および作製法

図４－１に、p-InAs基板上のn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜を用いたリッジ型超伝導接合の素子構造を示す。n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜のリッジ構造を有する超伝導接合である。超伝導電極として、超伝導転移温度T_Cが高く（9.2K）、熱サイクルに安定な材料であるNbを用いている。図４－２に、この超伝導接合の作製プロセスを示す。作製法は、まずn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜上にポリメタクリル酸メチル（polymethylmethacrylate、以下PMMAと略す）レジストを塗布し、電子ビーム露光法によりPMMAレジストを電極パターンに応じて感光、現像を行う（ａ）。一チップ内にレジスト幅の異なる４～５素子を作製している。その後、硫酸系エッチング液（$H_2SO_4-H_2O_2-H_2O$）により電極パターン部のシャローエッチングを行う（ｂ）。このエッチングによりn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜の表面層が除去され、また（ｅ）でのレジスト除去が可能になるレジストオーバーハングが形成される。エッチング深さは、0.15~0.4μmである。レジストは湿式現像であるため、レジスト幅が細い場合にはその厚みはかなり薄くなっている。しかし、n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜をエッチングすることにより、エッチング時の横方向へのエッチングを利用して、レジストがn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜よりも横方向に出っ張ったオーバーハング形状が形成され、リフトオフが可能になる。ここで、リフトオフとはレジストをそのまま残して、試料全体に膜堆積を行った後、レジストを除去し所望のパターンを得る方法である。次に、Nb蒸着装置内に試料を挿入し、真空に引く。真空度が、~1x10^{-7}Torrになるまで引いた後、5x10^{-3}TorrのArガス中でのスパッタクリーニングにより表面酸化膜の除去を行う（ｃ）。スパッタ電力は、~10Wである。再び~1x10^{-8}Torrになるまで真空排気を行った後、シュラウドに液体窒素を充填し10^{-9}Torr-台までになるまで高真空化する。その後、エッチング段差の側面に片方ずつ両面にNbを電子ビーム蒸着する（ｄ）。ArスパッタクリーニングおよびNb蒸着の際の基板温度は室温で、Nb膜厚は100~150nmである。ウエハ試料を取り出した後、最終プロセスとしてリッジの上のNbをアセトン中で超音波を用いてリフトオフする（ｅ）。



(a) 断面図



(b) 電極構造

図４－１　リッジ型超伝導接合の素子構造

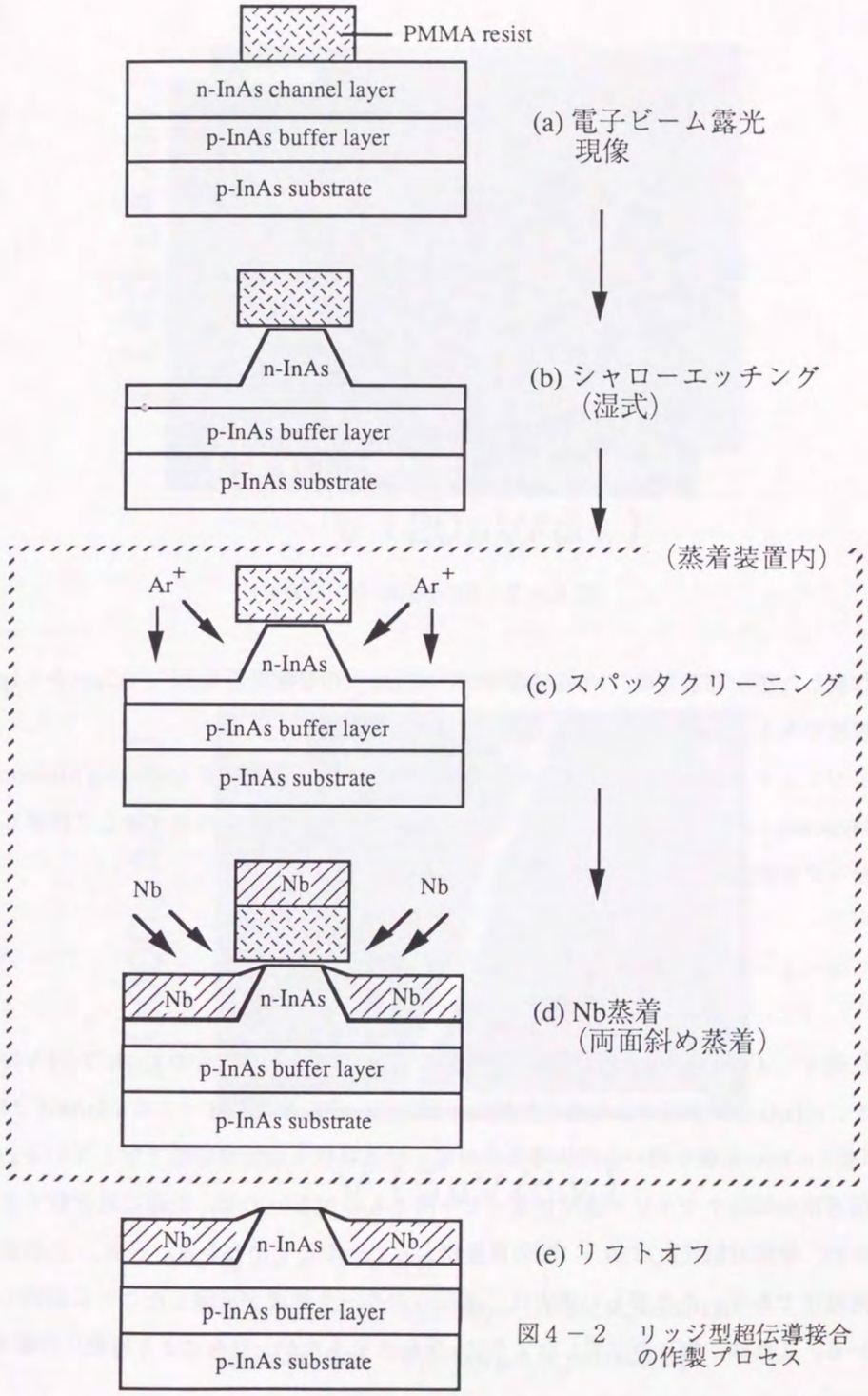


図４－２　リッジ型超伝導接合の作製プロセス

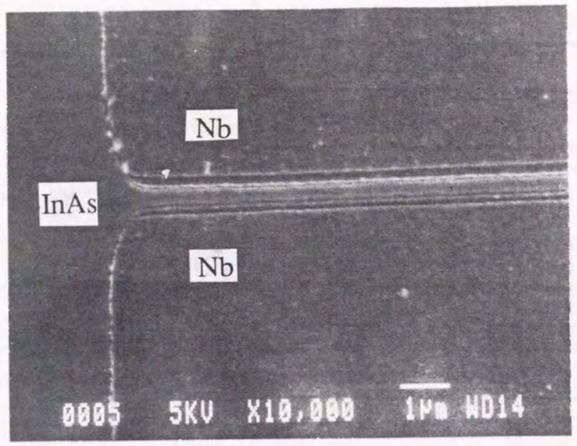


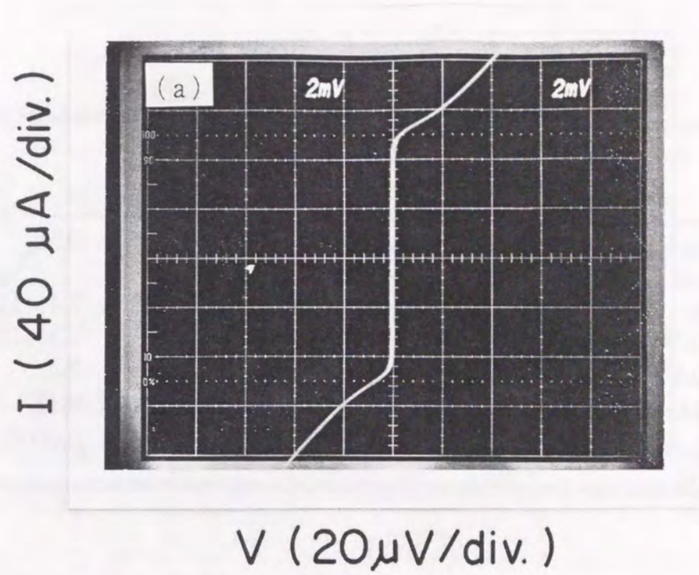
図４－３　SEM写真（x10000倍）

作製した超伝導接合は、Nb電極幅Wが、80μm、Nb電極間距離Lが、0.2μmから1μm程度である。

リフトオフの確認および素子長の測定には、走査電子顕微鏡（Scanning Electron Microscopy、以下SEMと略す）を使用した。図４－３は、このようにして作製したリッジ型超伝導接合のSEM写真である。

４－２－２　超伝導特性

図４－４に、n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜を用いたリッジ型超伝導接合のT=2KでのI-V特性を、n-InAs基板を用いたものと比較して示している。また表４－１にn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜とn-InAs基板を用いた超伝導接合の電子輸送特性と超伝導特性を示している。超伝導電極間隔やキャリア濃度がまったく同じものがないので、正確には比較できないが、常伝導抵抗R_Nは30 ～100倍程度増大していることがわかる。一方、 I_Cはほぼ同程度である。R_Nの著しい増大は、基板へのリーク電流が低減したことに起因している。これは、第３章で示したようにn-InAsチャネルがpn接合により有効に分離さ



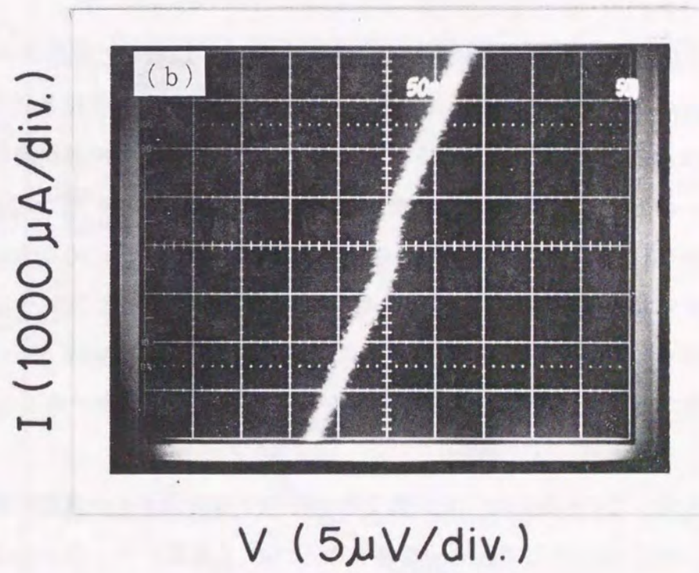


図４－４　I-V特性

(a) n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜　(I_C= 110 μA, R_N=0.36 Ω)

(b) n-InAs基板　(I_C= 600 μA, R_N=0.0021 Ω)

表４－１　超伝導特性の比較（T=2K）

	n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜		n-InAs基板	
$L(\mu m)$	0.36	0.24	0.51	0.51
$d(\mu m)$	0.35	・・・	・・・	・・・
$n(cm^{-3})$	1.5×10^{17}	2.6×10^{18}	2.5×10^{17}	2.4×10^{16}
$\mu(cm^2/V\,s)$	2.1×10^{4}	1.0×10^{4}	1.7×10^{4}	2.5×10^{4}
$I_C(\mu A)$	109.8	600	46	5.3
$R_N(\Omega)$	0.361	0.0021	0.0125	0.13
$I_CR_N(mV)$	0.0396	0.0013	0.0006	0.0007

れたためである。図４－５に、n-InAs基板を用いたものとn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜を用いたもののI_CR_N積の違いを示す。R_Nの増大により、I_CR_N積は、~1μVから~0.1mVに改善されている。

第２章で明らかにしたように、コヒーレンス長は、超伝導近接効果の大きさを決める重要なパラメーターである。コヒーレンス長は、平均自由行程との比較により、dirty limit とclean limit に場合分けされる。第３章で示したようにHall測定およびShubnikov - de Haas測定を用いて、超伝導接合に用いたn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜の電子輸送特性は、T=4.2 Kにおいてn=1.5 x 10^{17} cm^{-3}, μ=2.1 x 10^4 cm^2/Vs, m^*=0.023m_0であることがわかっている。この値を用いて、T=4.2 Kでの平均自由行程とコヒーレンス長を評価すると各々0.23μm と0.34 μmとなる。この結果は、このn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜を用いた超伝導接合がdirty limitでもclean limitでもなくその中間的な場合であることを示している。

図４－６に、このn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜を用いた超伝導接合のI_Cの温度依存性を示す。dirty limit、clean limitそしてgeneralな場合の三つの ξ_Nを用いて、(2-41b)式からI_Cの温度依存性を理論的に求め、実験結果と比較している。この図から明らかなように、三つの理論曲線の内、generalな場合のξ_Nを用いたものが、実験結果と良い一致を示している。これは、上記した平均自由行程とコヒーレンス長を比較した結果と一致

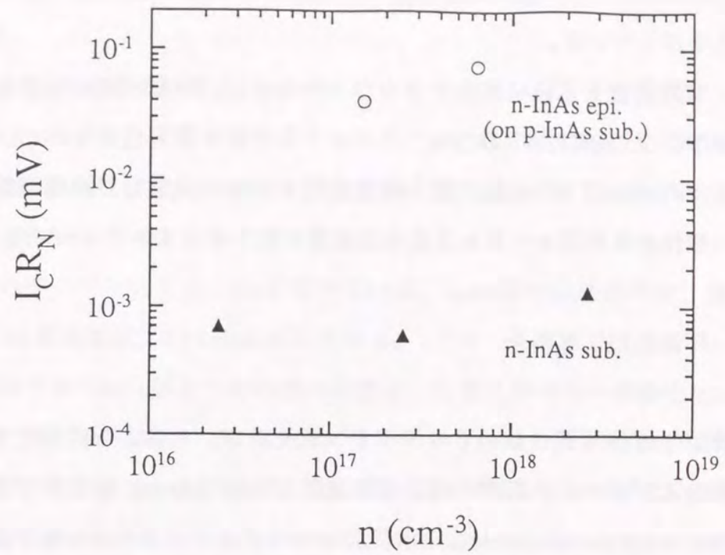


図４－５　n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜とn-InAs基板を用いた超伝導接合のIcRn積の比較

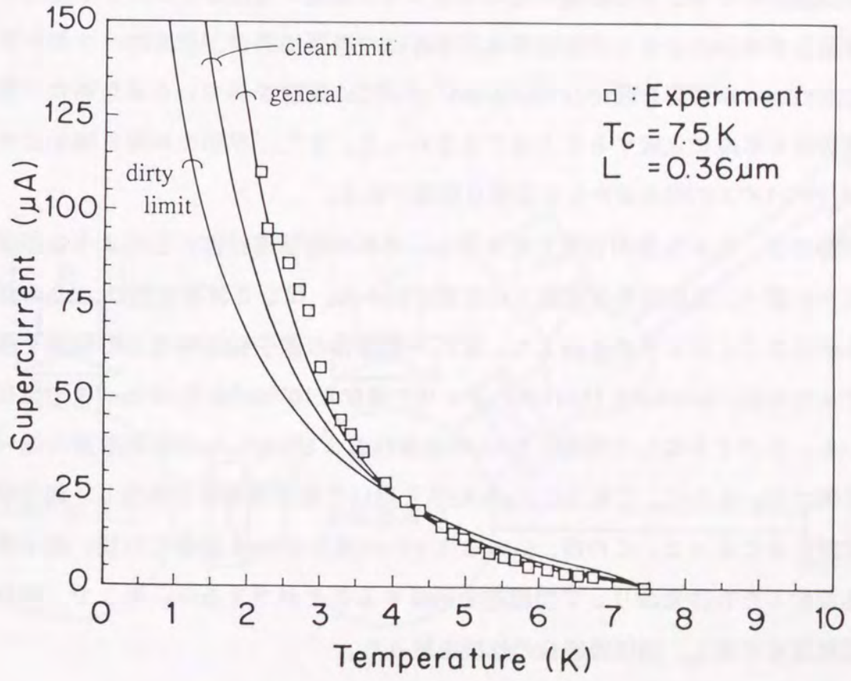


図４－６　Icの温度依存性

しており、n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜が高移動度であるためにもはやdirty limitではなくなっていることを示している。

従来は、有効質量を正確に同定できなかったために、コヒーレンス長を正確に求めることができなかった。このため、このような比較は不可能であった。しかし、本研究によりn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜の電子輸送特性を正確に決定し、超伝導特性と比較した結果一般化されたコヒーレンス長の正当性を明らかにすることができた。

4－3　平面型超伝導接合

超伝導体／半導体界面においてペアポテンシャルが、どのように変化するかは、物理的側面およびデバイス応用の面からも重要な問題である。第2章で示したように、理論的にはde Gennesによって、SN界面でのペアポテンシャルの境界条件は示されている。また実験的には、Kastalskyら[25]が、トンネル測定を用いて、Nishinoら[26]が、Andreev反射法を用いて、界面のペアポテンシャルを求めている。またKleinsasserら[27]は、界面状態の違いによって、電流ー電圧特性が大きく変化することを示している。しかし、超伝導体／半導体の界面状態が、界面のペアポテンシャルにどのような影響を及ぼしているかについては議論されていないために、理論値と実験値を単純に比較することはできなかった。また、界面の影響を明かにすることは、デバイス応用の面からも重要な問題である。

本節では、色々な界面状態を創り出し、それが超伝導特性にどのような影響を与えるかを調べ、実験結果と理論との比較を試みた。異なる界面状態は、Nbの作製条件を変えることにより作り出した。また、半導体の電子輸送特性との関係を明らかにするために、n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜のキャリア濃度を$10^{17}cm^{-3}$から$10^{19}cm^{-3}$まで変化させている。このようにして作製したNbの結晶性およびNb/InAsの界面形態の違いについて調べた。さらに、これらのNb/InAs系を用いて超伝導接合を作製し、超伝導特性の比較をおこなった。この時、n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜上にNbを成長した後、超伝導接合を作製するため従来のリッジ型構造を形成することができない。そこで、新たに平面型構造を考案し、超伝導接合の作製を試みた。

4－3－1　素子構造および作製法

（1）Nb/InAs積層膜の形成

n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜は、第3章で示したようにp-InAs基板(100)面上にMBEによって成長させた。膜構成は、p-InAs基板上に1.0 μm のp-InAs バッファ層があり、その上に0.4 μm のn-InAs チャネル層を持つ構造になっている。n型のドーパントには、Siを、p型のドーパントには、Beを用いている。InAs層の成長条件は、成長温度480°Cで、成長速度は、0.3 nm/secにしている。

MBE成長させたInAs膜上へのNb膜の成長は、(i) 酸化膜のない清浄なInAs上に、Nbを200°Cで成長した場合、(ii) 酸化膜のない清浄なInAs上に、Nbを50°Cで成長した場合、(iii) RF sputter cleaning により、表面酸化膜を除去したInAs上にNbを室温で成長した場合、(iv) 表面酸化膜を除去せずに、Nbを室温で成長した場合の四つの異なる条件で行った。

(i), (ii)の場合のInAs MBE＋Nb蒸着装置を図4－7に示す。は、準備室と金属蒸着室とMBE室の三つのチャンバで構成されている。Nbを蒸着するチャンバとInAsを成長させるチャンバを分けることにより、Nb薄膜への不純物としてのAsの取り込みを無くすことができる。このためInAs成長後、Asの残留ガス圧が、極小になるのを待

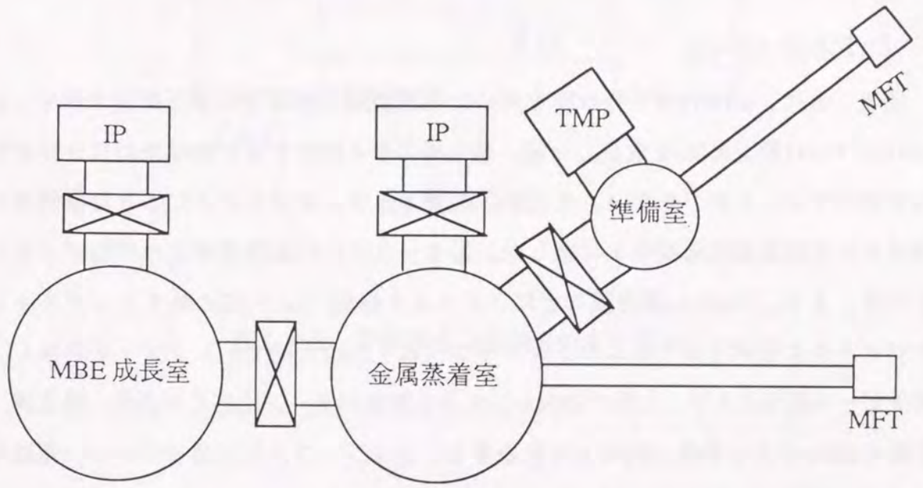
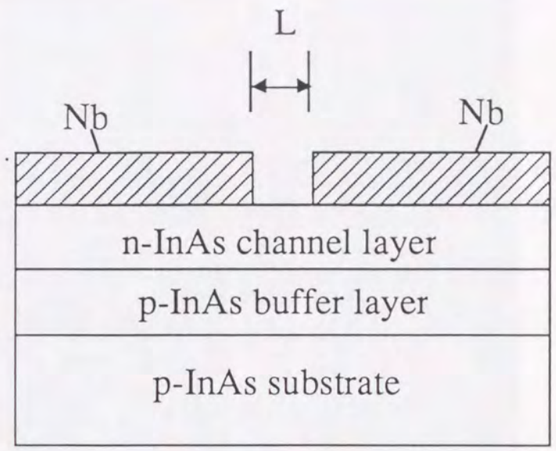


図4－7　Nb/InAs 積層膜形成装置の概略図

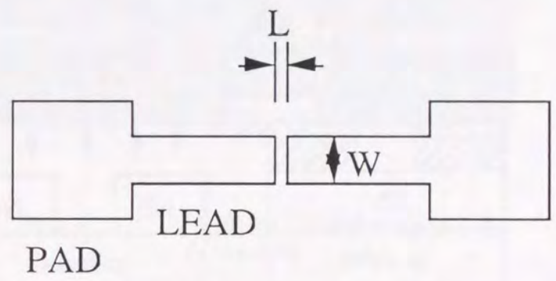
たずに、Nbをバックプレッシャー　1x10^{-10} Torr 以下で、直ちに蒸着することが可能になった。InAsをMBEで成長した後、直ちに試料を金属蒸着室に移し、電子ビーム蒸着により、成長速度　0.6-1.0 nm/sec で、成長温度　T_s =50 ℃と200 ℃で、0.1 μm厚のNb薄膜を成長させた。また、(iii), (iv) の場合には、InAsとして、上記の方法で作製したNb/InAs膜のNbを反応性イオンエッチング（RIE）により、除去したものを用いている。これは、同じInAs膜を用いることにより、超伝導特性の比較を容易にするためである。RIEによるNbの除去に関しては、（2）の作製プロセスにおいて詳しく解説することとし、ここでは除去した後の再度のNb蒸着について説明する。RIEにより、Nbを除去することにより出来たInAs膜を一旦大気にさらした後、上記とは別のNb蒸着／スパッタエッチング装置に挿入する。(iii)の場合には、Nbを蒸着する前に表面酸化膜を除去するために基板表面を 5x10 $^{-3}$ Torr のAr中で、RF power 10Wで10分間、スパッタクリーニングを行い、再び 1x10^{-8} Torr 以下に真空引きした後、Nbを電子ビーム装置により蒸着させる。この時、Arスパッタクリーニングおよびび Nb蒸着の際の基板の温度は室温で、Nb膜厚は、0.1 μmである。また、Ar スパッタクリーニングにより、InAsは10 nm 程度エッチングされる。(iv)の場合は、(iii)のAr スパッタクリーニングを省略しており、他の成長条件は、(iii) の場合と同じにしている。

（2）作製プロセス

図４－８に、n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜を用いた平面型超伝導接合の素子構造を示す。n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜上にNbを成長した後、超伝導接合を作製するため従来のリッジ型構造を形成することができない。そこで、Nbをエッチングすることにより電極構造を形成する平面型超伝導接合を考案した。図４－９にこの超伝導接合の作製プロセスを示す。まず、Nb/InAs積層膜の上にノボラック樹脂（以下AZと略す）レジストとクロロメチル化ポリジフェニルシロキサン（以下SNRと略す）レジストを塗布し、電子ビーム露光により、上層のSNRレジストを電極パターンに応じて感光、現像後、下層のAZレジストをO_2-RIEにより除去する。次に、レジストの残っていない領域のNbをCF_4のRIEにより除去する。InAsは、CF_4-RIEでは、ほとんどエッチングされないので、Nbのみの加工が可能である。加えて、CF_4-RIEはn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜にダメー



(a) 断面図



(b) 電極構造

図４－８　平面型超伝導接合の素子構造

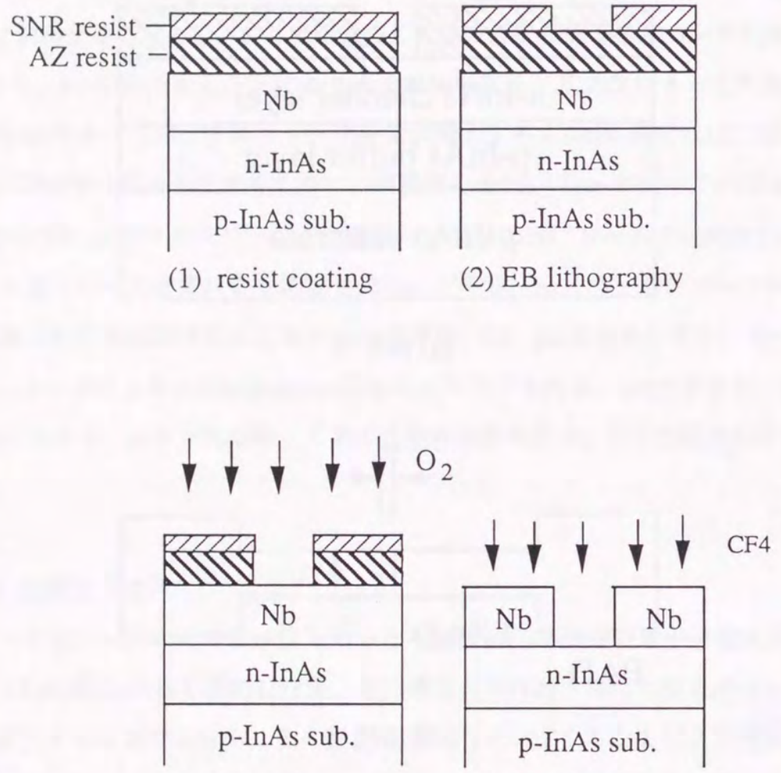


図４－９　平面型超伝導接合の作製プロセス

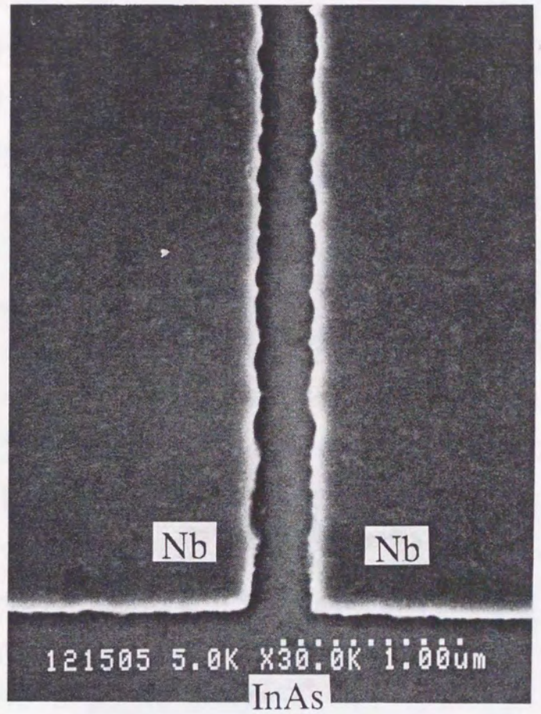


図４－１０　平面型超伝導接合のSEM写真
（x 30000倍）

ジを与えないという利点がある。このことは、ホール測定から得られる移動度に低下が見られないことと、エッチング時間に関わらず、接合に流れる超伝導電流の大きさが変化しないことから理解できる。図４－１０は、このようにして作製したn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜を用いた平面型超伝導接合のSEM写真である。Nb電極間距離　Lは、0.2–0.6 μmで、電極の幅 Wは、80μmである。

４－３－２　結晶構造の評価

結晶性の評価は、透過型電子顕微鏡（Transmission Electron Microscopy、以下TEMと略す）による断面観察および電子線回折を用いて行った[28]。Nbは、InAsよりも硬い物質なので、均一に薄くするのは難しいため、TEM用の試料は、低角度でのArイオンミリングを用いて、界面領域において膜厚が一定になるように作製した。

図４－１１（ａ）と（ｂ）は、酸化膜のない清浄なInAs上に、Nbを200°Cで成長させた試料の電子線回折パターンと断面TEM像である。図４－１１（ａ）から、Nbの回折パターンは、スポット状になっていることがわかる。このことは、Nbが、単結晶成長していることを示している。また、エピタキシャル関係は、BN45としてよく知られている、(001)Nb//(001)InAs, [110]Nb//[110]InAsである[29]。また、X線回折パターンからもNbは、(001)に配向していることがわかる。しかし、図４－１１（ｂ）の断面TEM像から、Nb/InAs界面には1–2nm厚の結晶の乱れた層が存在しており、Nb結晶は、１０度程傾いていることがわかる。結晶の乱れた層は、Nb原子からできており、NbとInAsとの間の格子不整に起因する歪みを緩和していると思われる。

図４－１２（ａ）と（ｂ）は、酸化膜のない清浄なInAs上に、Nbを50°Cで成長させた試料の電子線回折パターンと断面TEM像である。Nbからの回折パターンは、広がった点になっており、多結晶成長していることがわかる。50 °Cの場合に多結晶成長したのは、成長温度が低下したために拡散しにくくなったからだと思われる。一方、TEM像から界面は原子層オーダーで急峻であり、200 °Cの場合に見られたような結晶の乱れた層は存在しないことがわかる。

図４－１３（ａ）と（ｂ）は、RFスパッタクリーニングにより、表面酸化膜を除去したInAs上にNbを室温で成長させた試料の電子線回折パターンと断面TEM像である。この場合にも、50 -Cと同様、多結晶成長していることがわかる。また界面は、平らではなく、うねりが見られるものの結晶の乱れた層は存在していない。

図４－１４（ａ）と（ｂ）は、表面酸化膜を除去していないInAs上にNbを室温で成長させた試料の電子線回折パターンと断面TEM像である。この場合についても、多結晶成長していることがわかる。また界面には、約50 nmのInAsとNbの酸化膜層が存在しているが、NbとInAsの酸化膜を区別することはできていない。

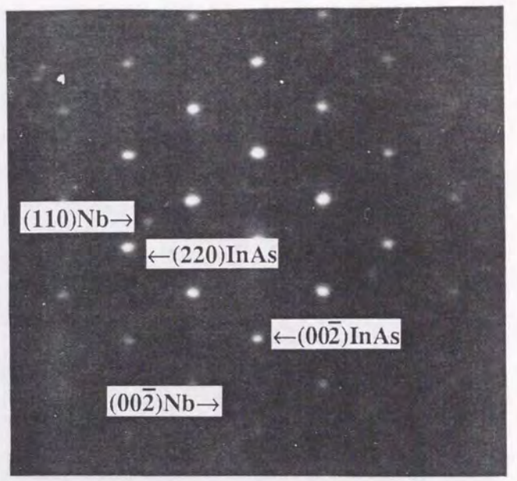
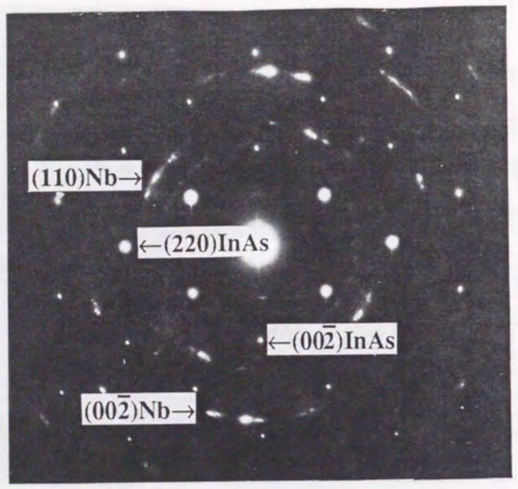
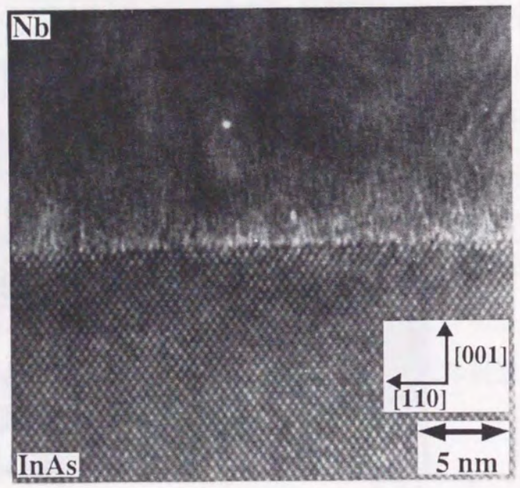


図４－１１　酸化膜のない清浄なInAs上に、Nbを200℃で成長させた試料
（ａ）電子線回折パターンと（ｂ）断面TEM像

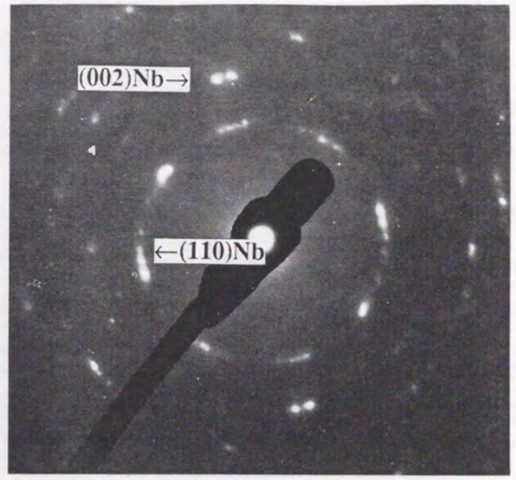


(a)

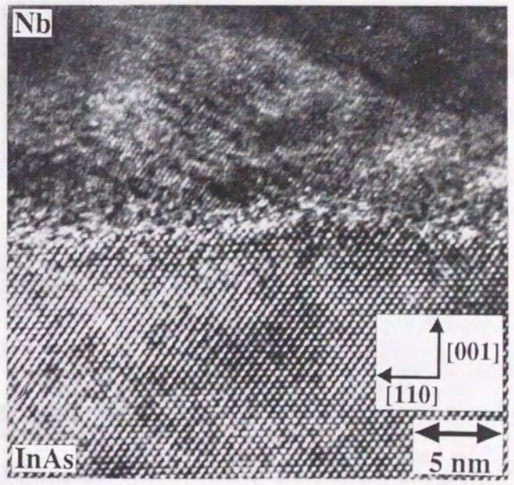


(b)

図４－１２　酸化膜のない清浄なInAs上に、Nbを50℃で成長させた試料
（ａ）電子線回折パターンと（ｂ）断面TEM像

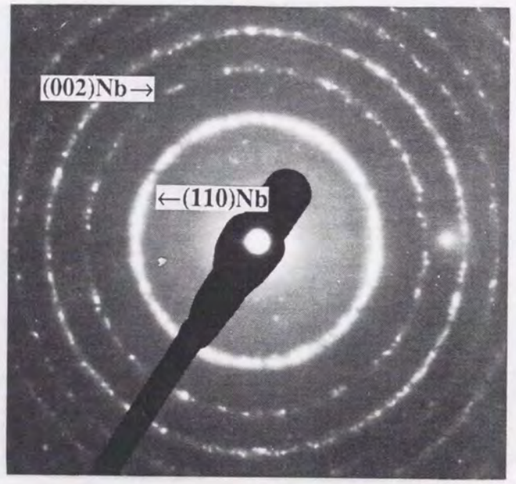


(a)

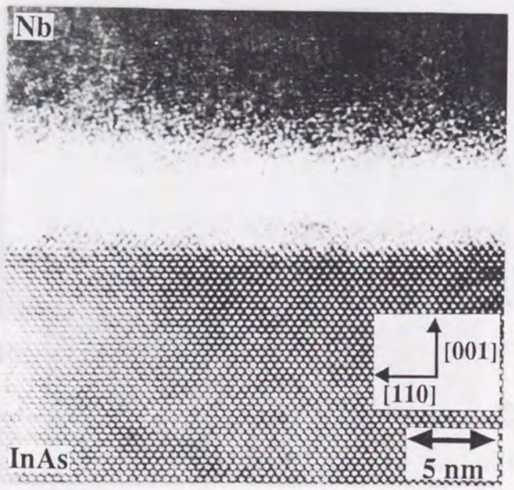


(b)

図４－１３　RFスパッタクリーニングにより、表面酸化膜を除去した
InAs上にNbを室温で成長させた試料
（ａ）電子線回折パターンと（ｂ）断面TEM像



(a)



(b)

図４－１４　表面酸化膜を除去していないInAs上にNbを室温で成長させた試料
（ａ）電子線回折パターンと（ｂ）断面TEM像

４－３－３　超伝導特性

前節の結晶の評価で示したように、異なる成長条件で作製した試料は、各々界面状態に相違が見られる。この節では、これらのNb/InAs膜を用いて作製した平面型超伝導接合により、界面状態の相違が超伝導特性にどのような影響を及ぼすかについて議論する。今後、酸化膜のない清浄なInAs上に、Nbを200 °Cで成長した場合を、"200°C"、酸化膜のない清浄なInAs上に、Nbを50°Cで成長した場合を、"50°C"、RFスパッタクリーニングにより、表面酸化膜を除去したInAs上にNbを室温で成長した場合を、"RF"、表面酸化膜を除去せずに、Nbを室温で成長した場合を、"oxide"と略すこととする。

（１）界面の影響

図４－１５に異なる成長条件で作製したNb/InAs膜を用いて作製したNb/InAs/Nb超伝導接合の最大超伝導電流　I_cの電極間隔依存性を示す。"200 °C"と"oxide"の試料のInAs層のキャリア濃度は、$n = 2.5\times10^{19}$ (cm^{-3})、移動度は、$\mu = 2100$ (cm^2/Vs)である。また、"50 °C"と"RF"の試料の、InAs層のキャリア濃度は、$n = 9.7\times10^{18}$(cm^{-3})、移動度は、$\mu = 4300$ (cm^2/Vs)である。この図から、"200°C"と"50°C"を比較して、I_cの大きさにほとんど違いがないことがわかる。また、"50°C"と"RF"を比較すると、"RF"の方が数倍大きくなっている。酸化膜を除去していない場合には、超伝導電流が流れないことがわかる。前節で説明したように、"50°C"のNb/InAs界面には、結晶の乱れた層はなく、原子層オーダーで急峻である。このことから、"50°C"の界面はNb/InAs/Nb超伝導接合において、理想的な界面であると考えられる。一方、"200°C"の場合には、Nb/InAs界面に結晶の乱れた層が存在しているものの、"50°C"の場合のIcの大きさとほとんど違いがないことから、界面の結晶の乱れた層が、超伝導特性に及ぼす影響は小さいことがわかる。次に、図４－１６に"200°C"と"50°C"と"RF"の場合について、I_cのキャリア濃度依存性を示す。ここで、電極間隔Lは、0.3 μmに統一し、図４－１５から外挿して得られるI_cを用いている。この図から、どのキャリア濃度においても、"RF"の方が、RFスパッタクリーニングをしていない"200°C"や"50°C"

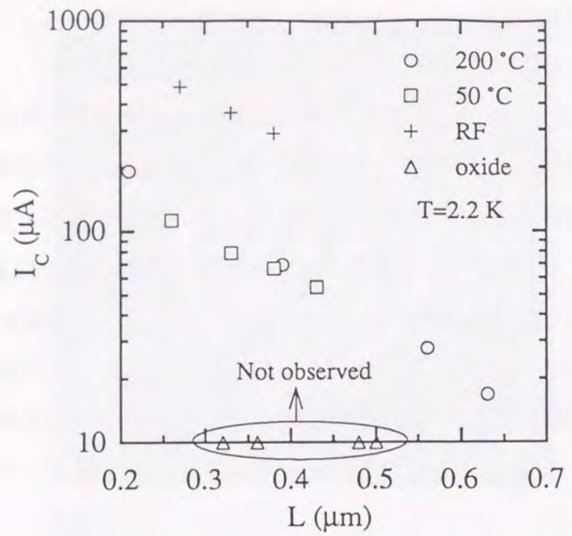


図４－１５　Ic の電極間隔依存性
（Nb成長条件による比較）

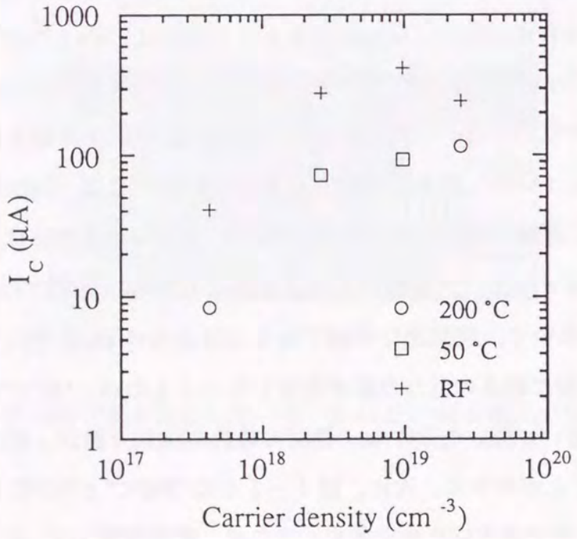


図４－１６　Icのキャリア濃度依存性（Nb成長条件による比較）
Icは、L=0.3 μmの値をもちいている。

よりもI_cが大きいことがわかる。このことから、RFスパッタクリニングには、半導体層のキャリア濃度に関係無く、接合の臨界超伝導電流を大きくする効果があることがわかる。

（２）RFスパッタクリーニングの効果

（１）で、RFスパッタクリーニングには、接合の臨界超伝導電流を大きくする効果があることを示した。まず、RFスパッタクリーニングによって、界面にどのような層が形成されるかを考えてみる。Millea らは、p-InAs表面反転層の表面キャリア濃度が、Arイオン照射により、$1x10^{13}$ cm^{-2} 程度まで増大することを確認している[30]。これは、Arイオンで表面をたたくことにより、点欠陥が形成され、これが格子と相互作用して、浅いドナーレベルを形成するためと考えられている。RFスパッタクリーニングは、ArイオンによりInAs表面をスパッタしていくことから、Arイオン照射と同様の効果があると思われる。このことから考えると、n-InAsについても、p-InAs表面反転層と同様に、表面に高キャリア層が形成されると考えられる。

このことは、RFの試料のノーマル抵抗が、RF sputter cleaning を行っていない試料よりも減少していることからも理解できる。

次に、超伝導電流が主に流れると思われる半導体表面に高キャリア層が形成された場合、超伝導特性にどのような影響を及ぼすかを考えてみる。第２章で示したように超伝導近接効果理論によれば、超伝導体／半導体／超伝導体接合のI_cは、(2-41)式で表される。この式を考慮すると、I_c はキャリア濃度に依存する量であることがわかる。厳密には、コヒーレンス長のキャリア濃度依存性も考慮しなければならないが、どちらにしてもキャリア濃度の増加に対して単調に増加する量である。RFスパッタクリーニングにより、半導体表面に本来の半導体が持っているキャリア濃度よりも、高いキャリア濃度を持つ薄い層が形成されるとすると、I_c は高キャリア濃度層を並列に流れる分だけ本来得られるものよりも大きくなる。従って、同じ半導体層を持つ接合で比較すると、RFスパッタクリーニングによりInAs表面に高キャリア層が形成されることにより、I_cは大きくなると考えられる。

（4）境界条件の検討

超伝導体／半導体界面においてペアポテンシャルが、どのように変化しているかについて、実験結果と理論との比較を試みる。

超伝導体／半導体界面におけるペアポテンシャルの境界条件(2-25a)式の$N(0)$を書き下すと、以下の式になる。

$$\Delta_N / (m_N \cdot n_N^{1/3} \cdot V_N) = \Delta_S / (m_S \cdot n_S^{1/3} \cdot V_S) \qquad (4\text{-}1)$$

ここで、Δ_Sは超伝導体／半導体界面での超伝導体側のペアポテンシャル、$m_N(m_S)$は半導体（超伝導体）の有効質量、$n_N(n_S)$は半導体（超伝導体）のキャリア濃度、V_N (V_S)は半導体（超伝導体）の電子間相互作用である。固体中の周期的イオン原子系を連続媒質とみなしてしまうジェリウムモデルでは、V_Nは以下の式で表される[15]。

$$V_N(q) \propto (q_T^2 + q^2)^{-1} \qquad (4\text{-}2)$$

ここで、q_Tは、トーマス-フェルミ波数で、$q_T^2 = 4e^2 m_N (3\pi^2 n_N)^{1/3}/\pi\hbar^2$である。超伝導体側のパラメーターは、半導体の電気的特性（キャリア濃度、有効質量等）に依存しないと仮定すると、(4-1), (4-2)式から Δ_Nのキャリア濃度依存性を導出することができる。しかし、超伝導／半導体接合において、(4-2)式の 波数 qとして用いるべき値は明確ではない。まずq~0と仮定した場合には、$V_N \propto q_T^{-2}$となり、Δ_Nはキャリア濃度に依存せず、一定の値を持つ。また、qとして自乗平均をとると、$q^2=3q_D^2/5$となる。ここで、q_DはDebyeの切断波数で、$q_D=(6\pi^2 n_N)^{1/3}$である。今回使用したInAs 試料は、$q_D >> q_T$であるから、$V_N \propto q_D^{-2}$となり、(4-1)式から$\Delta_N \propto m_N n_N^{-1/3}$となる。ところが、$m_N$は、図３－６に示したようにフェルミエネルギー依存性、つまりキャリア濃度依存性を持つ。図３－６から得られる有効質量のキャリア濃度依存性を考慮すると、qとして自乗平均をとった場合にも、Δ_Nはキャリア濃度に依存せず、ほぼ一定の値を持つことになる。一方、(2-41b)式を用いてI_Cの実験値から導出したΔ_Nのキャリア濃度依存性を図４－１７および表４－２に示す。ここで、$n_N = 2.47\text{x}10^{19}$ cm^{-3}の試料から

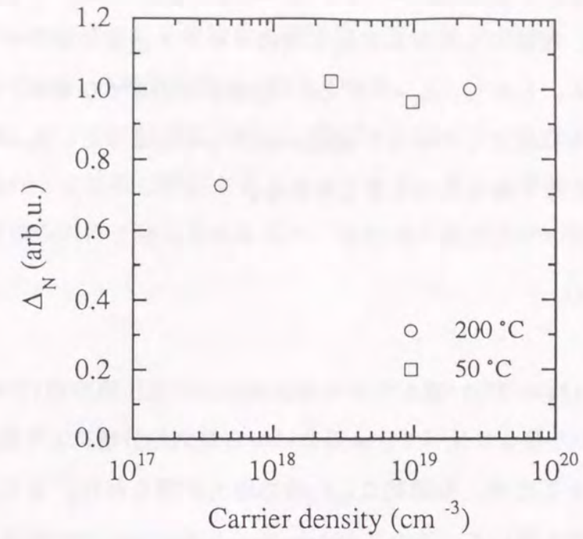


図４－１７　Δ_Nのキャリア濃度依存性
（表４－２の＃１のΔ_Nを１として、規格化）

表４－２　平面型超伝導接合の超伝導特性の比較

	＃１	＃２	＃３	＃４
Nb成長条件	200 °C	50 °C	50 °C	200 °C
n (cm^{-3})	2.5x10^{19}	9.7x10^{18}	2.6x10^{18}	4.2x10^{17}
μ (cm^2/Vs)	2100	4300	10500	15800
m^*/m_0	0.076	0.058	0.034	0.027
ξ_N (μm) at 2.2K	0.18	0.21	0.26	0.21
Ic (μA) at 2.2K[注1)]	116	93	73	8.4
Δ_N at 2.2K[注2)]	1	0.96	1.02	0.72

注1)　L=0.3 μmの値

注2)　＃１のΔ_Nを１として、規格化

求まるΔ_Nを1として、規格化している。その結果、n_N>10^{18} cm $^{-3}$の領域では、実験から得られるΔ_Nは、理論から得られるΔ_Nと同様キャリア濃度に依存せず、ほぼ一定であることがわかる。しかし、n_N ~ 10^{17} cm $^{-3}$程度まで小さくなると、Δ_Nは減少している。これは、ある程度までキャリア濃度が減少してしまうと、Δ_Sが一定であるという仮定が成り立たなくなるためと考えられる。

4－4　まとめ

本章では、n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜を用いた超伝導接合の超伝導特性について検討した。n-InAs基板を用いた接合に比べて、pn接合による電気的分離により抵抗状態でのリーク電流を除去できるため、飛躍的なI_CR_N積の増大が得られた。また、第3章で得られた電子輸送特性を用いて、この系がclean limitとdirty limitの中間領域にあることを、理論との比較により、明らかにした。さらにn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜をMBE法により作製した後、超伝導体であるNbを真空を破ることなく成長させる方法を用いて、界面に酸化膜や加工によるダメージ層の無い接合の作製を可能にし、超伝導特性と界面との関係を明らかにした。

超伝導近接効果において、界面状態の相違が超伝導特性にどのような影響を及ぼすかを調べるために、Nbの作製条件を変化させ、異なる界面状態を作り出した。Nbを50°Cで成長させた場合には、原子層オーダーで急峻なNb/InAs界面が得られる。一方、200°Cで成長させた場合には、単結晶成長するが、界面に結晶の乱れた層が形成されてしまう。しかし、Nb/InAs/Nb超伝導接合のIcの大きさでは両者に差は見られず、結晶の乱れた層が超伝導特性に与える影響は小さいことがわかる。また、RFスパッタクリーニングを行った場合には、"50°C"や"200°C"と比べて、I_Cは増大することがわかった。この原因は、RFスパッタクリーニングにより、InAs表面に高キャリア層が形成されたためと考えられる。このことはRFスパッタクリーニングが、素子特性を向上させる上で、有効であることを示している。一方、界面におけるペアポテンシャルの境界条件を議論するためには、界面近傍に超伝導特性を大きく変化させる層があると正確な比較が困難になるので、50°Cか200°Cで成長させたNb/InAs界面を用いなければならない。そこで、200°Cと50°Cの試料から実験的に得られる

ペアポテンシャルは、n_N >10^{18} cm $^{-3}$の領域においてはキャリア濃度に依存せず一定になることがわかった。これは、半導体の電子間相互作用 V_Nのキャリア濃度依存性を考慮にいれたde Gennes の境界条件と一致している。

この研究では、キャリア濃度依存性を広範囲にわたって比較することにより、de Gennesの境界条件を定性的に検証することができた。更に直接的にΔ_Nを測定するのに十分な材料が得られたと考えられるので、実験的に境界条件の定量化を進めることが可能となった。

第５章　InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ構造の電子輸送特性

５－１　はじめに

第４章で、n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜を用いた超伝導接合の超伝導特性を示したが、二端子特性のみで、第三の電極による超伝導電流の制御はできなかった。これは、n-InAsの電子輸送特性を電界で制御することが困難であったためである。そこで、超伝導三端子素子の実現には、電界効果で制御できる新しい半導体材料の開発が必要不可欠であった。

本章では、n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜よりもさらに高い電子輸送特性を有しかつ電界効果による三端子動作を可能とするために新たに開発したInAs量子井戸を挿入したInAlAs/InGaAs変調ドープ構造の電子輸送特性について述べる。

第３章と同様に、Hall測定及びShubnikov-de Haas測定により、InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ構造の電子輸送特性を正確に求めた。この結果は、第７章で示す超伝導特性の実験と理論との比較に用いている。

５－２　InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ構造の特徴

InAlAs/InGaAs変調ドープ構造を用いた高電子移動度トランジスタ（High Electron Mobility Transistor、以下HEMTと略す）は、AlGaAs/GaAs変調ドープ構造を用いているHEMTに比べ、InGaAsチャネル層の高い電子輸送特性のために優れた高周波特性を示し、実用化への期待が高まっている。これは、InGaAsの高い移動度と飽和電子速度、およびInAlAs/InGaAs界面に形成される二次元電子ガス（two-dimentional gas、以下2DEGと略す）の高い電子濃度に起因している。最近、InGaAsチャネルの電子輸送特性をさらに高めようとする動きが活発である。例えば、InGaAsチャネル層のIn組成を高めるIn-richチャネルの方法[31]では、InP基板と格子整合するIn組成53％で、室温の移動度μ=9900 cm^2/Vsであるが、In組成を65%にすると、μ=11200 cm^2/Vsとなり、13%の改善がなされている。

本研究で、新たに薄いInAs量子井戸を挿入したチャネル構造を提案した。この構造の利点は、InAs層の厚さ、挿入位置を最適化することにより、電子をInAs層内に閉じ込め、高速でかつ閉じ込めの良い2DEGが形成できることである。また、このチャネル構造は、セル温度の変更やそれに伴う成長中断を必要とせず、従来構造のHEMTの成長工程を大幅に変更することなく成長できる利点もある。

５－３　順構造

図５－１は、InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ順構造の層構成を示している。通常、キャリア供給層がチャネル層の上部にある構造を順構造と呼ぶ。この構造は、Feドープの半絶縁性InP(100)基板上にMBE法により成長した。

比較のための基準とした従来のエピ構造は、下層から(1)undoped(以下udと略す)-InAlAsバッファ層、(2)ud-InGaAsチャネル層、(3)ud-InAlAsスペーサ層、(4)n$^+$-InAlAs

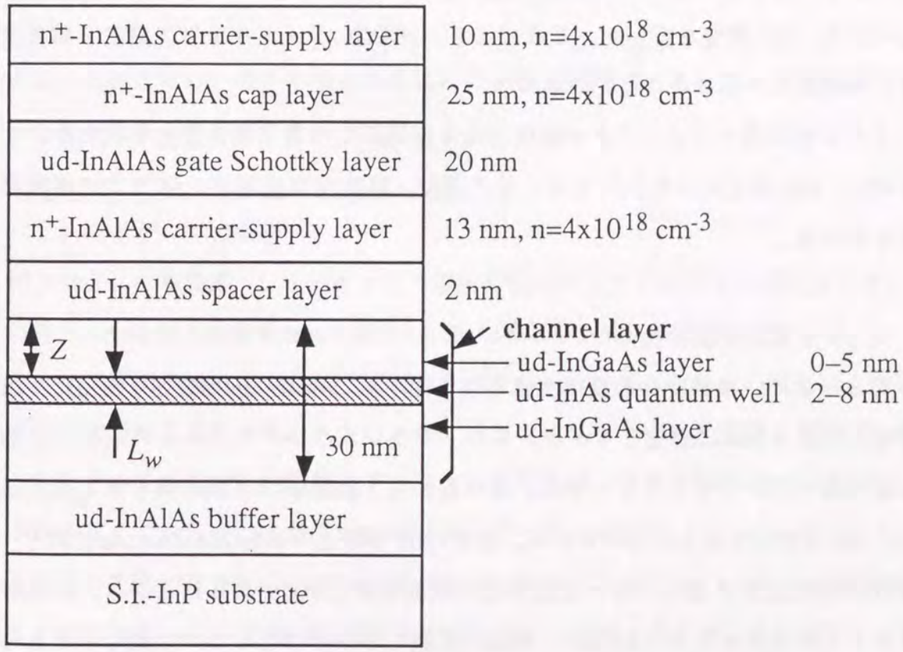


図５－１　InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ順構造の層構成

キャリア供給層、(5)ud-InAlAsゲートコンタクト層、(6)n^+-InAlAsキャップ層、(7)n^+-InGaAsキャップ層で、構成されている。InGaAsとInAlAsは、InP基板と格子整合しており、組成は$In_{0.53}Ga_{0.47}As$, $In_{0.52}Al_{0.48}As$ である。また、n^+層の不純物濃度は、$4x10^{18}$ cm^{-3}である。

一方、InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ順構造は、この従来構造のInGaAsチャネル層中に、スペーサ層からの距離 Zが0 ~ 5nmの位置に、厚み L_wが2 ~ 5nmのInAs層を挿入している。但し、チャネル層のトータル膜厚（30nm）は、変らないようにしている。また、その他の構造はすべて同じである。

5－3－1　シートキャリア濃度、移動度の評価

まず、InAs層挿入の有効性の確認とMBE成長条件とエピ構造の最適化のために、室温でのHall測定を行った。Hall測定は、クローバリーフ形状の試料を用いて、Van der Pauw法により測定している。また、キャップ層やキャリア供給層内の電子によるパラレルコンダクションの影響を取り除くために、表面から徐々にエッチングをしながら、Hall測定を行った。これにより、2DEGのシートキャリア濃度、移動度を正しく評価できるようにしている。

さらに超伝導トランジスタを動作させる極低温での電子輸送特性を明らかにするために、Hall測定によりシートキャリア濃度、移動度の室温から5Kまでの温度依存性を調べた。

（1）成長温度依存性

図5－2に、移動度の成長温度依存性を示す。この時、InAs層厚を2nmに、InAs層挿入位置を3nmに固定している。また、パラレルコンダクションの有無による移動度の違いについても示している。この図から、良質なエピ膜が得られる成長温度は、460~490°Cであることがわかる。通常のInP基板上へのInGaAs/InAlAs変調ドープ構造のMBE成長の場合には、成長温度の最適値が550°Cであることから、InAs層挿入チャネルの場合には、60°C以上低温で成長しなければならない。但し、これらの温度は基板加熱機構の設定値であり、実際の基板表面の温度は490°C設定で約300°C

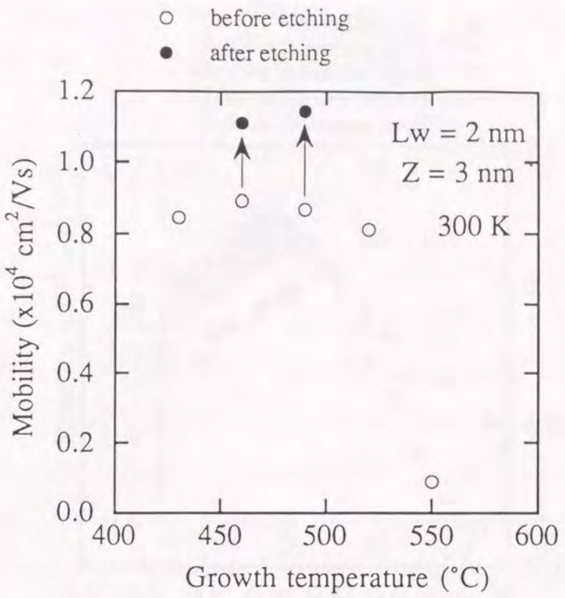


図5－2　移動度の成長温度依存性

である。このことは、格子不整による歪みの影響を抑制するために、成長温度を下げる必要があることを示している[32]。

（2）エッチングの影響

図5－3に、移動度 - シートキャリア濃度特性のエッチングによる変化を示す。この時、InAs層挿入位置を3nmに固定し、InAs層厚を2~5nmに変化させている。シートキャリア濃度が、~$3.7x10^{12}$ cm^{-2}までは、パラレルコンダクションの除去による移動度の増大が得られている。しかし、それ以上のエッチングは、急激な移動度の低下を示している。またInAs層挿入チャネルの変化量が、従来構造と比べて大きいことがわかる。これらのことから、InAs層挿入チャネルの場合、エッチングによるバンド構造の変化が移動度に及ぼす影響が極めて大きいこと示している。この原因として、2DEGがInAs層中の最適位置からずれるためと推測されるが、まだ明かにできてはいない。

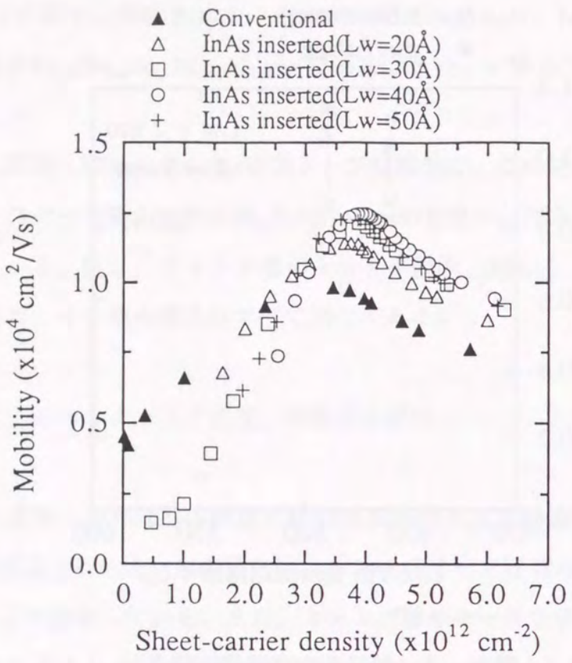


図５－３　表面からのエッチングによるシートキャリア濃度の減少に伴う移動度の変化

（３）エピ構造依存性

図５－４に、InAs層挿入位置が2.5nmと3nmの場合について、移動度のInAs層厚依存性を示す。この図では、エッチングにより得られる最大の移動度、つまりパラレルコンダクションの影響を除去した2DEGの移動度で比較を行っている。この図から、InAs層厚が2－6nmの場合には、従来構造よりも移動度が上昇し、移動度が最大になる膜厚は、4nmであることがわかる。しかし、L_w=5nmで移動度の低下が見られ、この理由として、P.R.Bergerらが指摘している歪みによる表面荒れが考えられる[33]。またG-I. Ngらが、InP基板上の$In_{0.93}Ga_{0.07}As$層の臨界膜厚を約6nmと見積もっていることから、InAs層の臨界膜厚を越えてしまった可能性もある[34]。

図５－５に、移動度のInAs層挿入位置依存性を示す。InAs層厚は、4nmに固定している。この図も図５－４と同様に2DEGの移動度で比較を行っている。この図か

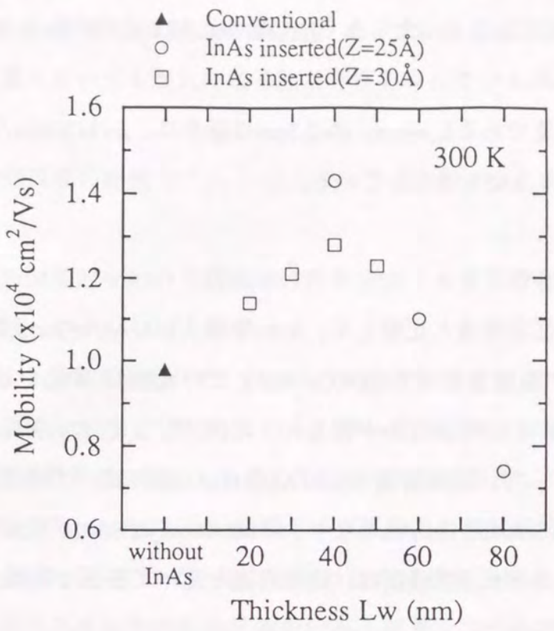


図５－４　移動度のInAs層厚依存性

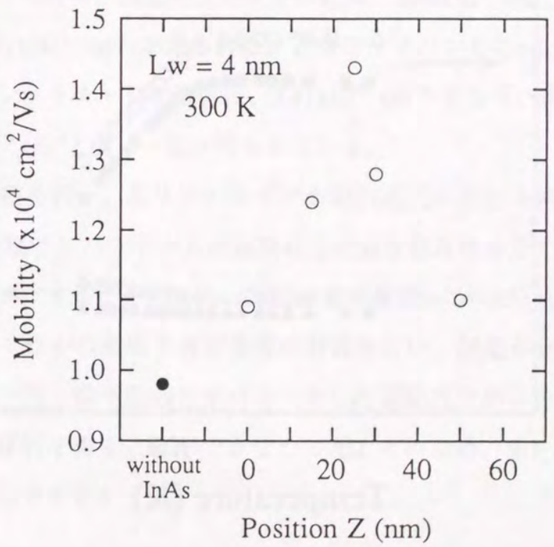


図５－５　移動度のInAs層挿入位置依存性

ら、移動度が最大になるInAs挿入位置は、2.5nmであることがわかる。この挿入位置は、2DEGの波動関数をもっとも良くInAs層中に閉じ込められる条件に対応しているものと推定される。

最適なエピ構造であるL_w=4nm, Z=2.5nmの場合に、μ=14300cm^2/Vsが得られ、移動度は従来構造よりも45%増大している。

（4）温度依存性

図５－６に、従来構造と比較して、InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ順構造のシートキャリア濃度及び移動度の5–300Kでの温度依存性を示す。室温で、n_s= 4.11x10^{12} cm^{-2}, μ =15000 cm^2/Vsが得られ、~10Kで、n_s=3.47x10^{12} cm^{-2}, μ =55600 cm^2/Vsが得られた。一方、従来構造のInAlAs/InGaAs変調ドープ順構造の場合には、n_s= 3.08x10^{12} cm^{-2}, μ =10100 cm^2/Vsとなり、~10Kで、n_s=2.96x10^{12} cm^{-2}, μ =35400 cm^2/Vsであった。シートキャリア濃度は、従来構造と比べて室温で30%、10Kで20%の増大

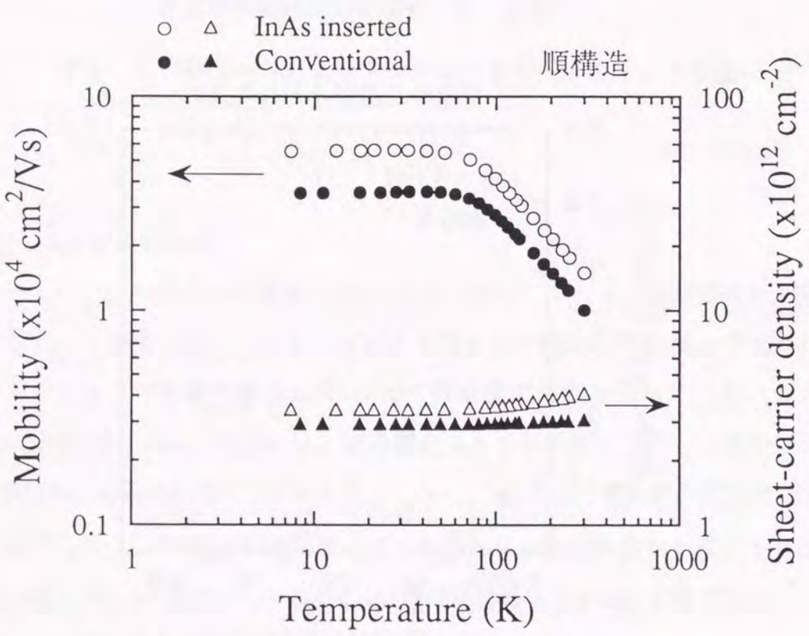


図５－６　シートキャリア濃度および移動度の温度依存性

が得られている。また、移動度は室温で50%、10Kで60%の改善が得られている。

このことから、InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ順構造は、超伝導トランジスタが動作する極低温においても優れた電子輸送特性を有していることがわかった。

５－３－２　有効質量の評価

第３章と同様にSdH測定を用いて超伝導特性を決定する重要なパラメータである有効質量の導出を行った。

SdH測定は、Hall - bar構造を用いて、6Kから35Kまでの温度範囲で行った。磁場は、試料の表面に垂直に8Tまで印加している。用いた試料は、前項のHall測定による電子輸送特性の温度依存性に用いたものと同じウエハから劈開して作製している。図５－７に、InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ順構造の磁気抵抗を示す。この図から、複数の振動周期が存在していることがわかる。磁気抵抗を一次微分した後Fourier変換により振動の周波数成分の分離を行った結果、二つの振動周期が得られた。これは、電子が基底サブバンドと第一励起サブバンドに存在していることを示している。SdH振動の周期から、(3-2)式を用いて各サブバンドのシートキャリア濃度n_Sを導出した。その結果、基底サブバンドのn_{S0}は、2.94x10^{12} cm^{-2} 、第一励起サブバンドのn_{S1}は、4.71x10^{11} cm^{-2} が得られた。二つのサブバンドのn_Sを足し合わせて得られるトータルのシートキャリア濃度は、3.41x10^{12} cm^{-2} となり、前項でHall測定により求めた3.47x10^{12} cm^{-2}と良い一致が得られている。

次に逆Fourier変換を行い、各サブバンドでの磁気抵抗の振動を再生した。図５－８に、4.36Tでの基底サブバンドからの振動成分の温度依存性を示す。(3-3)式と実験結果をフィッティングすることにより、電子の有効質量m^*が0.051m_0であることがわかった。同様にいくつかの磁場で有効質量の計算を行い、誤差が±0.001程度であることを確認した。一方、第一励起サブバンドからの振動成分が小さかったために、振動成分の温度依存性を得ることができなかった。そのため、第一励起サブバンドの有効質量は、導出できなかった。

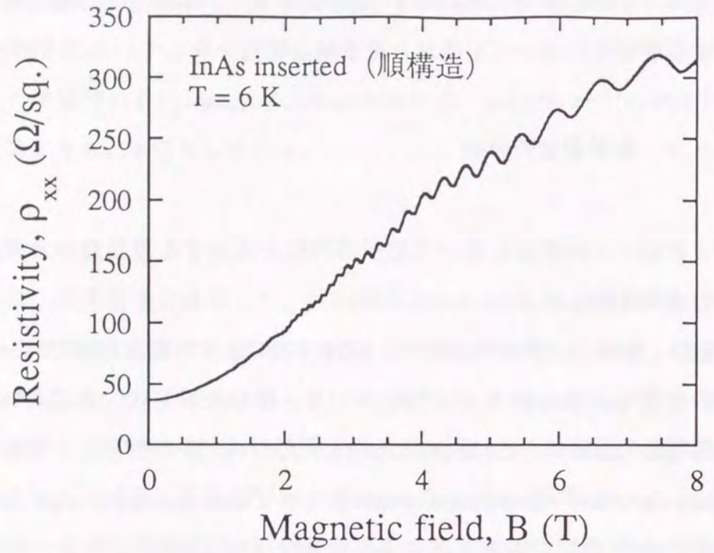


図５－７　InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ順構造の磁気抵抗

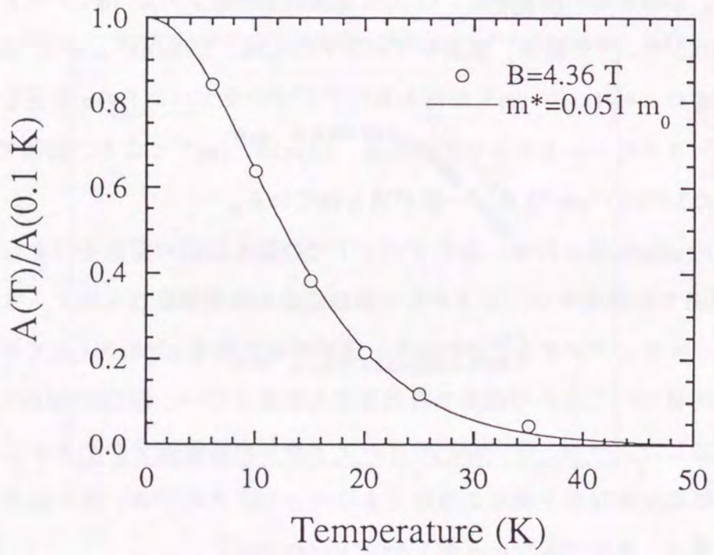


図５－８　基底サブバンドからのSdH振動の温度依存性

５－３－３　電子速度の評価

高電界での電子速度の増大は、HEMTのような常伝導のデバイス特性を向上させる上で非常に重要である。そこで、InAs層挿入により、電子速度の増大が得られるかどうかの検討を行った。また、電子速度を新たに考案した簡便な方法で導出するとともに、DC測定とパルス測定の二つの方法の比較を行っている。この測定に用いた試料のキャリア濃度と移動度は、電子速度の測定結果と一緒に表５－１に示している。

（１）測定方法

図５－９に、測定に用いた試料形状を示す。斜線部は、リセスエッチングを行った領域を示しており、この領域の長さ *L*が異なる、30, 40, 50, 70μmの４つの試料がある。ここで、リセスエッチングとはキャップ層およびキャリア供給層によるパラレルコンダクションを無くすために、チャネルの一部にキャップ層やキャリア供給

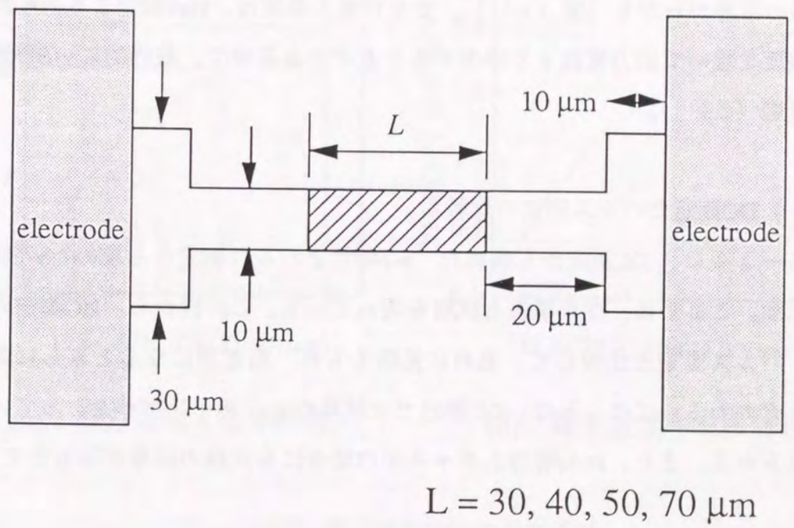


図５－９　電子速度測定用試料

層を除去した部分を形成する方法のことである。このリセスエッチングは、デバイス作製時にも行うため、デバイス動作時と同条件にするためにここでも行っている。

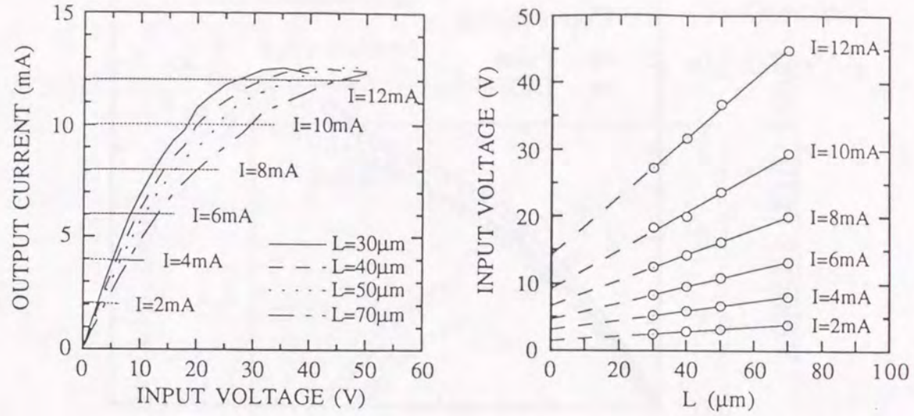
DC測定の場合には、Hewlett-Packard製 HP 4145B semiconductor parameter analyzer を用いて、入力電圧と試料に流れる電流を測定した。一方、パルス測定の場合には、パルス幅、800nsで、入力電圧は、50V電源からアッテネータを用いてを0~45dBの幅で変化させて測定している。また、各々の入力電圧に対する出力電圧と試料に直列につながれた50Ωの抵抗から試料に流れる電流を求めている。

（2）電子速度の導出

図５－１０（ａ）～（ｄ）に、電子速度ー電界特性（*v-E*特性）を導出する解析手順を示す。ここでは、従来構造の試料をパルス測定した結果を用いている。まず異なる*L*について、各々入力電圧に対する出力電流を測定する［図（ａ）］。この図（ａ）から、一定の出力電流の場合の入力電圧の*L*依存性を求める［図（ｂ）］。図（ｂ）のｙ切片は、リセスエッチングした領域以外での電圧降下分を示している。また、入力電圧の*L*依存性が、直線にのることから、リセスエッチングした領域に一定電界がかかっていることがわかり、直線の傾きから、各々の出力電流時の電界がわかる［図（ｃ）］。さらに電子速度は、Hall測定より得られたキャリア濃度を用いて出力電流より導出することができるので、最終的に*v-E*特性が得られる［図（ｄ）］。

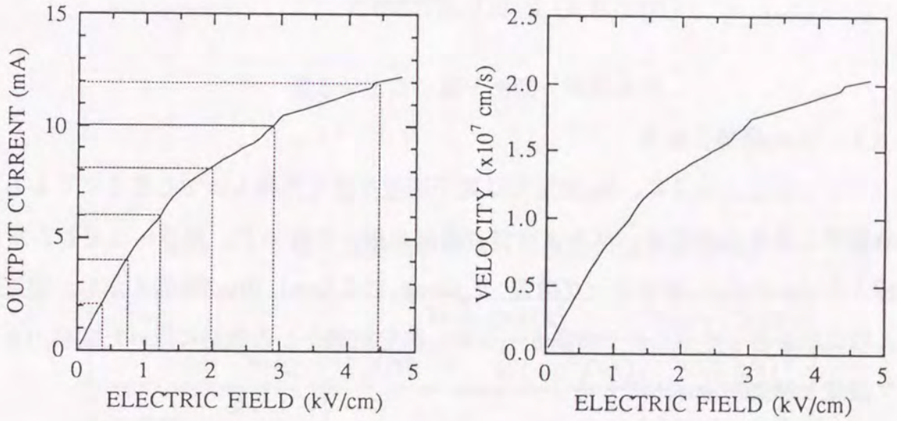
（3）DC測定とパルス測定の比較

図５－１１に、DC測定から求めた　*v-E*特性とパルス測定から求めた*v-E*特性の比較を示す。ここでは、従来構造の試料を用いている。この図から、DC測定の電子速度は、パルス測定と比較して、低めに見積もられ、高電界になるとさらに顕著になることがわかる。このことは、DC測定では試料のヒーティングがおこっているためと考えられる。また、InAs層挿入チャネルの場合にも同様の結果が得られている。



(a)　出力電流 - 入力電圧特性

(b)　入力電圧のL依存性
（電流一定時）



(c)　出力電流 - 電界特性

(d)　電子速度 - 電界特性

図５－１０　電子速度測定の解析手順

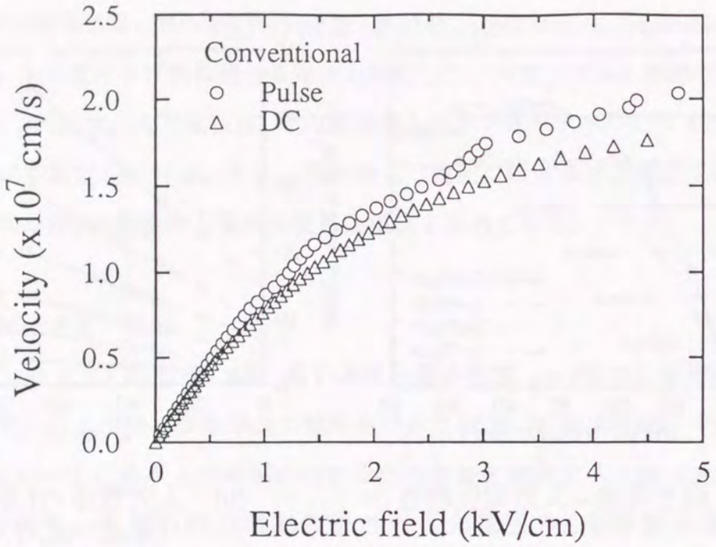


図５－１１　電子速度－電界特性のパルス測定とDC測定による比較

（４） InAs層挿入効果

（３）で示したように、DC測定では電子速度を低く見積もってしまうことから、InAs層挿入効果の確認は、パルス測定の結果を用いて行った。図５－１２に、InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ構造（L_w=4nm, Z=2.5nm）の*v-E*特性を示し、従来構造との比較を行っている。また表５－１に、測定結果とこの測定に用いた試料のキャリア濃度と移動度を示している。

E=0.7kV/cm以下の低電界では、両方とも*v-E*特性は線形であり、傾きはHall測定から得られる移動度にほぼ一致している。また高電界（*E*=4.8kV/cm）での電子速度は、従来構造では2.04x10^{7}cm/sであり、この値は、W-P. Hongらによって報告されている値とほぼ一致している[35]。一方、InAs層を挿入した場合には、2.28x10^{7}cm/sになっており、電子速度は約15%増大している。

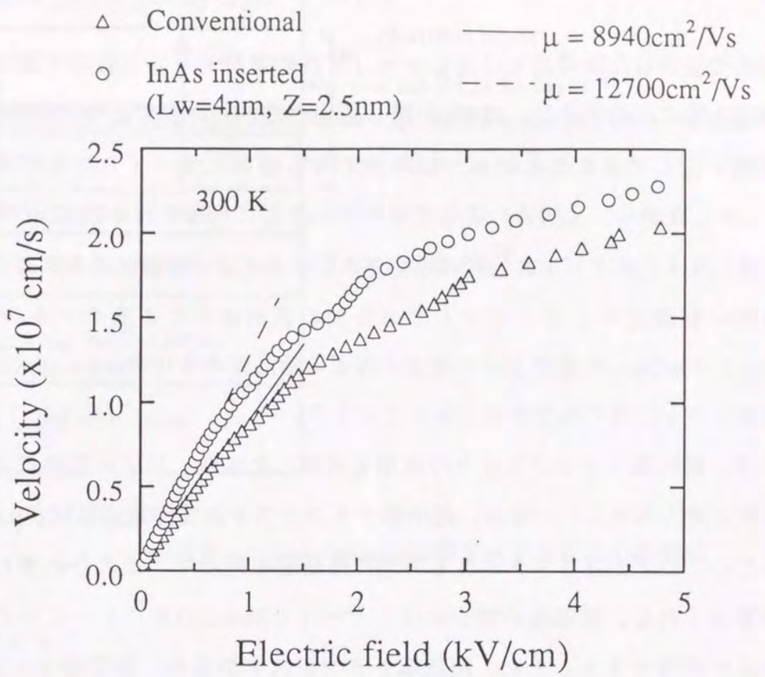


図５－１２　電子速度－電界特性

表５－１　電子速度測定に用いた試料の電子輸送特性

	Hall (300K)		Pulse (300K)
	n_S (cm^{-2})	μ (cm^2/Vs)	v (cm/s) #
従来構造	3.76 x 10^{12}	8940	2.04 x 10^7
InAs 層挿入 (Lw=4nm, Z=2.5nm)	3.84 x 10^{12}	12700	2.28 x 10^7

電子速度 v の値は、E=4.8(kV/cm) での測定

5－4　逆構造

前節で説明した順構造とは逆にキャリア供給層がチャネル層の下部にある構造を逆構造と呼ぶ。逆構造は、2DEGの閉じ込めが優れていることやゲート電極と2DEGの距離を短くできることから、順構造よりも優れたデバイス特性が期待できる[36-37]。しかしながら、逆構造の場合にはヘテロ界面に形成される2DEGの移動度が一般的に低くなるためデバイス特性は期待されているほどの改善は得られていなかった。この低い移動度は、ドーパントであるSiの表面偏析によるチャネル層の汚染、InAlAs上へInGaAsを成長させた場合の界面の結晶性の劣化やInAlAs/InGaAs界面での不純物トラップ等の原因が考えられている[36]。

一方、超伝導トランジスタへの適用を考慮した場合、以下の理由によって逆構造が有利と考えられる。一つは、超伝導トランジスタの動作電流領域がμAオーダーであるため、わずかなリーク電流も特性に悪影響を及ぼす。そのため優れたゲート耐圧が要求される。逆構造の場合には、ゲートと2DEGの間にドーピング層が無く高い耐圧が期待できる。また、超伝導トランジスタの場合、超伝導体と2DEGを直接コンタクトさせる必要があるため、チャネル層の上部はエッチングにより除去しなければならない。そのため、上部にキャリア供給層がある順構造の場合、エッチングにより超伝導体直下の2DEGが消失してしまう。しかし、下部にキャリア供給層がある逆構造の場合には、シートキャリア濃度の減少は免れないものの2DEGが完全に消失することはない。これらのことから、超伝導トランジスタへの適用を考慮して、InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ逆構造についても電子輸送特性を明らかにしていく。

図５－１３は、InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ逆構造の層構成を示している。この構造は、順構造と同様、Feドープの半絶縁性InP(100)基板上にMBE法により成長した。

比較のための基準とした従来のエピ構造は、下層から(1)ud-InAlAsバッファ層、(2)n^+-InAlAsキャリア供給層、(3)ud-InAlAsスペーサ層、(4)ud-InGaAsチャネル層、(5)ud-InAlAsゲートコンタクト層で、構成されている。また、n^+層の不純物濃度は、

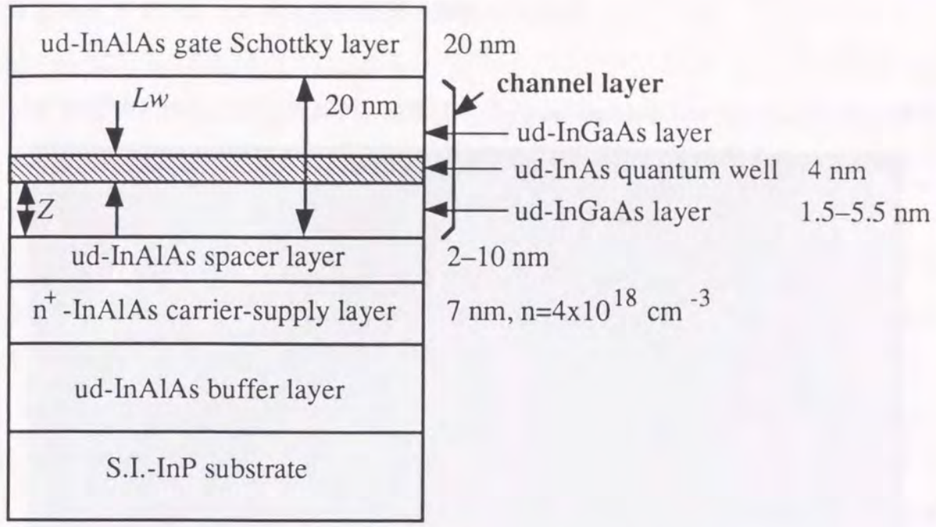


図５－１３　InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ逆構造の層構成

$4x10^{18}cm^{-3}$である。

一方、InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ逆構造は、この従来構造のInGaAsチャネル層中に、スペーサ層からの距離 Zが1.5~5.5nmの位置に、厚み L_wが4nmのInAs層を挿入している。但し、チャネル層のトータル膜厚（20nm）は、変らないようにしている。また、その他の構造はすべて同じである。InAs層厚の最適値は、逆構造と順構造で同じであると考えられるので、順構造で最大の移動度が得られた厚さに固定している。

このようにして作製したInAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ逆構造（L_w=4nm, Z=2.5nm）の断面TEM像を示す。InAs層とInGaAs層で明瞭なコントラストの差異があり、InGaAs層とのミキシングによるInAs層の消失もなく、ほぼ設計値通りの厚さのInAs層になっていることがわかる。また格子不整による欠陥の発生もなく、InAs層厚4nmでは臨界膜厚以下であることがわかる。さらにInAs/InGaAs界面は、極めて平滑であった。これらのことから、良好な結晶性を有するInAs層が形成できたと考えられる。

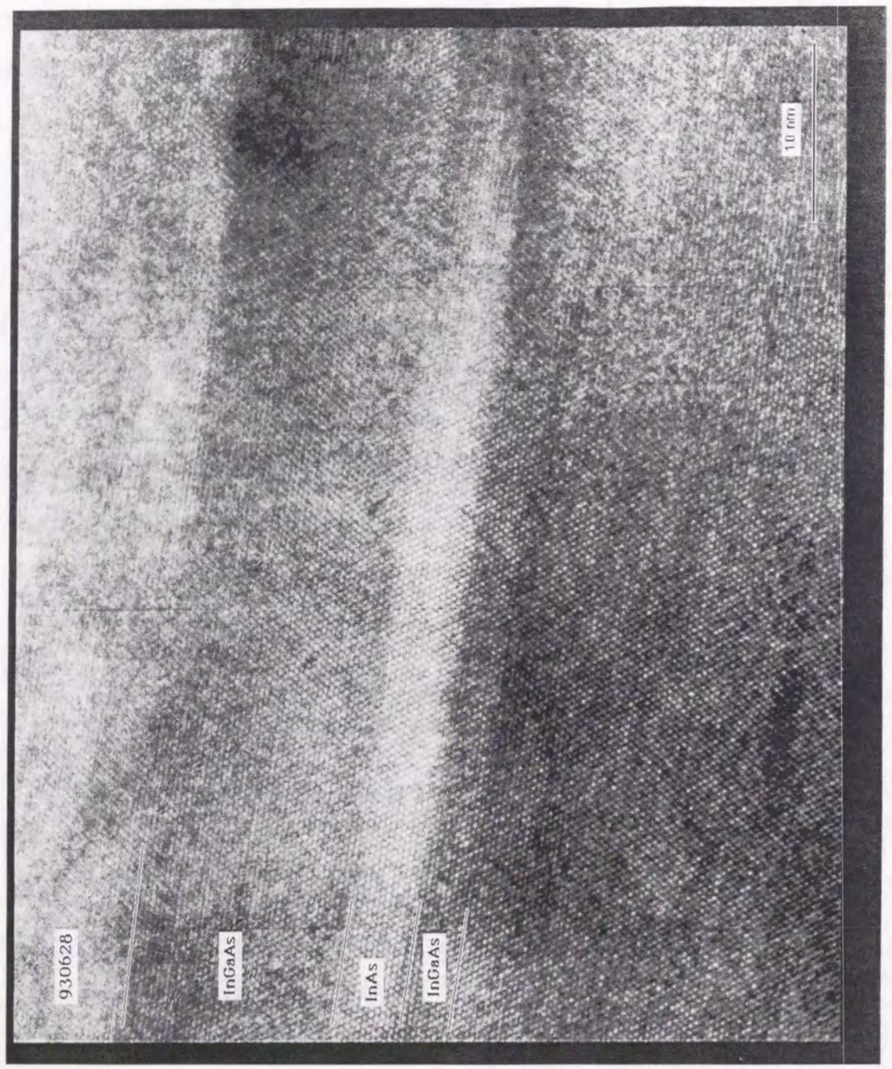


図５－１４　InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ逆構造の断面TEM像

５－４－１　シートキャリア濃度、移動度の評価

まず室温でのHall測定により、逆構造におけるInAs層挿入が順構造以上に有効であることを示す。Hall測定は、順構造と同様、クローバリーフ形状の試料を用いて、Van der Pauw法により測定している。

さらに超伝導トランジスタを動作させる極低温での電子輸送特性を明らかにすることとInAs層挿入による移動度の改善の原因を明らかにするために、Hall測定によりシートキャリア濃度、移動度の室温から5Kまでの温度依存性を調べた。

（１）エピ構造依存性

InAs層厚の最適値は、臨界膜厚により制限されているので、順構造と逆構造に差異があるとは考えられない。そのため、InAs層厚は順構造で最大の移動度が得られた4nmに固定している。一方、InAs層挿入位置の最適値は、バンド構造に依存して変化すると考えられるので、逆構造についても調べた。

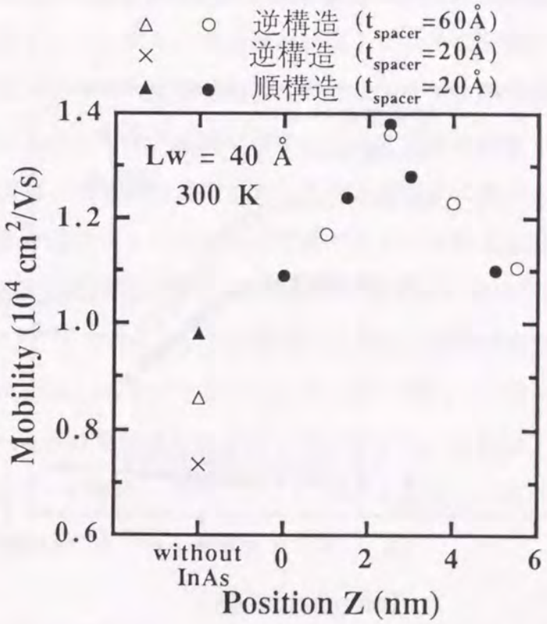


図５－１５　移動度のInAs層挿入位置依存性

図５－１５に、移動度のInAs層挿入位置依存性を示す。この図から、移動度が最大になるInAs挿入位置は、2.5nmであることがわかる。またInAs層挿入構造の場合には、順構造、逆構造ともに従来構造に比べて移動度の改善が得られ、さらにその大きさはほぼ同程度であった。しかし、InAs層を挿入していない従来構造の移動度は、順構造の場合と比べて、逆構造の場合には著しい低下が見られる。これは、上述したように逆構造にした場合の一般的な傾向である。図５－１３のInAlAsスペーサ層を厚くすることにより、多少の改善は得られるが順構造と同程度の移動度は得られていない。InAs層挿入構造の場合には、このような逆構造による移動度の低下が見られず、InAs層挿入により移動度の著しい改善が得られた。その結果、L_w=4nm, Z=2.5nmの場合に、従来構造と比較して、順構造の場合には移動度が45％の増大であったが、逆構造の場合にはμ=13600cm^2/Vsが得られ、移動度は80%も増大している。

（２）温度依存性

図５－１６に、従来構造と比較して、InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ逆構造のシートキャリア濃度及び移動度の5–300Kでの温度依存性を示す。ここで、L_w=

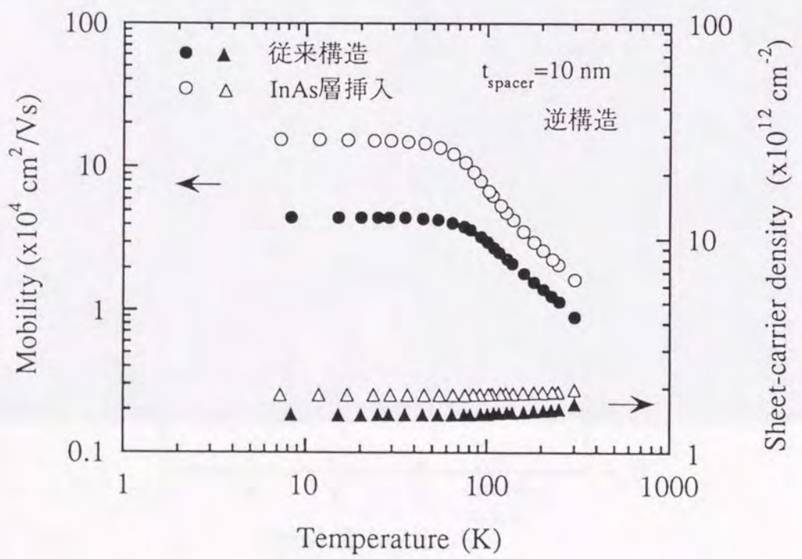


図５－１６　シートキャリア濃度および移動度の温度依存性

4nm, Z=2.5nm, スペーサ層厚　t_{spacer}=10nmの試料を用いている。室温で、n_s=1.96x10^{12} cm^{-2}, μ=16500 cm^2/Vsが得られ、~10Kで、n_s=1.86x10^{12} cm^{-2}, μ=155000 cm^2/Vsが得られた。一方、従来構造のInAlAs/InGaAs変調ドープ逆構造の場合には、n_s=1.69x10^{12} cm^{-2}, μ=8940 cm^2/Vsが得られ、~10Kで、n_s=1.50x10^{12} cm^{-2}, μ=44600 cm^2/Vsであった。シートキャリア濃度は、従来構造と比べて室温で15%、10Kで25%の増大が得られている。また、移動度は室温で85%、10Kで250%の改善が得られている。特に低温の移動度は、順構造も含めて今まで報告されているInAlAs/InGaAs変調ドープ構造の移動度の中で最も大きい。このことから、InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ逆構造は、超伝導トランジスタが動作する極低温においても優れた電子輸送特性を有していることがわかった。

次にInAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ逆構造の移動度を支配している散乱要因について検討を行った。30K以下で、移動度はInAs層挿入と従来構造ともにほぼ一定値になっていることがわかる。これは、低温での移動度がイオン化不純物散乱や合金散乱のような温度依存性の無い散乱要因に支配されていることを示している[38]。しかし、合金散乱が支配的であると考えられている$In_{0.53}Ga_{0.47}As$/InP変調ドープ逆構造の移動度が、4.2Kで190000 cm^2/Vs程度であり[39]、従来構造の44600 cm^2/Vsよりもはるかに大きいことから、合金散乱に関してはその影響は小さいことがわかっている。つまり、この系の低温での散乱要因はイオン化不純物散乱が支配的であることがわかる。このことは、次項で示すスペーサ層厚依存性からも理解できる。一方、100K以上では、移動度は温度に対して指数関数的に減少している。これは、高温での輸送特性が極性フォノン散乱に支配されていることに起因している。この高温領域での移動度の温度依存性は、InAs層挿入逆構造の場合、$T^{-1.24\pm0.04}$となり、従来構造の場合、$T^{-0.99\pm0.03}$であった。InAs層挿入の場合の温度依存性は、従来構造よりもIn組成の高い$In_{0.65}Ga_{0.35}As$をチャネルにした場合に得られた値と同程度である[40]。一方、従来構造の場合は温度依存性が弱くなっている。これは、温度に依存しないイオン化不純物散乱の影響が、極性フォノン散乱と比較して高温領域においても無視できないほど大きいためであると考えられる。

（３）スペーサ層厚依存性

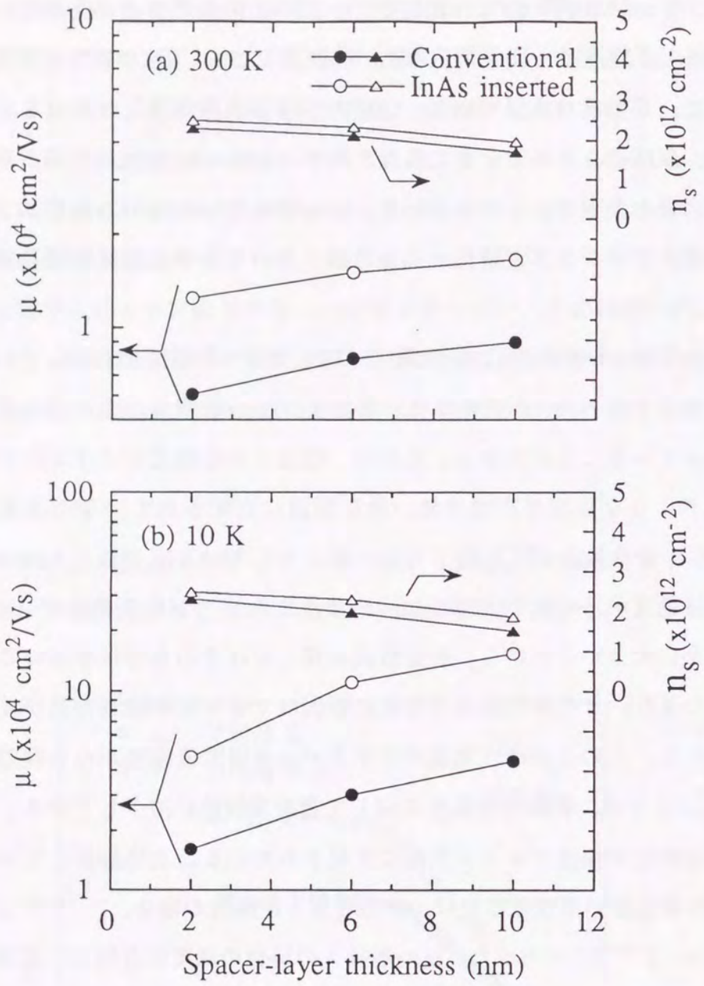


図５－１７　シートキャリア濃度および移動度のスペーサ層厚依存性

図５－１７に室温と10Kでのシートキャリア濃度と移動度のスペーサ層厚依存性を示している。スペーサ層厚を2nmから10nmに厚くすると、移動度が急激に増大する。この移動度の改善は、スペーサ層を厚くすることにより2DEGとInAlAsキャリア供給層が離れるため2DEGの電子とキャリア供給層中のイオン化ドナーとの間のクーロン散乱が減少することに起因している。加えて、表面偏析によるInAlAsスペーサ層やInGaAsチャネル層へのSiドナーイオンの拡散によるクーロン散乱の影響も小さくできている。これらのことから、低温での散乱要因はInAs層挿入、従来構造ともにイオン化不純物散乱が支配的であることがわかる。

５－４－２　有効質量の評価

前節と同様にSdH測定を用いて有効質量の導出を行った。SdH測定方法は、順構造と同じである。図５－１８に、InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ逆構造の磁気抵抗を示す。単一の周期を持つ明瞭なSdH振動が得られている。これは、電子は基底サブバンドにのみ存在していることを示している。(3-2)式を用いてSdH振動の周期からシートキャリア濃度n_sは、$2.08\times10^{12}\,cm^{-2}$ともとまり、この$n_s$と抵抗率から移動度も、$87200\,cm^2/Vs$と見積もられた。これらの値はHall測定から得られる値とほぼ一致している。図５－１９に、4.63Tでの振動成分の温度依存性を示す。(3-3)式と実験結果をフィッティングすることにより、電子の有効質量m^*が$0.044\,m_0$であることがわかった。同様にいくつかの磁場で有効質量の計算を行い、誤差が±0.001程度であることを確認した。

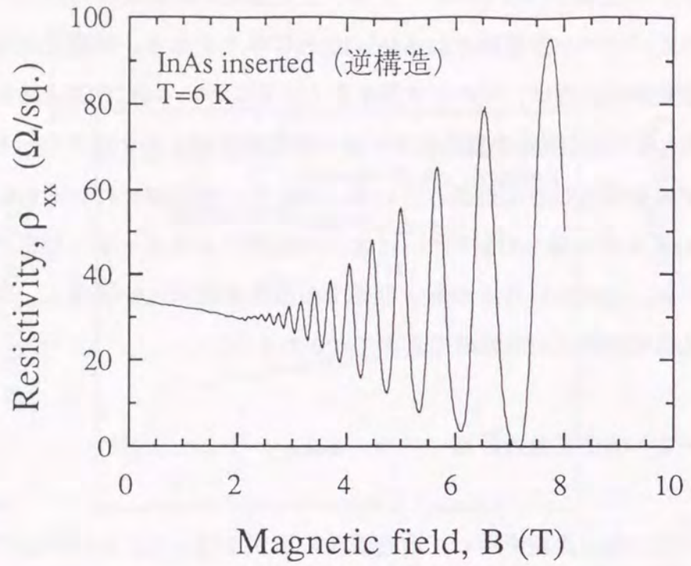


図５－１８　InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ逆構造の磁気抵抗

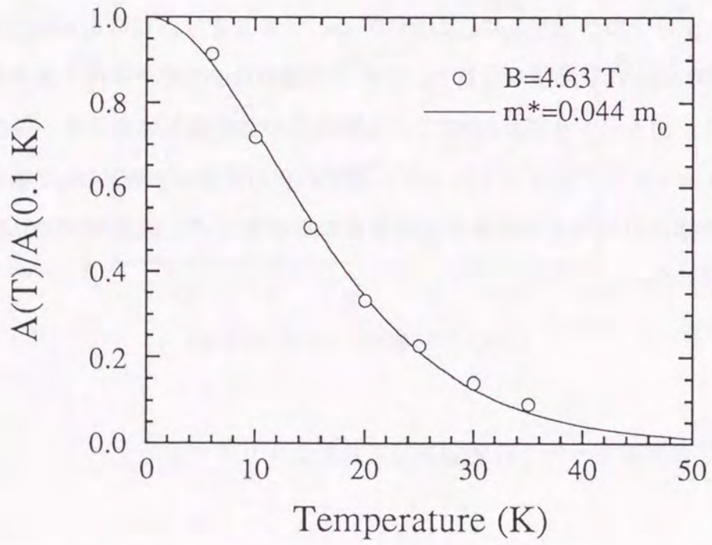


図５－１９　SdH振動の温度依存性

５－５　考察

上述したようにInAs層挿入により、順構造、逆構造ともに電子輸送特性の改善が得られることがわかった。特に、逆構造の場合には低温において３倍以上の移動度の改善がなされている。本節では、この逆構造での著しい改善に着目し、その原因を明らかにする。

図５－２０に、Shrödinger方程式とPoisson方程式を自己無撞着に解くことによって得られた2DEG分布の計算結果を示す。ここで、InAs層挿入構造は、逆構造で、L_w=4nm,　Z=2.5nmの最大の移動度が得られる条件にしている。比較となる従来構造はInAs層が無く、20nmのチャネル層が全てInGaAs層になっており、そのほかの構造は全て同じにしている。また、2DEG濃度は2×10^{12} cm $^{-2}$としている。この条件で計算した結果、InAs層挿入および従来構造ともに基底サブバンドにのみ電子が存在していることがわかる。これは、SdH測定の結果と一致している。また、InAs層挿入構造の場合、InAs層中への2DEGの閉じ込めが優れているため、2DEGの80％以上が4nmのInAs層中に形成されていることがわかる。さらに、InAs層挿入位置を最適化することにより、2DEG分布が最大となる位置とInAlAs/InGaAs界面との距離が、従来構造の場合よりも1.5nm長くなっている。これは、InAs層挿入によってInAlAsキャリア供給層中のSiドナーイオンによるイオン化不純物散乱と表面偏析の影響が小さくなることを示している。しかし、逆構造の場合の移動度の著しい改善は、これだけでは説明することはできない。なぜならば、図５－１７からわかるようにt_{spacer}=6nmの時のInAs層挿入構造の移動度が、t_{spacer}=10nmの時の従来構造の移動度よりも２倍以上大きいからである。そこで、移動度の改善のもう一つの理由として、界面ラフネスと界面での不純物トラップによる界面散乱の減少を考えた。これは、InAlAs/InGaAs界面での2DEG濃度が約１／３に減少していることから、界面散乱の影響もInAs層挿入によって低減できると考えられるためである。

このように2DEG分布の計算から、InAs量子井戸中への2DEGの優れた閉じ込めによってイオン化不純物散乱や界面散乱の影響が低減されることが推測できる。そこで、実際に2DEGがInAs量子井戸中形成できているかどうかを有効質量の評価から確

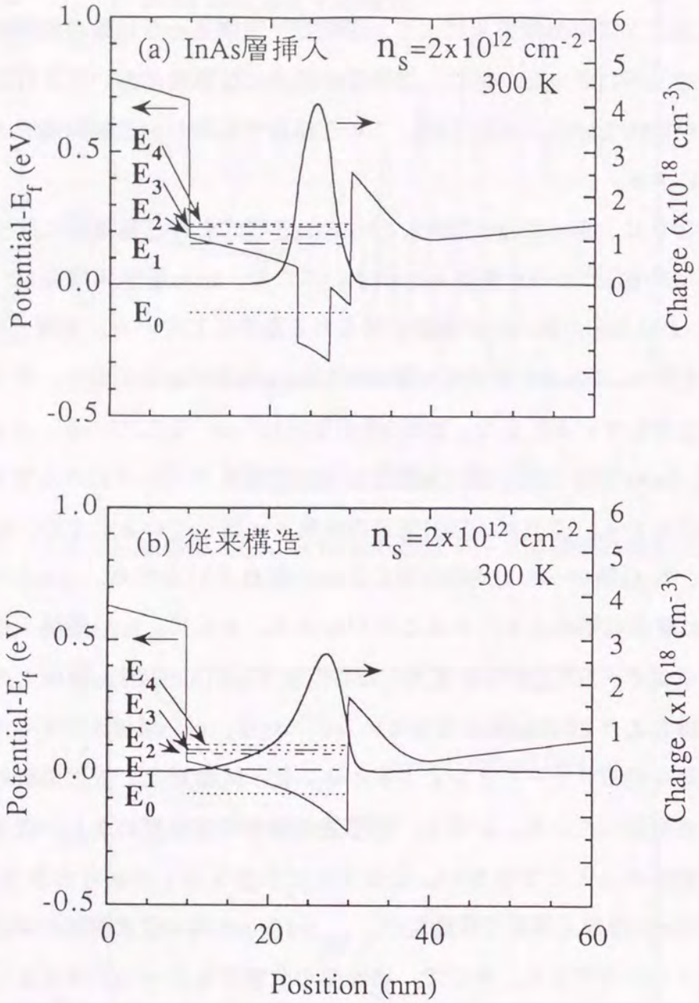


図５－２０　2DEG分布とバンド構造の計算結果

かめた。

InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ構造に形成される2DEGが、InAs量子井戸中に形成されるならば、2DEGの有効質量はInAsの有効質量と同じになるはずである。しかし、InAlAs/InGaAs変調ドープ構造中に挿入されたInAsの有効質量は、バルクの有効質量と同じではないことに注意しなければならない。これは、InGaAsとInAsとの約3%の格子不整合によりInAsに圧縮性の歪みが加わり、エネルギーバンド構造が変形されているため、有効質量が変化しているためである。Hrivnákは、歪みの影響を考慮した場合のエネルギーギャップと有効質量の関係が以下のような式で表されることを半経験則として示している[41]。

$$E_{gs} = \frac{m_{sub}}{m}\left(\frac{a_{sub}}{a}\right)^6 E_{g0} \tag{5-1}$$

$$m_s = m\frac{E_{gs}}{E_{g0}}\left(\frac{a_{sub}}{a}\right)^2 \tag{5-2}$$

ここで、m_{sub}, a_{sub}は、各々歪層下の基板のコンダクションバンドの底の有効質量と格子定数、m, a, E_{g0}は、各々歪みの無い場合のコンダクションバンドの底の有効質量、格子定数およびエネルギーギャップ、m_s, E_{gs}は、各々歪みがある場合のコンダクションバンドの底の有効質量とエネルギーギャップを表している。(5-1)式からInGaAs上に成長したInAs歪層のエネルギーギャップは、0.593eVが得られる。また、コンダクションバンドの底の有効質量は、(5-2)式から0.0325m_0となる。歪みの無いInAsのエネルギーギャップと有効質量は、各々0.41 eVと0.024m_0であり、歪みの影響により増大している。この結果と、第３章で示した非放物線性の補正を考慮することにより、有効質量のエネルギー依存性が理論的に得られる。その結果を実験結果と併せて図５－２１に示す。ここで、比較のためにバルクのInAsと$In_{0.53}Ga_{0.47}As$の場合についても示している。この図から、InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ構造に形成される2DEGの有効質量は、InGaAs上に成長したInAs歪層の有効質量と良い一致を示すことがわかる。このことは、2DEGの大部分がInAs量子井戸中に形成されていることを示しており、2DEG分布の計算結果と良い一致が得られた。一方、従来構造に形成される2DEGの有効質量は、バルクの$In_{0.53}Ga_{0.47}As$と良い一致が得られており、この評価法の正当性が確かめられた。また、InAs層挿入により有効質量が約

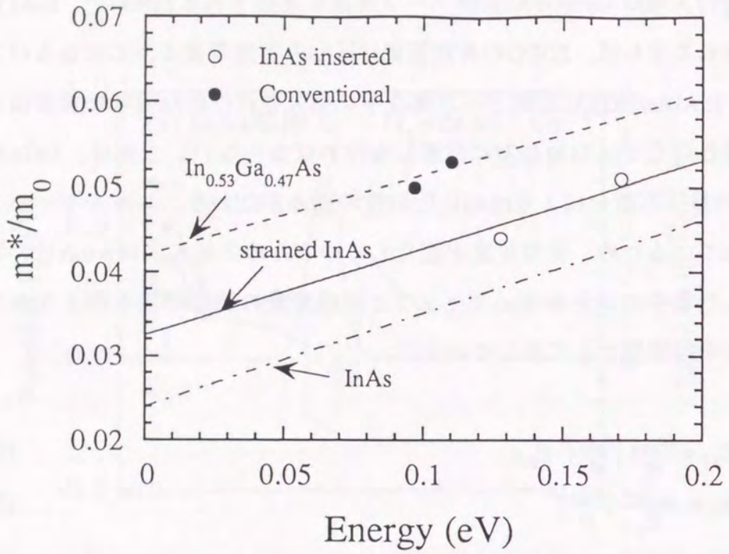


図５－２１　有効質量のエネルギー依存性

30%低減できることがわかった。

このように有効質量の評価と2DEG分布の計算結果から、InAs量子井戸中への2DEGの優れた閉じ込めが明らかになった。この結果と移動度の評価からInAs層挿入による移動度の改善は、2DEGの優れた閉じ込めによりイオン化不純物散乱や界面散乱の影響が低減されることに起因していることがわかった。特に、Siの表面偏析によるイオン化不純物散乱やInAlAs上へInGaAsを成長させた場合の界面の結晶性の劣化による界面散乱の影響によって移動度が制限されている逆構造の場合には、著しい改善が得られると考えられる。

５－６　まとめ

本章では、n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜よりもさらに高い電子輸送特性を有し、かつ三端子動作が可能な超伝導接合を得るために提案したInAs量子井戸を挿入したInAlAs/

InGaAs変調ドープ構造の電子輸送特性について検討した。InAlAs/InGaAs変調ドープ構造中にInGaAsよりもバンドギャップが小さいInAs量子井戸を挿入することにより、二次元電子ガスをInAs中に閉じ込めて、優れた電子輸送特性を有するInAsをチャネルにすることを可能にする構造であることを示し、この構造が従来のInAlAs/InGaAs変調ドープ構造よりも高い電子輸送特性を有することを、Hall測定及びShubnikov-de Haas測定の評価から、実験的に明らかにした。

第６章　InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ構造トランジスタのデバイス特性

６－１　はじめに

第５章で示したように、InAs量子井戸を挿入したInAlAs/InGaAs変調ドープ構造は従来構造よりも高い電子輸送特性を有することから、優れたデバイス特性を持つことが期待される。本章では、この系を用いた高移動度トランジスタを作製し、この高い電子輸送特性によるデバイス特性の著しい改善について述べる。このデバイス特性の改善は、超伝導接合の三端子制御の改善を意味し、超伝導接合の観点からも重要である。

６－２　順構造

第５章で示したようにInAs層挿入により移動度、電子速度の改善が得られたので、次にHEMTを作製し、この高い電子輸送特性が、デバイス特性にどのように影響するかの検討を行った。図６－１に、InAs層挿入InAlAs/InGaAs 変調ドープ順構造

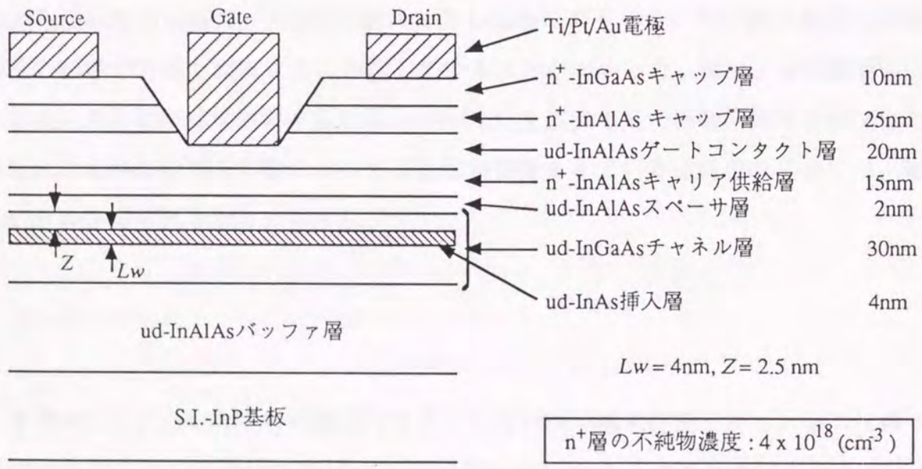


図６－１　InAs 層挿入 InAlAs/InGaAs 順HEMT 構造

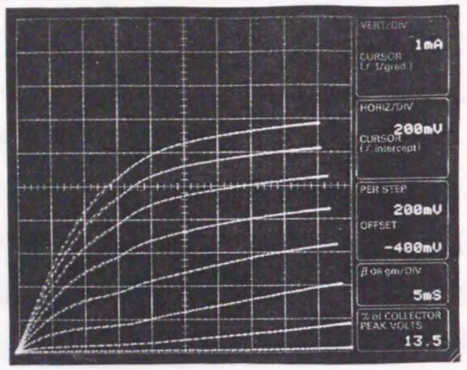
（L_w=4nm, Z=2.5nm）を用いたHEMTのデバイス構造を示す。以下では、この構造を有する素子を、InAs層挿入InAlAs/InGaAs 順HEMTと呼ぶこととする。オーミック電極は、Ti/Pt/Auのノンアロイオーミックを用いている。また、ゲート電極としてもTi/Pt/Auを用いている。

作製法は、まずCl_2とArの混合ガスによるECR型の反応性イオンエッチングを用いて素子間分離を行う。次に、光露光によりTSMRレジストを電極パターンに感光、現像後、Ti/Pt/Auを蒸着し、リフトオフによりソース・ドレイン電極を形成する。さらに、光露光によりゲートパターンを感光、現像後、ゲート電極直下のキャップ層やキャリア供給層を除去するため、リセスエッチングを行う。その後、Ti/Pt/Auを蒸着し、リフトオフによりゲート電極を形成する。なお、用いたウエハの電子輸送特性は、表５－１に示している。

６－２－１　静特性

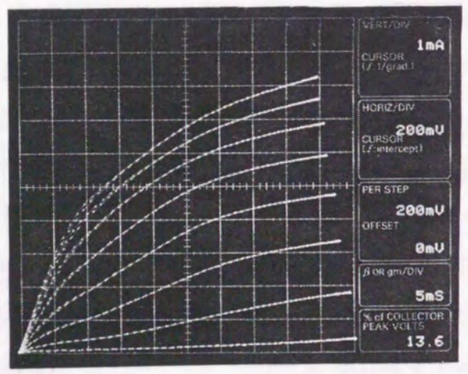
図６－２に、InAs層挿入InAlAs/InGaAs 順HEMT（L_w=4nm, Z=2.5nm）と従来構造の順HEMTのI-V特性を示す。この時のデバイス構造は、ゲート幅　W_g=10μm、ゲート長　L_g=0.6μmである。従来構造のトランスコンダクタンスg_mが、600mS/mmであるのに対して、InAs層挿入InAlAs/InGaAs 順HEMTは、800 mS/mmと大きくなっている。また伝送線路モデル法を用いて導出したシート抵抗は、104Ω/sq.で、従来構造の場合の141Ω/sq.と比べて小さくなっている。一方、ソース抵抗は、どちらも0.2Ωmmである。また耐圧については、ドレインに4V程度まで加えることが可能であり、従来構造と同程度である。

図５－３は、真性トランスコンダクタンス　g_{m0}のゲート長依存性を示している。真性トランスコンダクタンスは、トランスコンダクタンスからソース抵抗による電圧降下分を考慮して導出した量で、素子本来のトランスコンダクタンスを示している。この図から、InAs層挿入InAlAs/InGaAs 順HEMTの　g_{m0}は、0.6μmの時に970mS/mmとなり、従来構造と比較して、30~40%増大する。



VERT/DIV : 1 mA
HORIZ/DIV : 200 mV
Vg = - 0.4 ~ - 1.8 V (- 0.2 V step)

(a) 従来構造 (Wg = 10 μm, Lg = 0.6 μm)



VERT/DIV : 1 mA
HORIZ/DIV : 200 mV
Vg = 0 ~ - 1.4 V (- 0.2 V step)

(b) InAs 層挿入 (Wg = 10 μm, Lg = 0.6 μm)

図６－２　I-V特性

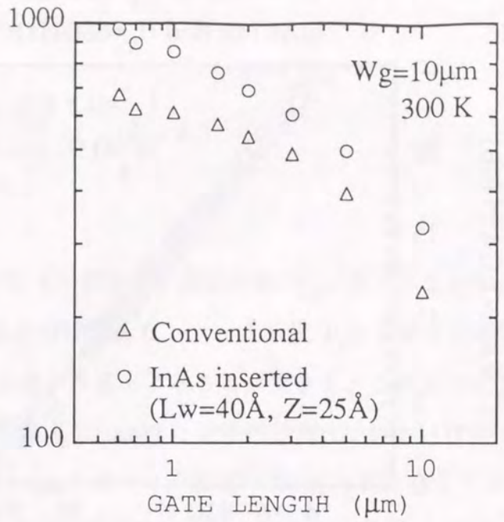


図６－３　真性トランスコンダクタンスのゲート長依存性

６－２－２　高周波特性

電流利得および最大単方向電力利得は、0.5~25.5 GHzの周波数領域でＳ．パラメータ測定により導出している。電流利得遮断周波数 f_Tおよび最高発振周波数 f_{max}は、-6 dB/octaveで外挿することにより求めている。図６－４に、W_g=150μm、L_g=0.5μmのInAs層挿入InAlAs/InGaAs 順HEMT（ L_w=4nm, Z=2.5nm）と従来構造の順HEMTの電流利得 - 周波数特性に示す。InAs層挿入InAlAs/InGaAs 順HEMTの電流利得遮断周波数 f_Tは、V_g=-2.3V, V_d=1.5Vの時、68GHzとなり、従来構造の場合の60GHzと比べて、13%の改善が得られている。また、最高発振周波数 f_{max}は、V_g=-2.2V, V_d=1.5Vの時、78GHzとなり、従来構造の場合の80GHzとほぼ同様の値が得られた。

次に、この高速性の原因を明かにするために、遅延時間解析を行った。遅延時間解析を行うために、W_g=150μm、L_g=0.5~1.0μmの試料について、各々f_Tおよびf_{max}のドレイン電流依存性を求めた。W_g=150μm、L_g=0.5μmの試料の測定結果を図６－５

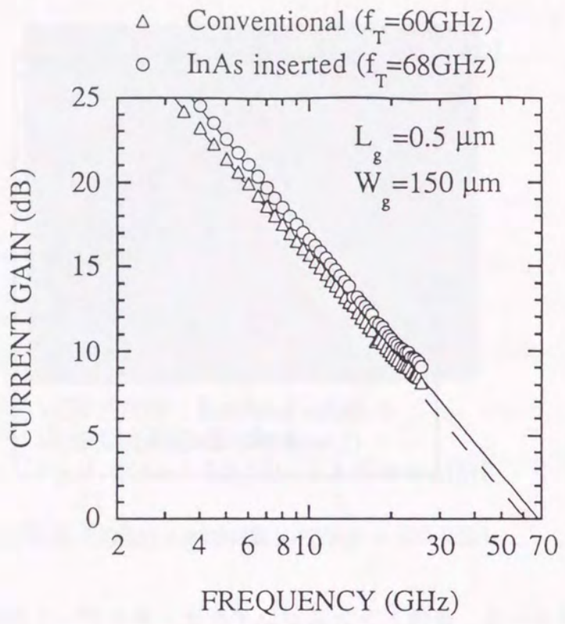


図６－４　電流利得 - 周波数特性

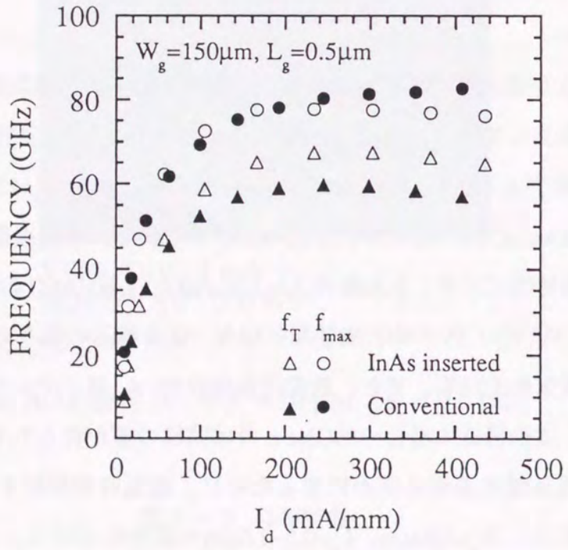


図６－５　f_T, f_{max}のドレイン電流依存性

に示す。全遅延時間　τ_{total}は、実測した電流利得遮断周波数から次式のように求められる。

$$\tau_{total} = \frac{1}{2\pi f_T} = \frac{C_{gs} + C_{gd}}{g_m} + C_{gd}(R_s + R_d) \quad (6\text{-}1)$$

$$= \tau_i + \tau_{s,d} \quad (6\text{-}1')$$

τ_{total}は、真性遅延時間 τ_iと寄生素子遅延時間 $\tau_{s,d}$に分けることができる[42]。$\tau_{s,d}$は、寄生抵抗成分による遅延時間であり、ソース抵抗 R_sとドレイン抵抗 R_dの和とゲート - ドレイン間容量C_{gd}の積から導出することができる。このようにして求めた$\tau_{s,d}$は、約0.1psであり、InAs層挿入順HEMTと従来構造順HEMTとほぼ等しくなっている。一方τ_iは電子走行時間 $\tau_{transit}$とチャネル充電時間 τ_{cc}の和になっており、τ_iのドレイン電流依存性からこれらの遅延時間を分けることができる[42]。図６－６に、InAs層挿入順HEMTについて、τ_iとドレイン電流密度の逆数 W_g/I_dとの関係を示し、従来構造と

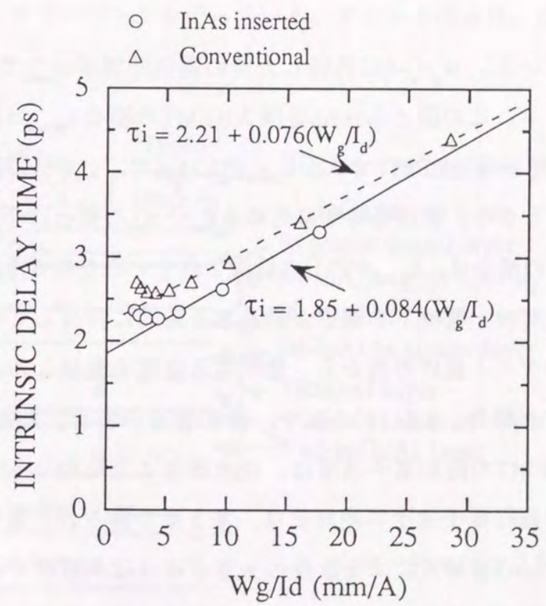


図６－６　真性遅延時間のドレイン電流密度依存性

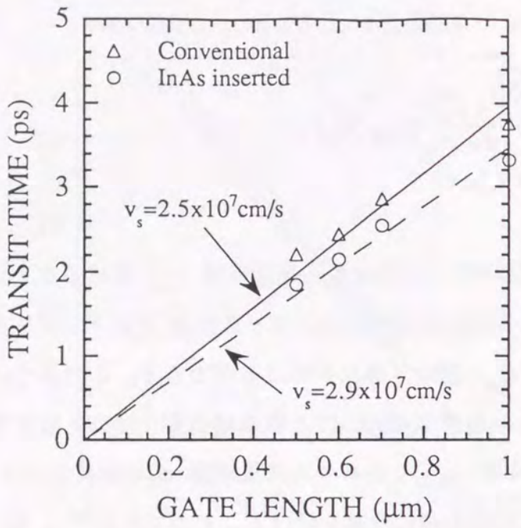


図６－７　電子走行時間のゲート長依存性

の比較を行っている。W_g/I_d=0に外挿した時の遅延時間が$\tau_{transit}$であり、τ_iと$\tau_{transit}$の差がτ_{cc}になっている。この図からInAs層挿入HEMTの場合$\tau_{transit}$は1.85ps、最小のτ_{cc}は0.42psであり、従来構造HEMTでは、$\tau_{transit}$が2.21psで、τ_{cc}が0.37psであることがわかる。これらのことから、全遅延時間に占めるτ_{cc}, $\tau_{s,d}$の割合は小さく、InAs層挿入による全遅延時間の減少は、$\tau_{transit}$が約15%低減されているためであることがわかった。

また、$\tau_{transit}$はゲート電極下を電子が通過する時間に相当しているので、図６－７に示した$\tau_{transit}$のゲート長依存性から、飽和電子速度を見積もることができる。InAs層挿入順HEMTの場合、2.9x10^{7}cm/sで、従来構造の場合、2.5x10^{7}cm/sであった。InAs層挿入順HEMTの飽和電子速度は、従来構造よりも約15%増大していることがわかった。この飽和電子速度の絶対値は、第５章で得られた電子速度と20%程度の違いがあるが、InAs層挿入による改善の大きさはほぼ同程度であった。以上のことから、InAs層挿入による高速化は、この飽和電子速度の増大に起因していることがわかる。

６－２－３　微小ゲートを有するInAs層挿入InAlAs/InGaAs 順HEMT

上述したようにInAlAs/InGaAs 順HEMTの動作速度は、主に電子走行時間によって決定されている。電子走行時間を減少させるには、ゲート長の短縮と飽和電子速度の増大が不可欠である。InAs層挿入InAlAs/InGaAs 順HEMTは、高い飽和電子速度を有することから、従来構造と比較して優れたデバイス特性を有することが明らかになった。ここでは、この高い飽和電子速度を有するInAs層挿入InAlAs/InGaAs 順HEMTのゲート長をサブミクロン程度に微小化した時に得られるデバイス特性を示す。

（１）デバイス構造

図６－８に微小ゲートを有するInAs層挿入InAlAs/InGaAs 順HEMT（ L_w=4nm, Z=2.5nm）のデバイス構造を示す。0.1μm以下の微小ゲートは、T型ゲート形成によって実現されている。5nmのキャリア供給層の不純物濃度は、10^{19} cm^{-3}である。また、ソース抵抗とドレイン抵抗を減少させるために、InAlAsゲートショットキー層中に10^{13} cm^{-2}のSiプレーナドーピングを行っている。チャネル構造は、図６－１に示したデバイス構造と同じである。

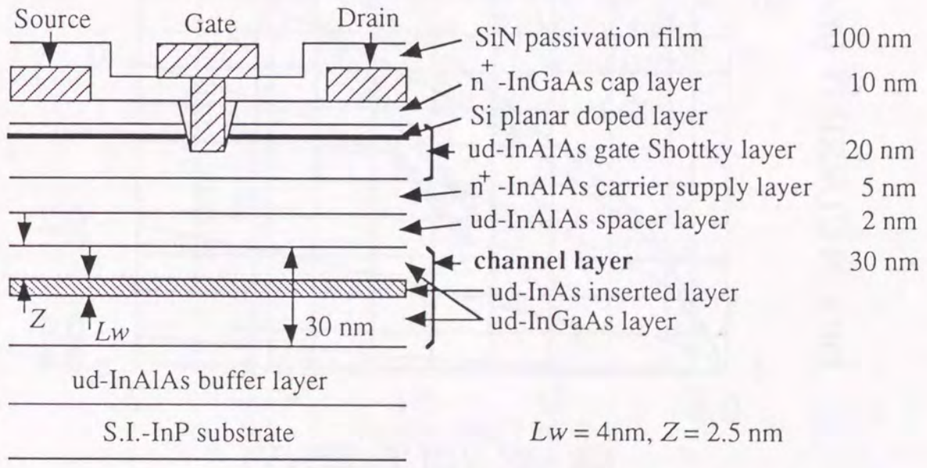


図６－８　微小ゲートを有するInAs層挿入InAlAs/InGaAs 順HEMT

作製法は、ソース・ドレイン電極形成までは６－２で示した作製法と同じである。T型ゲートは、以下の作製工程を用いて形成している。まず、全面に0.1μmのSiNパッシベーション膜を形成した後、電子ビーム露光によりショットキーコンタクト領域の形状に感光、現像を行う。その後、電子ビームレジストをマスクとしてショットキーコンタクト領域のパッシベーション膜を反応性イオンエッチングにより除去する。次に、光露光によりゲート上部の形状に感光、現像する。最後に、ゲートリセスを行い、Ti/Pt/Auのゲート金属を蒸着し、リフトオフを行う。

伝送線路モデル法によって得られたコンタクト抵抗は、0.07Ωmmで、シート抵抗は、115Ω/sq.であった。これらの値から、ソース抵抗は、0.13Ωmmと見積もられる。この値は、Siプレーナドーピングの効果により６－２－１で得られたソース抵抗よりも30%程度減少している。

（２）静特性

図６－９に、W_g=50μm, L_g=80nmのT型ゲートInAs層挿入InAlAs/InGaAs 順HEMTの*I-V*特性を示す。このゲート長は、SEM観察により決定している。*I-V*特性は、優れ

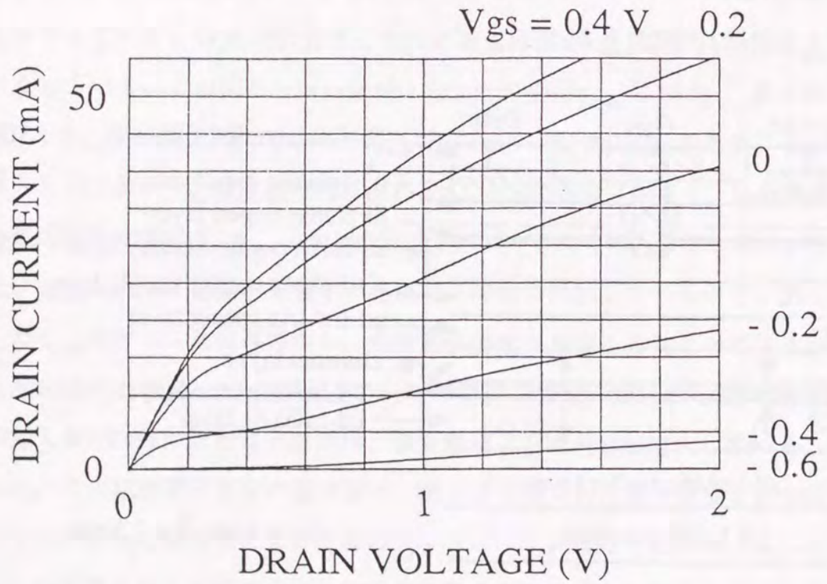


図６－９　T型ゲートInAs層挿入InAlAs/InGaAs 順HEMTのI-V特性
(Wg=50μm, Lg=80nm)

たピンチオフ特性を示している。また、V_d= 2Vでの最大のトランスコンダクタンスは、2.1 S/mmであった。この値は、 L_g=65nmを有するInAlAs/$In_{0.8}Ga_{0.2}As$ HEMTで得られていた1.7 S/mm [43] を抜き、今まで得られているトランスコンダクタンスの中で最も大きな値である。

（３）高周波特性

６－２－２と同様に、電流利得および最大単方向電力利得は、0.5~25.5 GHzの周波数領域でＳ．パラメータ測定により導出している。電流利得遮断周波数 f_Tおよび最高発振周波数 f_{max}は、-6 dB/octaveで外挿することにより求めている。図６－１０に、V_g=0.05V, V_d=0.75Vの時のT型ゲートInAs層挿入InAlAs/InGaAs 順HEMT（ W_g=50μm, L_g=80nm）の電流利得および最大単方向電力利得 - 周波数特性を示す。この時のf_Tは、264GHzとなり、f_{max}は、166GHzであった。また、W_g=50μm, L_g=150nmの時のf_Tは、209GHzとなり、従来構造の179GHzと比べて13%増大している。この値は、６－２－２で得られた値とほぼ一致している。

f_T= 264GHzという値は、L_g=65nmを有するInAlAs/$In_{0.8}Ga_{0.2}As$ HEMTで得られてい

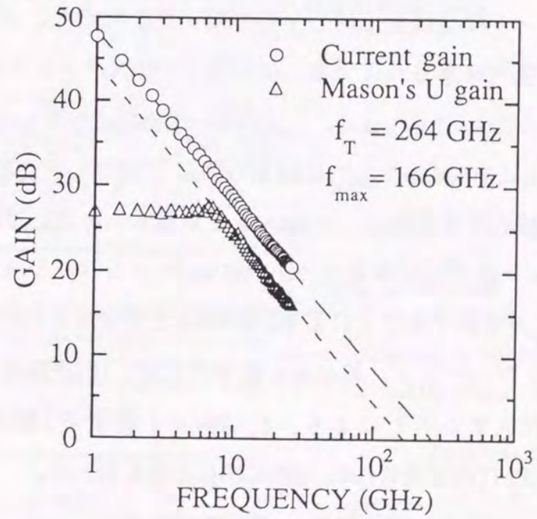


図６－１０　電流利得および最大単方向電力利得 - 周波数特性

るf_T=305GHz [43]には劣るものの、パッシベーションを施しているデバイスとしては最も大きな値である。しかし、この値はSiNパッシベーション膜によりデバイス本来の特性よりも小さくなっている。そこで、SiNパッシベーション膜の影響を除去し、デバイス本来の特性の見積もりを行った。

SiNパッシベーション膜を有するデバイスは、ゲート・ソース間容量C_{gs}およびゲート・ドレイン間容量 C_{gd}がSiNパッシベーション膜の寄生容量 C_pだけ増大している。これを考慮すると、SiNパッシベーション膜の無い場合の全遅延時間は、以下の式で表される。

$$\frac{1}{2\pi f_{Ti}} = \frac{1}{2\pi f_T} - \frac{2C_p}{g_{mi}} \qquad (6\text{-}2)$$

ここで、f_{Ti}はSiNパッシベーション膜の無い場合の電流利得遮断周波数、g_{mi}は真性トランスコンダクタンスである。結局、C_pがわかればf_{Ti}を導出することができる。そこで、SiNパッシベーション膜をArガスのプラズマ中でエッチングすることにより除去し、C_{gd}の減少分からC_pを見積もった。C_{gd}は、S・パラメータ測定により得られるY_{12}パラメータのイマジナリーパートから導出している。使用した試料は、従来構造の素子で、ゲート構造は全く同じものを用いた。ただし、ゲート上部にもSiNパッシベーション膜が蒸着されている。この素子のSiNパッシベーション膜を除去する前のこの素子のf_Tは、191GHzで、C_{gd}は、17.7fF/50μmであった。SiNパッシベーション膜除去後、f_Tは253GHzで、C_{gd}は11.9fF/50μmに変化した。このことから、SiNパッシベーション膜の寄生容量は、116fF/mmと見積もられた。また、ゲート上部のSiNパッシベーション膜の寄生容量は、上部にSiNパッシベーション膜が有る場合のC_{gd}と無い場合のC_{gd}を比較することにより、8fF/mmと見積もられた。この結果から、下部のみにSiNパッシベーション膜がある素子のC_pは、108fF/mmと考えられる。この値を(6-2)式に代入することにより、L_g=80nmを有するT型ゲートInAs層挿入InAlAs/InGaAs 順HEMTの本来のf_Tは、約340GHzと考えられる。

このことは、InAs層挿入InAlAs/InGaAs 順HEMTのポテンシャルの高さを示しており、デバイス構造を最適化して寄生容量を低減できれば、f_Tが300GHzを大きく越えるデバイスを実現できると考えられる。

6－3　逆構造

第5章で示したようにInAs層挿入により逆構造においても順構造と同等の移動度、が得られたので、次に逆HEMTを作製し、この高い電子輸送特性が、デバイス特性にどのように影響するかの検討を行った。図6－11に、InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ逆構造（L_w=4nm, Z=2.5nm）を用いたHEMTのデバイス構造を示す。以下では、この構造を有する素子を、InAs層挿入InAlAs/InGaAs 逆HEMTと呼ぶこととする。オーミック電極は、AuGe/Niのアロイオーミックを用いている。また、ゲート電極としては、Ti/Pt/Auを用いている。

作製法は、まずCl_2とArの混合ガスによるECR型の反応性イオンエッチングを用いて素子間分離を行う。次に、光露光によりTSMRレジストを電極パターンに感光、現像後、AuGe/Niを蒸着し、リフトオフによりソース・ドレイン電極を形成する。その後、H_2雰囲気中で275℃でアニールし、ソース・ドレイン電極と2DEGのオーミックコンタクトを実現する。さらに、光露光によりゲートパターンを感光、現像後、ゲート電極直下のキャップ層を除去するため、リセスエッチングを行う。その後、Ti/Pt/Auを蒸着し、リフトオフによりゲート電極を形成する。

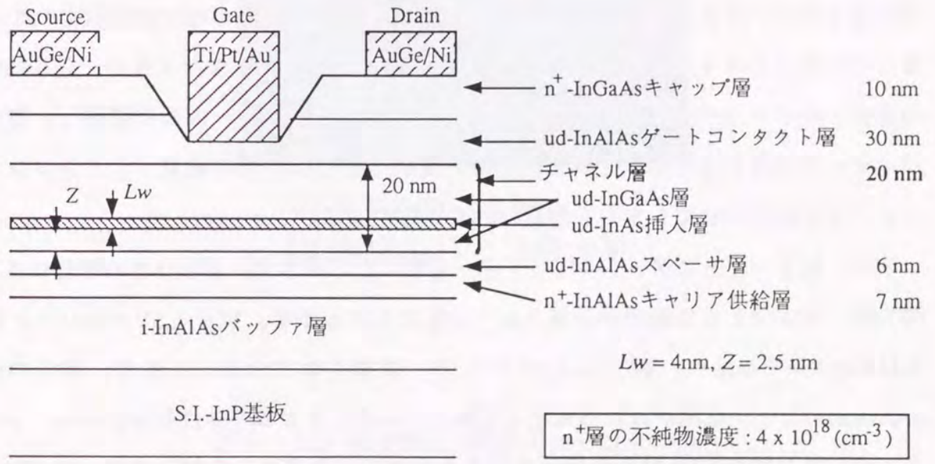
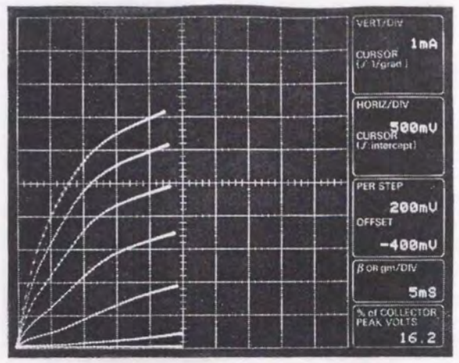


図6－11　InAs 層挿入 InAlAs/InGaAs 逆HEMT 構造

6－3－1　静特性

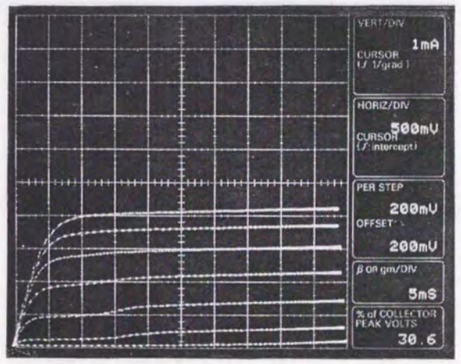
図６－１２に、InAs層挿入InAlAs/InGaAs 逆HEMTと順HEMTの　*I-V*特性を示す。この時のデバイス構造は、ともにL_w=4nm, Z=2.5nm, W_g=10μm, L_g=0.6μmである。両方の*I-V*特性ともに、優れたピンチオフ特性を示している。伝送線路モデル法を用いて導出したソース抵抗は、0.4Ωmmである。このソース抵抗は、ノンアロイオーミック電極を有する順HEMTの0.2Ωmmよりも大きくなってしまっている。これは、アロイオーミックが低いコンタクト抵抗になるように最適化できていないためである。InAs層挿入順HEMTのトランスコンダクタンスg_mが、800mS/mmであるのに対して、InAs層挿入逆HEMTは、435 mS/mmと小さくなっている。一方、ドレインコンダクタンス　g_dは、56から7mS/mmとなり、大幅な改善が得られていることがわかる。図６－１３は、g_mとg_dのゲート長依存性を示しており、図６－１４は、g_m/g_d比のゲート長依存性を示している。g_m/g_d比は、電圧利得に相当する量である。g_dは、0.5μmから10μmの全ゲート長において、7mS/mmよりも小さくなっている。g_m/g_d比も最もゲート長の短い0.5μmの時でも62となり、同じゲート長の順HEMTの14に比べて５倍近く増大している。この高いg_m/g_d比は、従来構造の逆HEMTで得られている値と比べても２倍程度大きい[36]。この改善の理由は、InAs層挿入による2DEGの優れた閉じ込めが実現できていることと正孔の蓄積による静電ポテンシャルの増大が抑制されているためと考えられる。これは、衝突イオン化によって生成された正孔が、逆HEMTの場合にはゲートへ抜けることができるが、順HEMTではソース側に蓄積し、寄生バイポーラ効果によりドレイン電流の増大を引き起こし、その結果ドレインコンダクタンスを増大させてしまうと考えられるからである。

次に、図６－１５にゲートショットキー特性の比較を示す。逆HEMTの場合には、順方向、逆方向ともに特性が改善されていることがわかる。V_g = -2.5Vでのリーク電流は44μAから4μAへ、耐圧は-3.5Vから5Vへ改善されている。ここで、耐圧は50μA/10μmのリーク電流が流れる電圧と定義している。また順HEMTの場合には、ゲートードレイン間に4~5V程度の電圧を加えるとブレークダウンを起こすが、逆HEMTの場合には、ゲートードレイン間に9V程度の電圧までブレークダウンを起こさない。



VERT/DIV : 1 mA
HORIZ/DIV : 500 mV

(a)



VERT/DIV : 1 mA
HORIZ/DIV : 500 mV

(b)

図６－１２　I-V特性 (Wg=10 μm, Lg=0.6 μm)

（a）InAs層挿入 順HEMT
（b）InAs層挿入逆HEMT

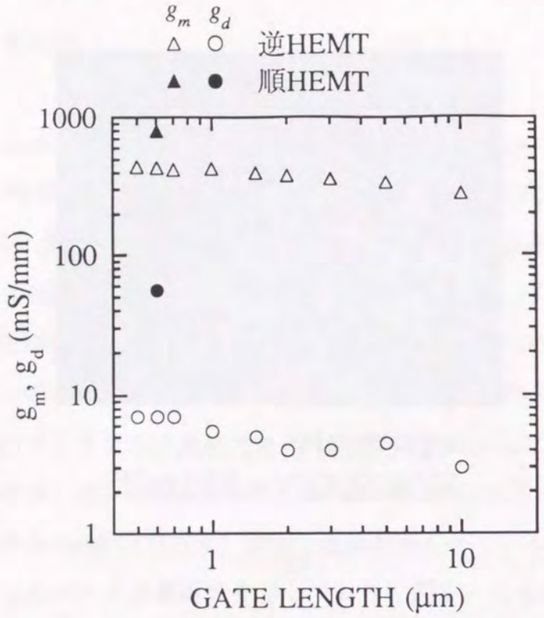


図６－１３　g_mとg_dのゲート長依存性

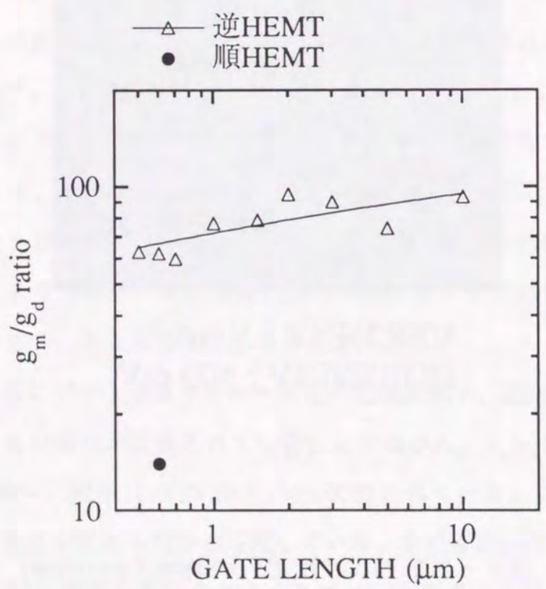
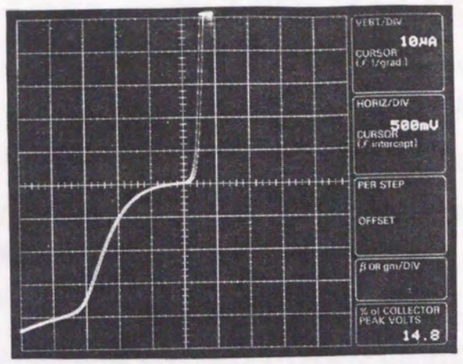


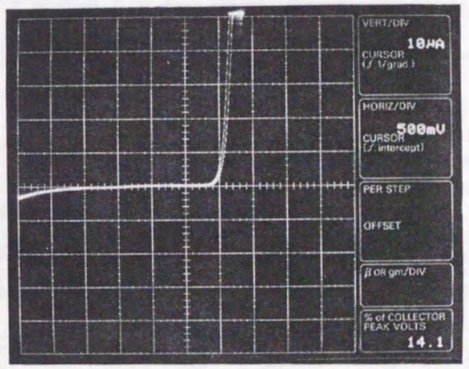
図６－１４　g_m/g_d 比のゲート長依存性



VERT/DIV : 10 μA

HORIZ/DIV : 500 mV

(a)



VERT/DIV : 10 μA

HORIZ/DIV : 500 mV

(b)

図６－１５　ゲートショットキー特性
(Wg=10 μm, Lg=1 μm)

（a）InAs層挿入 順HEMT
（b）InAs層挿入逆HEMT

この高いブレークダウン電圧は、逆HEMTの場合、InAlAsショットキー層がすべてアンドープで半絶縁性であることに起因している。

6－3－2　高周波特性

6－2－2と同様に、電流利得および最大単方向電力利得は、0.5~25.5 GHzの周波数領域でS．パラメータ測定により導出している。電流利得遮断周波数 f_Tおよび最高発振周波数 f_{max}は、-6 dB/octaveで外挿することにより求めている。図6－16に、W_g=150μm、L_g=0.7μmのInAs層挿入InAlAs/InGaAs 逆HEMT（L_w=4nm, Z=2.5nm-）の電流利得および最大単方向電力利得 - 周波数特性を示す。この時のf_Tは、34GHzとなり、f_{max}は、81GHzであった。順HEMTの場合のf_T=51GHz、f_{max}=71GHzと比べて、f_Tは減少しているものの、f_{max}は14%の改善が得られている。

次に、f_Tの減少の原因を明かにするために、遅延時間解析を行った。6－2－2で示したように実測した電流利得遮断周波数を使って全遅延時間 τ_{total}は、(6-1)式から導出できる。τ_{total}は、真性遅延時間τ_iと寄生素子遅延時間$\tau_{s,d}$に分けることができる。$\tau_{s,d}$は、寄生抵抗成分による遅延時間であり、ソース抵抗 R_sとドレイン抵抗 R_dの和とゲート - ドレイン間容量 C_{gd}の積から導出することができる。このようにして求めた$\tau_{s,d}$は、約0.2psであり、寄生抵抗の増大によりInAs層挿入順HEMTより0.1ps程度大きくなっている。一方τ_iは電子走行時間 $\tau_{transit}$とチャネル充電時間 τ_{cc}の和になっており、τ_iのドレイン電流依存性からこれらの遅延時間を分けることができる。図6－17に、InAs層挿入逆HEMTについて、τ_iとドレイン電流密度の逆数 W_g/I_dとの関係を示す。W_g/I_d=0に外挿した時の遅延時間が$\tau_{transit}$であり、τ_iと$\tau_{transit}$の差がτ_{cc}になっている。この図から、InAs層挿入逆HEMTの場合$\tau_{transit}$は、4.01ps、最小のτ_{cc}は0.52psであり、InAs 層挿入順HEMTでは、$\tau_{transit}$が2.54psで、τ_{cc}が0.49psであることがわかる。このことから、$\tau_{transit}$は順HEMTよりも増大しており、τ_{cc}はほぼ同程度であることがわかった。また、$\tau_{s,d}$の増加分も0.1ps程度であることから、逆HEMTのf_Tの減少の原因は、$\tau_{transit}$の増大にあることがわかった。

$\tau_{transit}$はゲート電極下を電子が通過する時間に相当している。飽和電子速度は、構造に依存しないと考えられるので、$\tau_{transit}$が増大すると言うことは実効的なゲート長

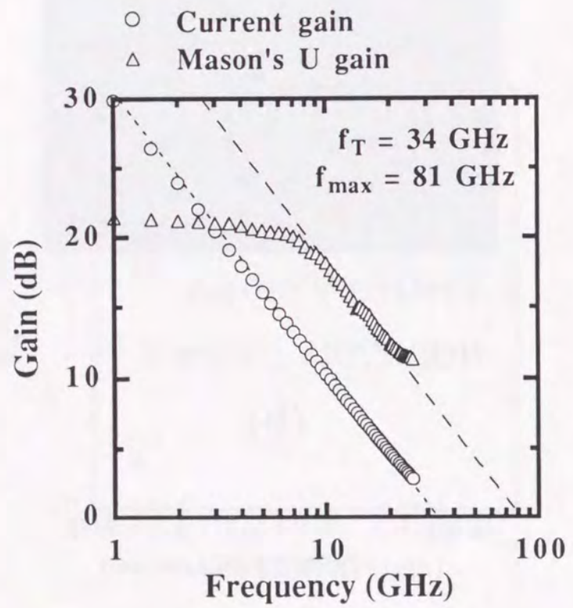


図6－16　電流利得および最大単方向電力利得 - 周波数特性

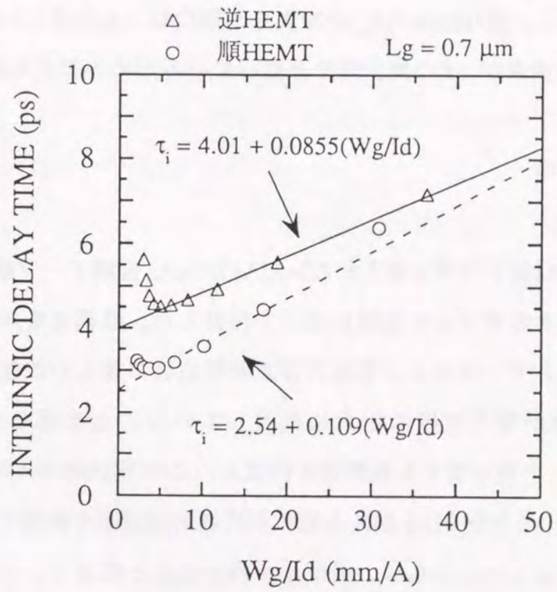


図6－17　真性遅延時間のドレイン電流密度依存性

が増大していることを意味している。これは、逆HEMTの場合はゲート電極からサイドへの空乏層の広がりにより、実効ゲート長が増大したためと考えられる。この理由は、順HEMTでは、キャリア供給層がゲート近傍に存在するために、空乏層の広がりが抑制できているが、逆HEMTではチャネル層の下にキャリア供給層があるために、キャリア供給層による抑制が無く、ゲート電極からの空乏層の広がりが大きくなっていると考えられる。この空乏層の広がりを考慮すると、g_m、f_Tの低下は実効ゲート長の増大と言うことで理解できる。また、空乏層が広がることにより、ゲートのドレイン端での電界集中が緩和され、耐圧が改善されたと考えられる。

一方、f_Tが減少したにも関わらず、逆HEMTのf_{max}は増大している。f_{max}とf_Tには、次式の関係が成り立っている[44]。

$$f_{max} \sim \frac{f_T}{2\sqrt{(R_s + R_i + R_g)g_d + 2\pi R_g C_{gd} f_T}} \qquad (6\text{-}3)$$

ここで、R_iはチャネル抵抗、R_gはゲート抵抗を表している。この式から、f_{max}の増大にはf_Tの増大、R_s等の寄生抵抗の減少およびg_d、C_{gd}の減少が必要であることがわかる。このことから、逆HEMTのf_{max}が増大した理由は、g_dの著しい改善と空乏層の広がりによるC_{gd}の減少が、f_Tの減少分を上回っているためと考えられる。

6－4　まとめ

本章では、InAs量子井戸を挿入したInAlAs/InGaAs変調ドープ構造を用いた高移動度トランジスタのデバイス特性について検討した。順構造を用いることにより、トランスコンダクタンスおよび電流利得遮断周波数の著しい改善が得られることを示し、この改善が電子速度の増大に起因していることを明らかにした。また、0.1μm以下のゲート長を有する順構造を作製し、この系が2S/mm以上のトランスコンダクタンスを有し、300GHzを越える電流利得遮断周波数を実現できるデバイスであることを明らかにした。さらに、逆構造を用いることにより、ドレインコンダクタンスの減少と電圧利得に相当するg_m/g_d比の著しい改善が得られることを示し、この改善がInAs層挿入による2DEGの優れた閉じ込めが実現できていることと衝突イオン

化により生成した正孔の蓄積を抑制しているためであることを指摘した。また、ドレインコンダクタンスの減少とゲート・ドレイン間容量の減少により、最高発振周波数の増大が得られることを明らかにした。

第７章　InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ構造トランジスタを用いた超伝導接合

７－１　はじめに

第５章、第６章で示したように、InAs量子井戸を挿入したInAlAs/InGaAs変調ドープ構造は、高い電子輸送特性とデバイス特性を有している。さらに、NbとInAsの間にショットキーバリアが存在しないことから、この系を用いた超伝導接合は、高い超伝導特性と電界による三端子制御の実現が期待できる。特に、逆構造はリーク電流が小さく、動作電流領域がμAオーダーである超伝導トランジスタには最適な材料であると考えられる。このことから、本章では逆構造を用いた超伝導トランジスタについてのみ検討を行った。

まず、MIS型ゲートを有する超伝導トランジスタを作製し、ゲート電圧により制御された超伝導特性の振る舞いについて述べる。また実験結果と超伝導近接効果理論との比較も試みる。次に、HEMT型ゲートを有する超伝導トランジスタを作製し、ゲート電圧による超伝導特性の優れた制御性について述べる。また、この超伝導トランジスタのデバイス特性の検討を行った。

７－２　MIS型ゲートを有する超伝導トランジスタ

７－２－１　素子構造および作製法

図７－１に、Metal-Insulator-Semiconductor(以下MISと略す)型ゲートを有するInAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ逆構造を用いた超伝導トランジスタを示す。ここで用いた逆構造の層構成は、図５－１３に示したものと同じで、L_w=4nm,　Z=2.5nmおよびt_{spacer}=6nmである。Alゲート電極と超伝導電極は、SiO_2絶縁膜で電気的に分離している。このゲート構造は、SiO_2絶縁膜とInAlAs層の間の界面準位により、ゲート電圧による制御性が劣化する反面、耐圧の改善が期待される。さらに、後述する

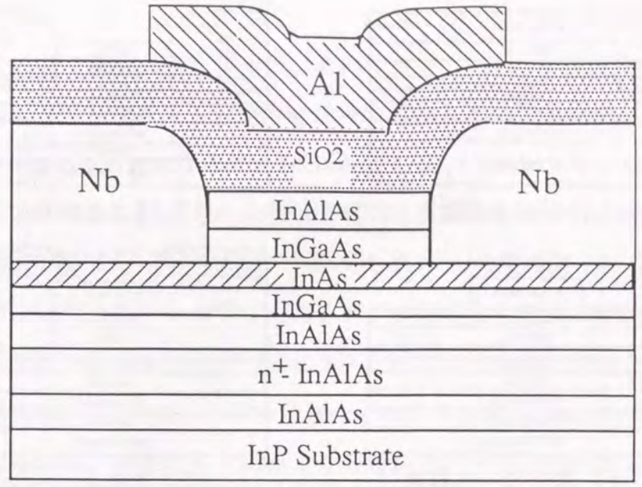
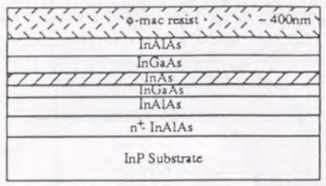


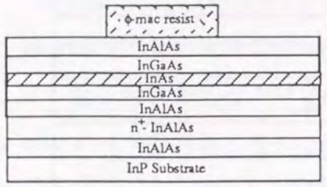
図７－１　MIS型ゲートを有するInAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ逆構造を用いた超伝導トランジスタ

HEMT型ゲートのような電子ビーム露光の合わせ精度が必要なく、光露光により簡便に作製することができる。これらのことから、まずInAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ逆構造に超伝導近接効果により超伝導電流が流れることとゲート電圧によりその超伝導電流が制御できることを確認するために、MIS型ゲートを有する超伝導トランジスタについて検討を行った。

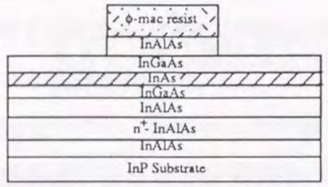
図７－２に作製プロセスを示す。作製法は、まずInAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ逆構造上にメタクリル酸フェニルーメタクリル酸共重合体（以下φ-macと略す）レジストを塗布し、電子ビーム露光法によりφ-macレジストを電極パターンに感光、現像後、弗酸系エッチング液により電極パターン部の最上層であるInAlAs層の選択エッチングを行う。次に、Nb蒸着装置内に試料を挿入し、Arガス中でのスパッタクリーニングによりInGaAs層を除去しInAs層を露出後、Nbを電子ビーム蒸着する。ウエハを取り出した後、Nbをアセトン中で超音波を用いてリフトオフする。Nb電極幅Wは、80μm、Nb電極間距離Lは、0.1μmから1μm程度である。次に、0.1μm厚のSiO_2膜でパッシベーションを行った後、AZレジストを塗布し、光露光法によりAZレジストをゲート電極パターンに感光、現像する。最後に、Alを電子ビーム蒸着し、リ



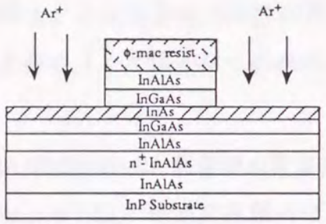
（1）レジスト塗布



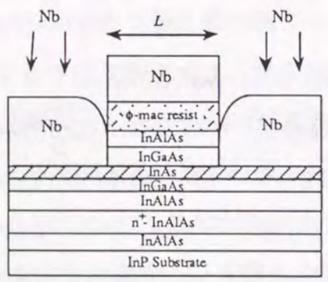
（2）電子ビーム露光



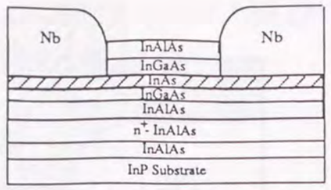
（3）HF系選択エッチング



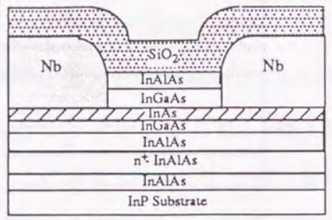
（4）RF sputter cleaning



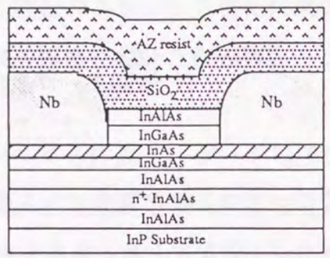
（5）Nb deposition



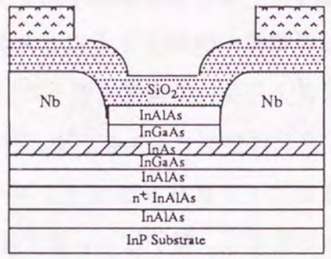
（6）Lift-off



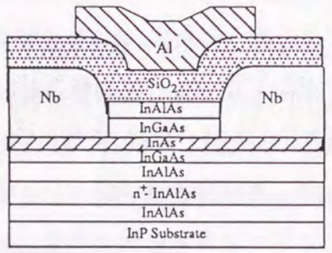
（7）SiO_2 deposition



（8）レジスト塗布



（9）光露光



（10）Al deposition and lift-off

図７－２　MIS型ゲート超伝導トランジスタの作製プロセス

フトオフを行う。

このプロセス中で最も大事な部分は、スパッタクリーニングの工程でInAs層が露出した時点でエッチングをストップさせなければならない。エッチング時間が短いとNbとInGaAs層がコンタクトして、InGaAs層の高いショットキーバリアによって超伝導近接効果が弱められ、大きな超伝導電流は望めない。一方、エッチング時間が長すぎるとInAs層までもエッチングされてしまい、Nb電極直下の2DEGは消失してしまう。そのため、スパッタクリーニングの時間には、細心の注意を払う必要がある。図７－３にノーマル抵抗のスパッタクリーニング時間依存性を示す。この時のスパッタ電力は、～40Wで、スパッタクリーニング時間 ～5minでInAs層に到達していると考えられる。予想通り、5minよりも短いとノーマル抵抗は上昇している。また、5min以上エッチングしてしまうと、ノーマル抵抗は急激に増加し、Nb電極直下の2DEGの消失の影響が大きいことがわかる。スパッタクリーニング時間の最適値は、当然のことながら個々の蒸着装置により異なり、またスパッタ電力やウエハ構造に依存するため、素子作製開始前に最適化を行う必要がある。

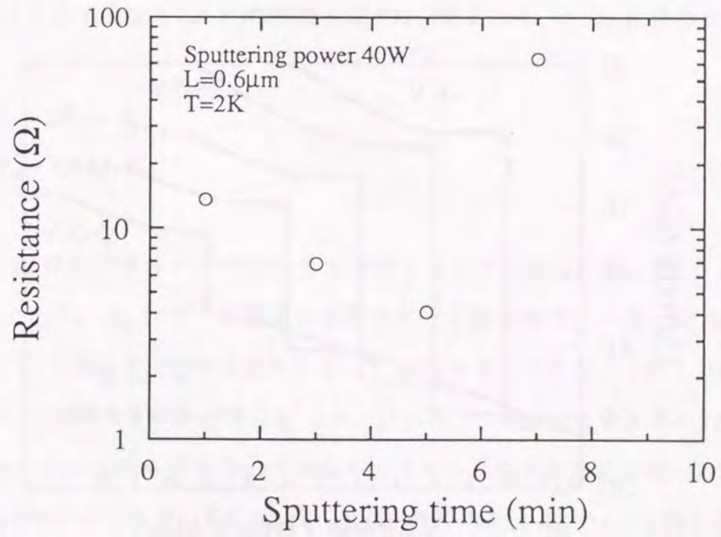


図７－３　ノーマル抵抗の スパッタクリーニング時間依存性

7－2－2　超伝導特性

図7－4に、この超伝導トランジスタのゲート電圧により制御したI-V特性を示す。ゲート電圧V_gは、ゲート電極とNb電極の片側との間に0Vから–15Vまで印加している。電圧の原点は、見やすくするために20μVづつシフトさせている。この図から、超伝導臨界電流I_Cはゲート電圧印加前に約20μAであったが、ゲート電圧印加により減少し、V_g=–15Vで約6μAと約１／３になっていることがわかる。また、V_g=–15Vまで、ゲートリーク電流は確認できなかった。超伝導電流は、InAs量子井戸中に形成されている2DEGを介して流れている。第２章で示したようにI_Cは、2DEGのコヒーレンス長ξ_Nに依存し、ξ_Nはシートキャリア濃度n_sおよび移動度μに依存している。つまり、ゲート電圧印加によりn_sおよびμを減少させることにより、I_Cを減少させることができる。一方、n_sおよびμが小さくなると、ノーマル抵抗R_Nは増大する。図７－５に、I_CとR_Nのゲート電圧依存性を示す。予想通り、V_g印加により、I_Cは小さくなり、R_Nは大きくなっている。

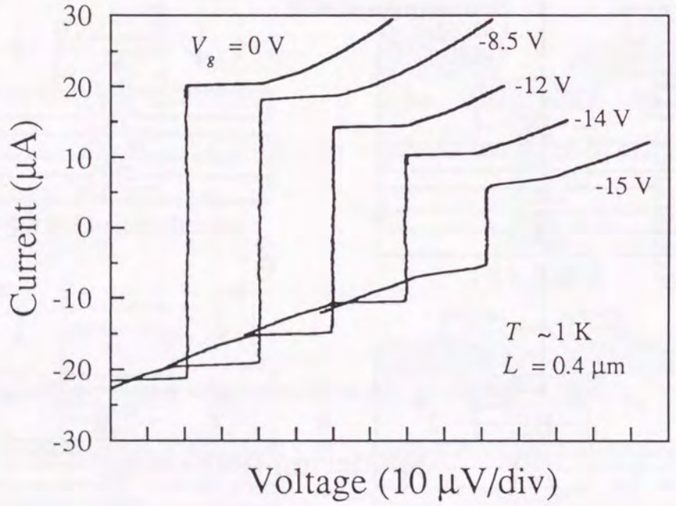


図７－４　MIS型ゲート超伝導トランジスタのI-V特性

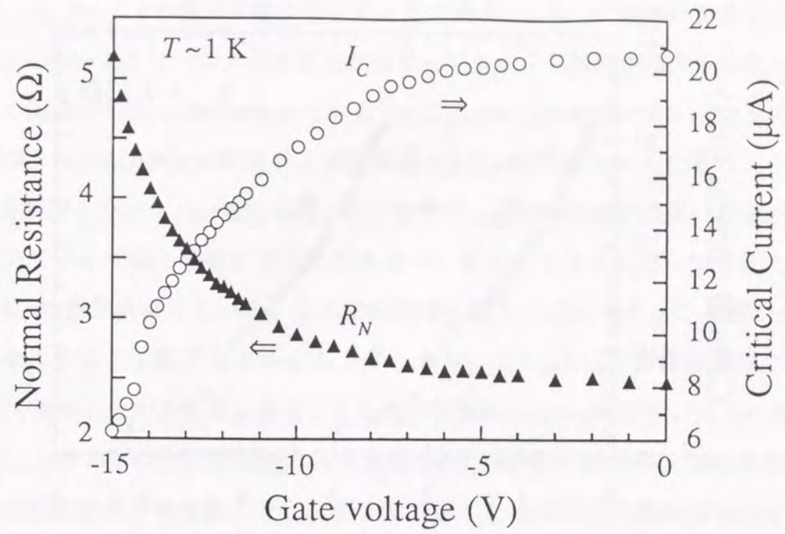


図７－５　I_CおよびR_Nのゲート電圧依存性

図７－５からもとまるI_CとR_Nの相関と以下の関係式より、I_Cのn_S依存性が得られる。

$$R_N = 2R_{NC} + R_{NS} \tag{7-1}$$

$$R_{NS} = L/en_S\mu W \tag{7-2}$$

ここで、R_{NC}は超伝導体と半導体の界面でのコンタクト抵抗、R_{NS}は２ＤＥＧのチャネル抵抗である。R_{NC}はゲート電圧に依存せず一定値を持つ。一方、R_{NS}はn_Sとμに逆比例し、ゲート電圧を印加することによってn_Sとμを小さくすることにより増大する。測定に用いた試料のV_g=0Vの時のn_S、μおよびm^*は、SdH測定により各々1.98×10^{12} cm^{-2}, 73800 cm^2/Vs, 0.050 m_0であることがわかっている。これらの値を用いると、V_g=0Vの時のR_{NS}は0.21Ωとなる。またR_{NC}は、V_g=0Vの時のR_NとR_{NS}から1.13Ωとなる。R_NからR_{NC}(=1.13Ω)を差し引いた分がR_{NS}であり、ゲート電圧印加時のR_Nの増加分はすべてR_{NS}の増加に対応している。このようにして得られたI_CのR_{NS}依存性を図７－６に示す。

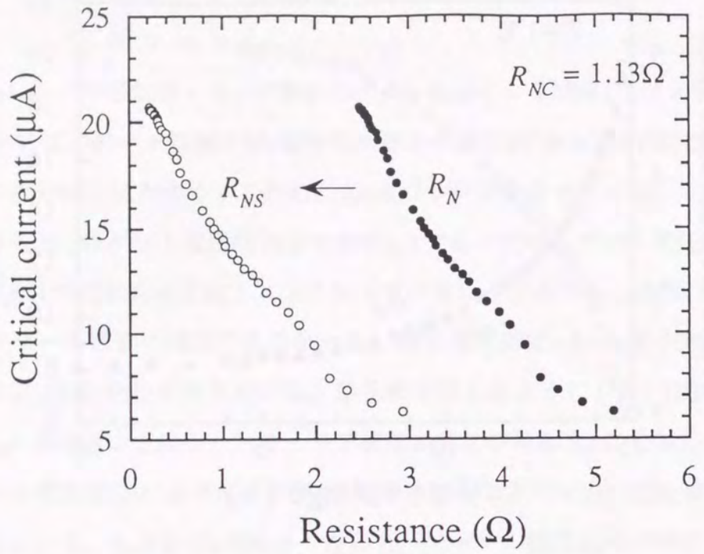


図７－６　I_Cのチャネル抵抗依存性

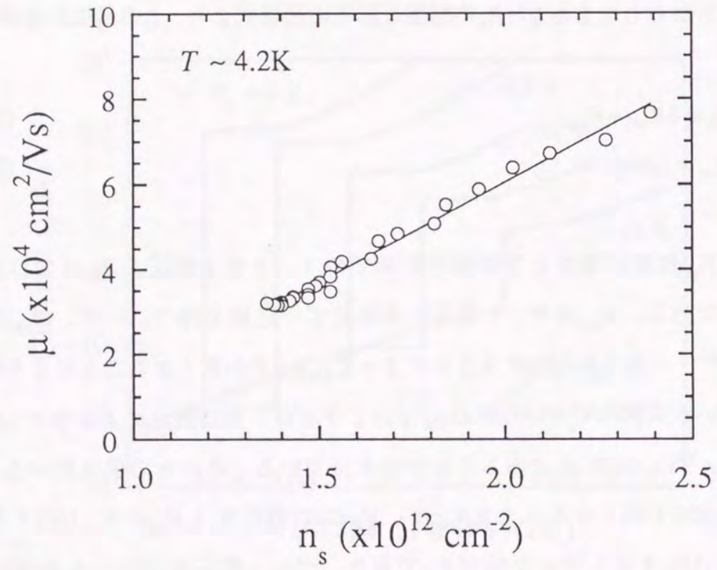


図７－７　移動度のシートキャリア濃度依存性

一方、R_{NS}はn_sとμの積の逆数で表される量である。μはn_sに無関係な量ではなく、n_sの減少に伴いスクリーニングの効果が弱まってクーロン散乱が増大することから、$\mu \propto n_s^{\gamma}$の関係があることが知られている[45]。このγは、理論的には1~1.5程度である。InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ逆構造のμとn_sの関係を知るために、ゲート電圧でn_sを制御しながらHall測定を行った。ただし、このHall測定に用いた試料は、ここで用いている試料と層構成は同じであるが、異なったウエハから切り出したもので、n_sとμは多少異なっている。この測定結果を図７－７に示す。この図から、μがn_sの減少にリニアに低下していくことがわかる。このμとn_sの関係を考慮すると、R_{NS}はn_sで表すことができる。結局、I_CとR_Nの相関からI_Cのn_s依存性が得られる。

次に、このようにして実験的に得られるI_Cのn_s依存性と超伝導近接効果理論から得られる計算結果との比較を行う。第２章で示した超伝導近接効果理論によれば、コヒーレンス長 ξ_Nと平均自由行程 lの比較により、clean limitとdirty limitに分類される。そのためシートキャリア濃度によって、ξ_Nとlがどのように変化するかを知ることは非常に重要である。図７－８にξ_Nとlのシートキャリア濃度依存性を示す。

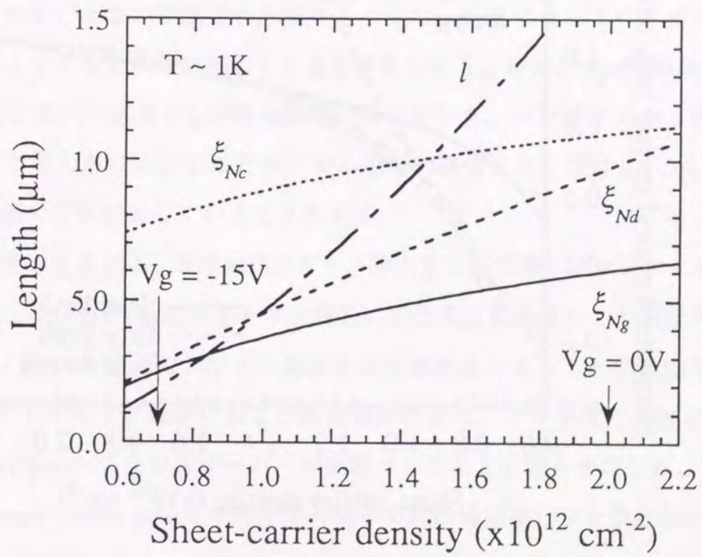


図７－８ ξ_N と l のシートキャリア濃度依存性

この図で、第２章で示した(2-34)式の３つのξ_Nとlを比較している。V_g=0Vの時には、n_S, μおよびm^*は各々1.98x10^{12} cm^{-2}, 73800 cm^2/Vs, 0.050 m_0であり、l=1.7μmとなる。一方、コヒーレンス長は最も長いclean limit のコヒーレンス長 ξ_{Nc}で1.09μmである。つまり、V_g=0Vの時には、l> ξ_Nとなり、clean limitの領域にあると考えられる。一方、V_g=–15Vの時には、図７－７とR_{NS}からn_Sとμは各々7.2x10^{11} cm^{-2}と14700 cm^2/Vsとなっていることがわかる。また、図５－２１から m^*は0.038m_0と推測される。これらの値を用いると、l=0.21μm, dirty limit のコヒーレンス長ξ_{Nd}=0.29μmで、V_g=–15Vの時には、l<ξ_Nとなり、dirty limitの領域にあると考えられる。このためすべてのシートキャリア濃度の領域で適用するためには、一般化されたコヒーレンス長ξ_{Ng}を用いる必要があることがわかった。図７－９に、実験結果から得られたI_Cのn_S依存性と超伝導近接効果理論を用いた計算結果の比較を示す。I_Cは、V_g=0Vの時のI_Cで規格化している。実線は、(2-42a)式で示したclean limitの場合I_Cの理論式を用いたI_Cのn_S依存性で、破線は、(2-42b)式で示したdirty limitの場合の I_Cの理論式を用いたものである。ただし、clean limitの方は、V_g= 0Vの時の実験値と計算値を一致させており、dirty limit

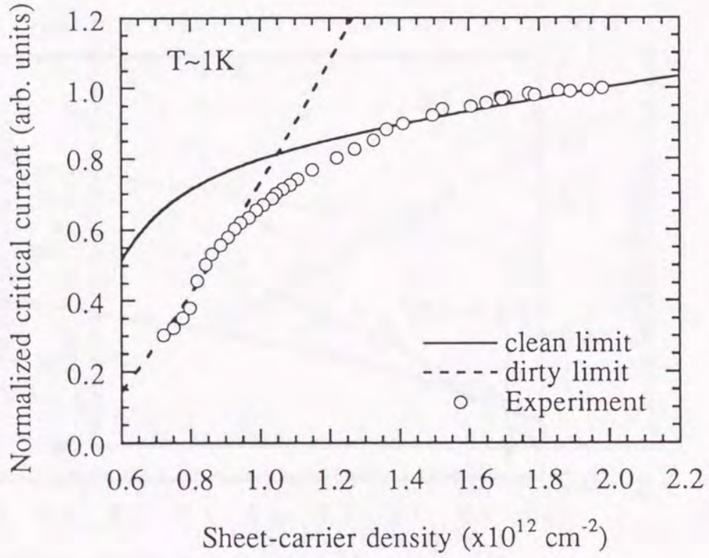
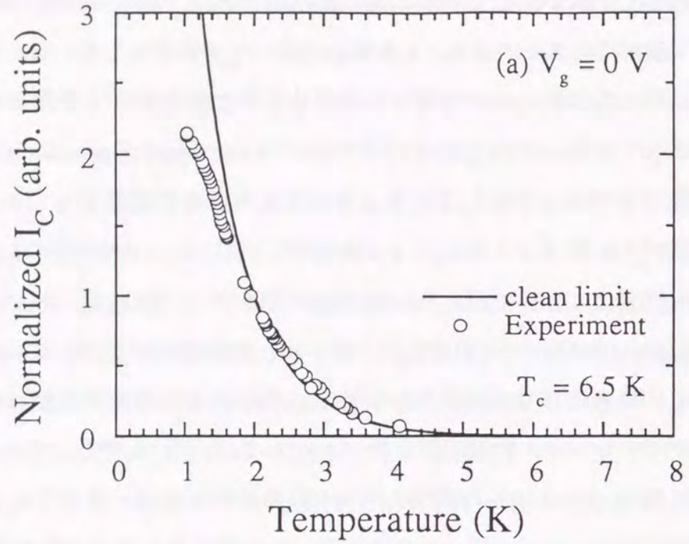


図７－９　I_Cのシートキャリア濃度依存性

の方は、V_g=–15Vの時の実験値と計算値を一致させている。上述したようにξ_Nとしては(2-34c)式で示したclean limitとdirty limitと両方に適用できる一般的な ξ_Nを用いている。n_S=1.4x10^{12} cm $^{-2}$以上の領域ではclean limitとの良い一致が得られているが、n_Sの低下に従ってずれが生じている。逆にn_S=1.0x10^{12} cm $^{-2}$以下の領域では、dirty limitとの良い一致が得られているが、n_Sの増大に従ってずれが生じている。この結果は、図７－８に示したコヒーレンス長と平均自由行程との比較から予想される結果と良い一致を示しており、このことはV_g印加によりclean limitからdirty limitへのクロスオーバーが実現できたことを示している。このことをさらに確認するために、I_Cの温度依存性を調べた。図７－１０(a)にV_g=0Vの時、(b)にV_g=–15Vの時のI_Cの温度依存性を示す。(a)では(2-42a)式で示したclean limitの場合の I_Cの理論式、(b)では(2-42b)式で示したdirty limitの場合の I_Cの理論式を用いて、実験結果と比較している。I_Cは、T=2Kの時のI_Cで規格化している。この試料のNb電極の超伝導臨界温度は6.5Kである。また、ペアポテンシャルの温度依存性（$\Delta \propto (1-T/T_C)^{1/2}$）も考慮している。$V_g$=0Vの時の実験結果は、clean limitの表式を用いた計算結果とほぼ一致しており、V_g=–15Vの時の実験結果は、dirty limitの表式を用いた計算結果と良い一致が得られている。但し、V_g=0Vの時には低温でずれが大きくなってきている。これは、GL方程式がペアポテンシャルが小さい領域でのみ成り立つ式で、低温になってペアポテンシャルが大きくなってくるとずれが生じてくると考えられる。特に、V_g=0Vの場合にはV_g=–15Vの場合に比べて大きなI_Cが得られていることから、ペアポテンシャルも大きくなっていると考えられる。このため、V_g=–15Vの場合には一致はよいが、V_g=0Vの場合には低温でずれが生じていると思われる。

以上の結果をまとめる。まずMIS型ゲートを有する超伝導トランジスタを用いて、InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ逆構造に超伝導近接効果により超伝導電流が流れることと、ゲート電圧によりその超伝導電流が制御できることを確認した。さらに、I_Cのシートキャリア依存性および温度依存性から、ゲート電圧印加によりclean limitからdirty limitへのクロスオーバーが実現できることを明らかにした。これにより、clean limitからdirty limitまでを一つの素子で超伝導近接効果を系統的に検証可能となった。



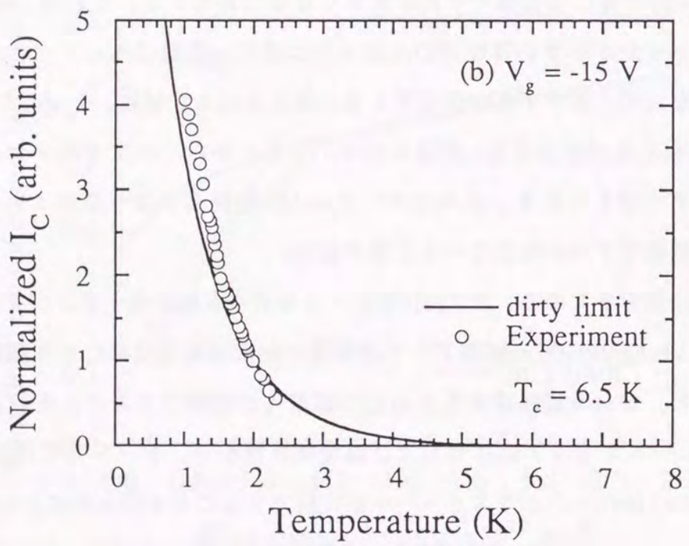


図７－１０　I_Cの温度依存性

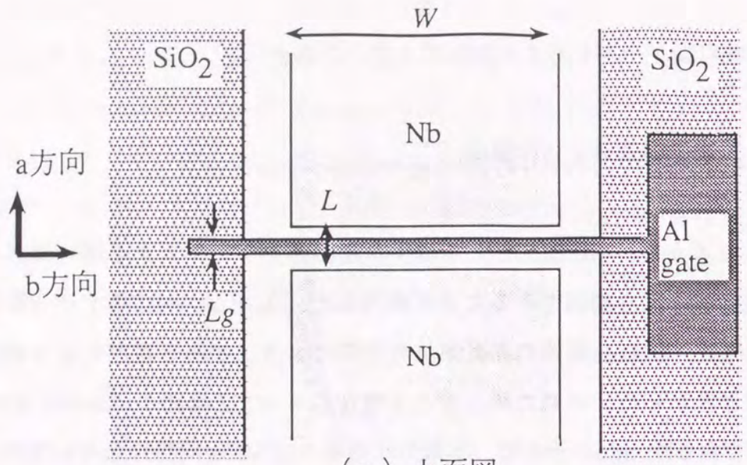
７－３　HEMT型ゲートを有する超伝導トランジスタ

７－３－１　素子構造および作製法

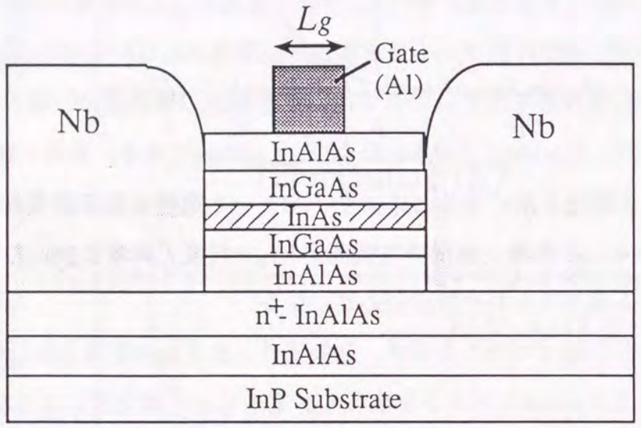
前節で示したように、MIS型ゲートを有する超伝導トランジスタを用いてゲート電圧により超伝導電流を制御できることに成功した。しかし、MIS型ゲート電極構造ではSiO2絶縁膜／InAlAs層間の界面準位の影響により、ゲート電圧による超伝導電流の制御性が低かった。そのため、ゲート電圧によってI_Cは約１／３にしか減少させることができなかった。そこで、本節では通常のHEMTと同様にInAlAs層をゲートショットキー層とする構造を用いて、ゲート電圧による制御性の向上をねらった。

図７－１１に、HEMT型ゲートを有するInAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ逆構造を用いた超伝導接合を示す。ここで用いた逆構造の層構成は、図５－１３に示したものと同じで、L_w=4nm，Z=2.5nmおよびt_{spacer}=10nmである。非常に幅の狭い（0.1μm以下）ゲート構造を用いることにより、Alゲート電極を超伝導電極間のInAlAs上に作製している。この時、超伝導電極間が0.3μm程度と非常に狭いために0.05μm以下の電子ビーム露光の合わせ精度が必要になる。

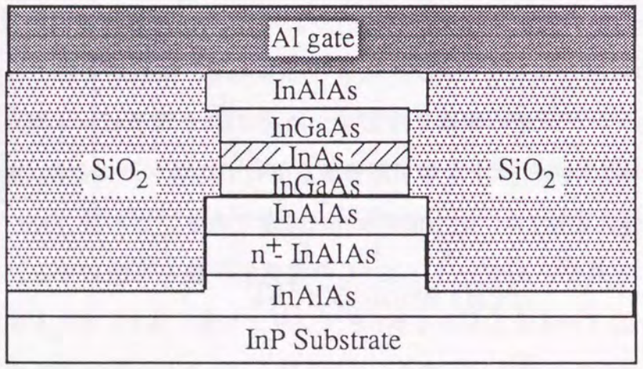
図７－１２に作製プロセスを示す。作製法は、まずInAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ逆構造上にφ-macレジストを塗布し、電子ビーム露光法によりφ-macレジストを電極パターンに感光、現像後、弗酸系エッチング液により電極パターン部の最上層であるInAlAs層の選択エッチングを行う。次に、Nb蒸着装置内に試料を挿入し、Arガス中でのスパッタクリーニングによりInGaAs層、InAs層を除去しn+-InAlAs層を露出後、エッチング段差の側面に片方ずつ両面にNbを電子ビーム蒸着する。ウエハを取り出した後、Nbをアセトン中で超音波を用いてリフトオフする。Nb電極幅Wは、40μm、Nb電極間距離Lは、0.2μmから1μm程度である。この後、Alゲート作製前にメサプロセスを行い、Alゲートと2DEGの電気的分離を可能にする。このメサプロセスの概要を図７－１３に示す。Nbをリフトオフ後、AZレジストを塗布し、光露光法によりメサ形状に感光、現像する。その後、17%クエン酸水溶液:H_2O_2=2Ω1のエッチング液でInAlAsバッファ層までエッチングし、その後17%クエン酸水溶液:H_2O_2=



（a）上面図

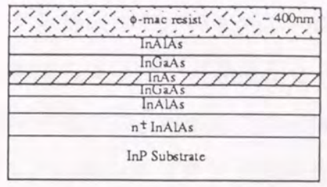


（b）a方向の断面図

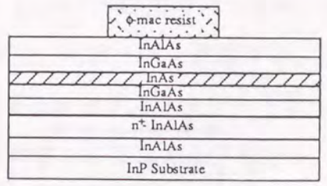


（c）b方向の断面図

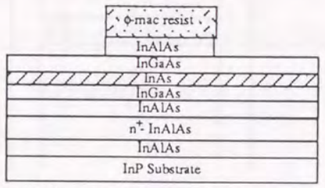
図７－１１　HEMT型ゲートを有するInAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ逆構造を用いた超伝導トランジスタ



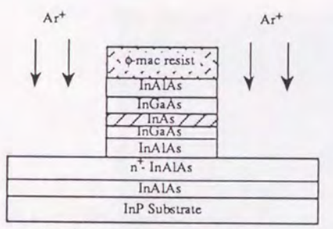
（1）レジスト塗布



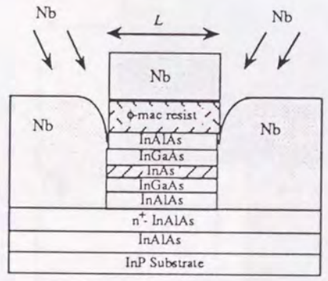
（2）電子ビーム露光



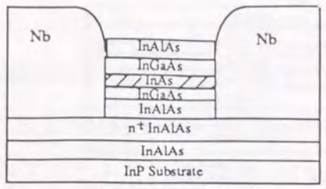
（3）HF系選択エッチング



（4）RF sputter cleaning

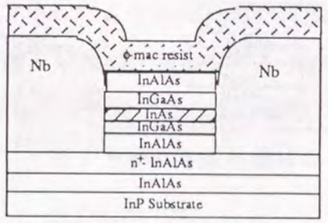


（5）Nb deposition

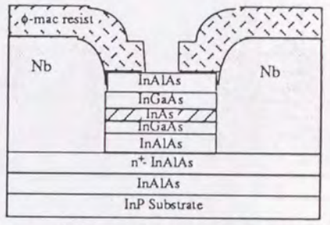


（6）Lift-off

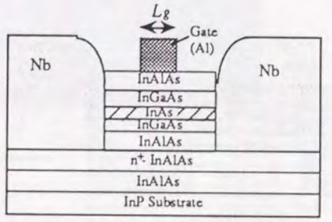
（7）メサプロセス
［図７－１３参照］



（8）レジスト塗布



（9）電子ビーム露光



（10）Al deposition and lift-off

図７－１２　HEMT型ゲート超伝導トランジスタの作製プロセス

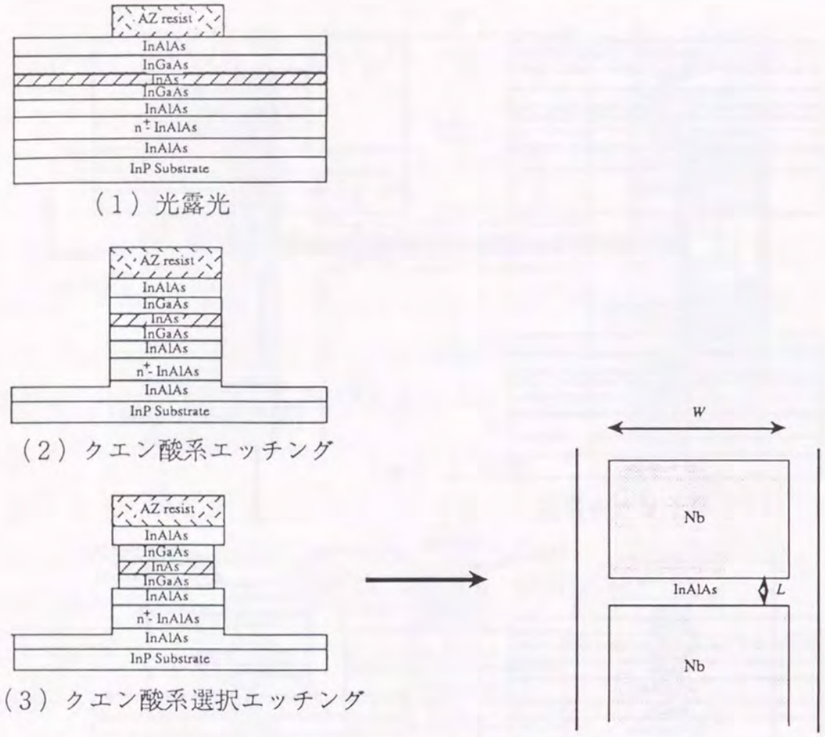


図７－１３　メサプロセス

1:1のエッチング液でInGaAs、InAs層の選択エッチングを行い、InAlAs層によるオーバーハングを形成する。17%クエン酸水溶液:H_2O_2=20:1のエッチング液は、InAlAsとInGaAsに対するエッチング速度がともに ~80nm/minとほぼ同程度である。一方、1:1のエッチング液では、InAlAsでは~10nm/minであるのに対して、InGaAsでは~200nm/minとなり、20倍のエッチング速度を有している。このことから、InAlAsに対してInGaAsの選択エッチングが可能となる。さらに、エッチング段差の側面に片方ずつ両面を0.1μm厚のSiO_2膜でパッシベーションした後、メサ上のSiO_2のリフトオフを行う。その後、Alゲートを作製する。再度ϕ-macレジストを塗布し、電子ビーム露光法によりϕ-macレジストをゲート電極パターンに感光、現像する。最後に、Alを電子ビーム蒸着し、リフトオフを行う。Alゲート電極は、0.1から0.2μm程度である。

MIS型ゲート超伝導トランジスタの作製プロセスと異なり、このプロセスではNbはInAs層の側面でコンタクトしている。前節で示したようにInAs層の表面出しのためのスパッタクリーニング時間による制御が難しいため、MIS型ゲートの場合、歩留まり良く良好なNb/InAsのコンタクトを有する素子を作製することは困難であった。

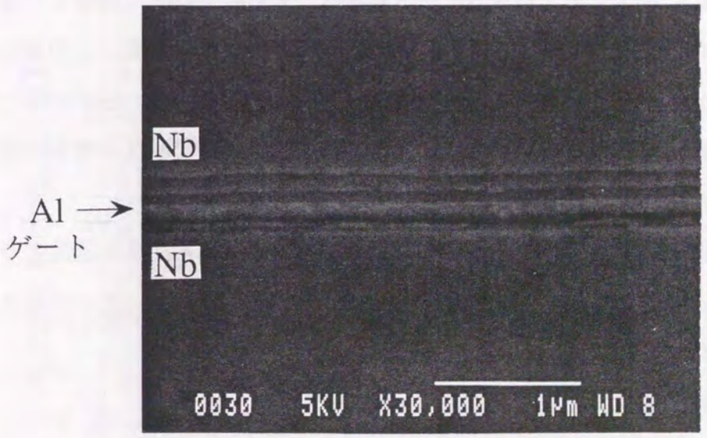


図７－１４　超伝導トランジスタのSEM写真（x30000倍）

そこでこの問題を解決するために、Nb蒸着前のエッチングを深くしてInAs層の側面を露出し、ここに斜め蒸着によりNbをコンタクトさせる方法を用いた。この方法は、エッチングの制御が容易で、かつサイドエッチングによりレジストパターンよりも短くなったリッジ部分にNbをコンタクトさせることができるため、正面蒸着の場合よりもNb電極間隔を短くできる利点がある。このようにして作製した超伝導トランジスタのSEM写真を図７－１４に示す。この図から、Nb電極間隔0.3　μmの中に0.1μmのAlゲートが入っており、Nb電極と接触していないことがわかる。

７－３－２　超伝導特性

図７－１５に、この超伝導トランジスタのゲート電圧により制御した*I-V*特性を示す。ゲート電圧V_gは、ゲート電極とNb電極の片側との間に0Vから–1.18Vまで印加している。ここで用いたInAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ逆構造の2DEGのシートキャリア濃度と移動度は、各々n_s =1.86x10^{12}cm^{-2}, μ =155000 cm^2/Vs at 10Kである。また図７－１６は、I_CとR_Nのゲート電圧依存性である。ゲート電圧印加前に約3μAだったI_cが、V_g～ –1.1Vで消失している。また、V_g = –1.18Vにおいてもゲートリークは無く、R_Nは約20kΩに増大した。MIS型ゲートに比べ、I_CとR_Nの制御性が著しく改善し、V_g ～ –1.1V でもI_Cを測定限界以下まで減少させられることがわかる。この著しい改善は、HEMT型ゲートではゲート電極がInAlAs上に直接コンタクトしているために、MIS型ゲート構造の場合に問題となるSiO_2/InAlAs界面に形成される表面準位の影響による制御性の劣化が起こらないためである。

この著しい改善によって、超伝導トランジスタのデバイス特性を議論できるようになったと考えられる。以下では、このHEMT型ゲート超伝導トランジスタのデバイス特性について述べる。

まず、超伝導トランスコンダクタンスg_m^Sという量を

$$g_m^S = \mathrm{d}J_d/\mathrm{d}V_g \qquad (7\text{-}3)$$

（J_Cは幅W=1mmあたりのI_Cの大きさ）

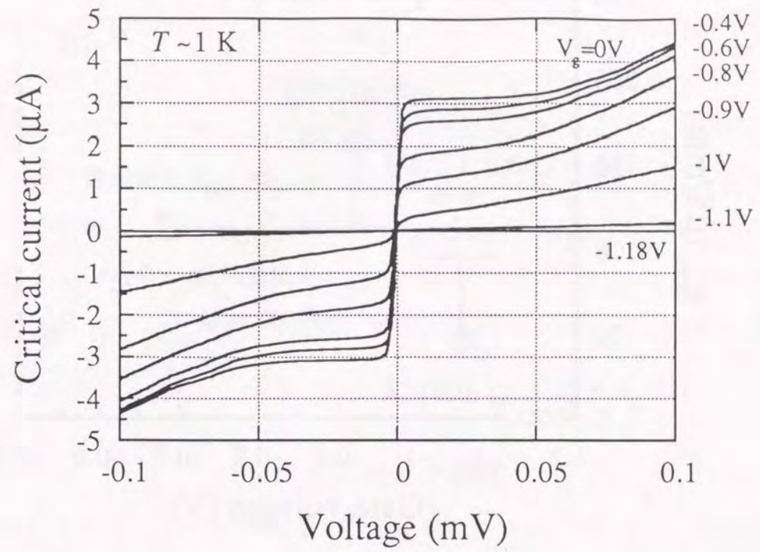


図７－１５　HEMT型ゲート超伝導トランジスタのI-V特性

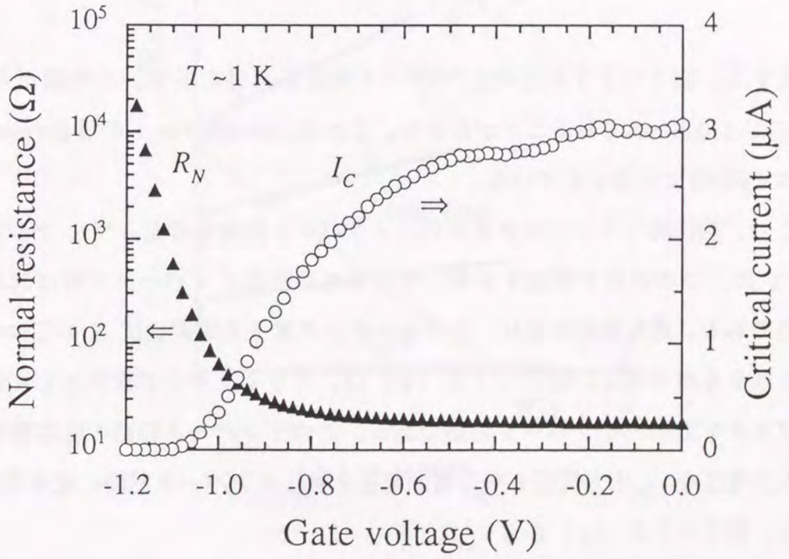


図７－１６　I_CおよびR_Nのゲート電圧依存性

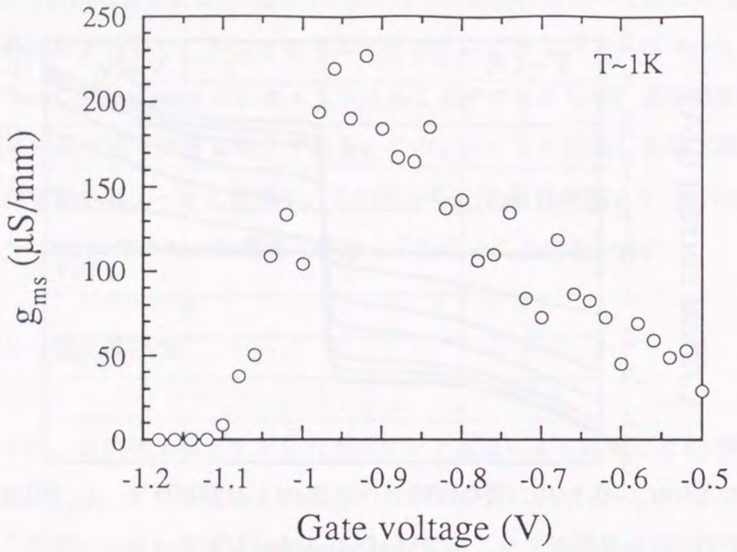
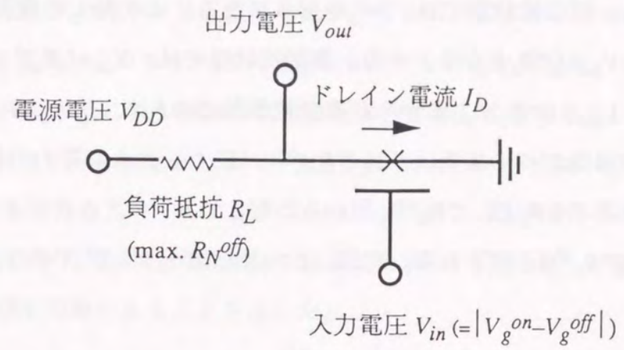


図７－１７　g_m^Sのゲート電圧依存性

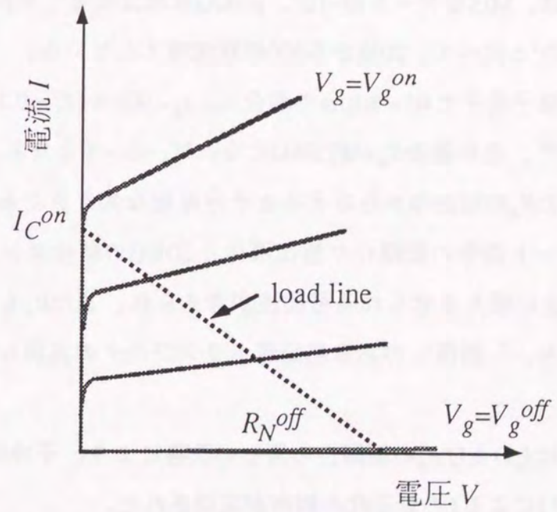
と定義する。図７－１７にこのg_m^Sのゲート電圧依存性を示す。この図から、g_m^Sの最大値は~230μS/mmであることがわかる。これは、MIS型ゲートの場合の~60μS/mm-に比べて約4倍に改善されている。

ここで、超伝導トランジスタを用いたインバータ回路を考える[46]。デジタルICは"0"と"1"の二つの状態で構成するが、その基本回路はインバータと呼ばれる論理反転回路である。最も単純な形は、スウィッチング素子と負荷抵抗 R_Lの二つの素子で構成されるものである。図７－１８（ａ）は、スウィッチング素子として超伝導トランジスタを用いたインバータ回路である。このインバータ回路の応答特性を考える。入力電圧をV_{in}, 出力電圧をV_{out}, 電源電圧をV_{DD}, インバータ回路に流す電流をI_Dとすると、図７－１８（ａ）からV_{out}は、

$$V_{out} = V_{DD} - I_D R_L \qquad (7\text{-}4)$$



（ａ）インバータ回路



（ｂ）I-V特性

図７－１８　超伝導トランジスタを用いたインバータ回路とその動作

と示される。図７－１８（ｂ）は、超伝導トランジスタのI-V特性と負荷抵抗の電流－電圧特性を重ねて示したものである。ここで、V_g^{on}, I_C^{on}は超伝導状態の時のゲート電圧と超伝導臨界電流、V_g^{off}, R_N^{off}は高抵抗状態へ移行した時のゲート電圧とノーマル抵抗である。超伝導状態では、V_{out}はゼロになる。この時I_Dの最大値は、I_C^{on}になる。つまり、$V_{DD}=I_C^{on}R_L$となる。一方、高抵抗状態では、$V_{out}=I_DR_N^{off}=V_{DD}-I_DR_L$になる。ここで、$V_{DD}$は$I_C^{on}R_L$であるから、高抵抗状態での$I_D$は、$I_C^{on}R_L/(R_N^{off}+R_L)$と表される。通常半導体デバイスでは、$R_L$が$R_N^{off}$と一致するときに電力利得が最大となることから、ここでもR_LとしてR_N^{off}を用いることとする[47]。これにより、高抵抗状態でのV_{out}は、$I_C^{on}R_N^{off}/2$と表される。結局、この超伝導トランジスタのvoltage gain$G$は、

$$G = V_{out}/V_{in} = I_C^{on}R_N^{off}/(2|V_g^{on}-V_g^{off}|) \qquad (7\text{-}5)$$

と定義される。ここで、図７－１６から実験的に得られた値（I_C^{on}~2.5μA, R_N^{off}~20 kΩ, $|V_g^{on}-V_g^{off}|$~0.5V）を(7-5)式に代入すると、HEMT型ゲートではGは~0.05となった。この値は、MIS型ゲートの~10^{-5}、p-InAs表面反転層[5]やp-Si[6]の超伝導トランジスタの~3×10^{-3}と比べて、20倍から500倍程度増大している。

同じ構造の二端子素子でW = 80μmの場合に、I_c~90μA (L = 0.3μm, T = 2Kの時）が得られており[48]、その場合R_Nが約30kΩになれば、G~1となる。R_N~30kΩは、図７－１６に示したR_Nの増加率から考えると十分可能な大きさである。今後、超伝導電極間距離やゲート長等の微細化や超伝導体と2DEGの結合コンタクトの改善により、I_Cを10倍以上に増大させられる可能性が考えられ、またR_Nもさらなる増大が期待されることから、”利得”のある超伝導トランジスタの実現も可能であると期待される。

また、ここではI_cおよびR_Nの制御性の著しい改善により、干渉効果によるI_cの振動や量子ポイントコンタクトによるI_cの量子化の観測が実現された。

７－４　まとめ

本章では、nAs層挿入InAlAs/InGaAs 変調ドープ逆構造を用いた超伝導トランジスタを作製し、ゲート電圧により制御された超伝導特性について検討した。まず、MIS型ゲートを用いて、ゲート電圧により超伝導電流の制御ができることを示した。超伝導電流の変化は、二次元電子ガスの電子輸送特性を反映しており、ゲート電圧により二次元電子ガスのキャリア濃度を減少させることにより、clean limit の領域からdirty limitの領域へクロスオーバーが起こることを明らかにした。さらに、HEMT型ゲートを用いることにより超伝導電流の制御性を著しく改善した。また、この超伝導トランジスタのvoltage gain Gは、~0.05となり、従来の超伝導トランジスタと比べて、約20倍も増大していることがわかった。さらに、超伝導体と2DEGのコンタクトの改善等により、I_Cの増大が期待されることから、”利得”のある超伝導トランジスタの実現も可能であることを示した。

第8章　結論

本論文は、トンネル型ジョセフソン素子に代わる”超伝導近接効果による超伝導トランジスタ”の実現を目的として行われた研究に関して、その実現までの研究成果および研究経過について述べたものである。

まず、超伝導近接効果による超伝導電子の伝導機構をより深く解明するために、n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜を用いた半導体結合超伝導接合の超伝導特性の検討を行った。n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜の電子輸送特性を精確に求めることにより、超伝導近接効果を支配するパラメータであるコヒーレンス長を明らかにした。また、清浄な超伝導体／半導体界面を作り出すことにより、超伝導近接効果の境界条件も明らかにした。

さらに、超伝導トランジスタの実現に向けて、n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜よりも高い電子輸送特性を有するInAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ構造を新たに提案した。この構造は、通常の半導体デバイスとしても優れた高周波特性を示し、将来の高周波、低雑音デバイスとしても有望な半導体材料である。このInAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ構造を用いた超伝導トランジスタを実現し、ゲート電圧により超伝導電流の制御ができることを示した。InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ構造の電子輸送特性と超伝導特性を比較することにより、三端子制御により超伝導近接効果のclean領域からdirty領域へのクロスオーバーを起こすことが可能であることを示した。また、ゲート構造をHEMT型に改善することにより、常伝導体を用いたトランジスタと同等のゲート電圧で、超伝導臨界電流を消失させることに成功し、従来の超伝導トランジスタに比べてvoltage gainを約20倍に増大させることができた。

本研究により超伝導トランジスタ原型（proto-type）の飛躍的な特性改善が実現されたことは、今後超伝導トランジスタの回路素子への展開に新しい道を開くものと考えられる。また、最近の超伝導エレクトロニクスは、実用化を目指して超伝導デバイスと半導体デバイスを適材適所に利用したハイブリッド化や光デバイスとの融合等が試みられており、本研究で高移動度半導体と超伝導体とを結合させたデバイスが実現されたことは、新たな複合デバイスへの可能性も示すことができたと考えられる。

さらに、超伝導トランジスタの開発を通して新たに得られる物理現象を明らかにしていくことも本研究の重要な目的であった。本研究で実現されたInAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ構造を用いた原型超伝導トランジスタは、高いキャリア濃度と移動度を有し、超伝導電流が得られ、かつ制御できることから、第1章で触れた超伝導量子ポイントコンタクトの実現に最も適した材料と考えられた。本研究による超伝導トランジスタの特性改善後最近、超伝導量子ポイントコンタクトへの応用が試みられ、超伝導臨界電流の量子化が観測されている[49]。さらに、準粒子の干渉による超伝導臨界電流の振動も観測され[50]、これらのことから今後この系を用いた新しい量子効果の実現が期待される段階に到った。

以下に本研究の主要な結果を示す。

［1］n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜の電子輸送特性の導出
- * p-InAs基板上へのn-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜のMBE成長技術を確立
- * pn接合による電気的分離を実現
- * キャリア濃度、移動度、有効質量を正確に決定

［2］n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜を用いた超伝導接合を実現
- * pn接合分離によりI_cR_N積を改善
- * コヒーレンス長をキャリア濃度、移動度、有効質量から正確に導出
- * n-InAsｴﾋﾟﾀｷｼｬﾙ膜を用いた接合がcleanとdirtyの中間領域にあることを確認
- * 清浄なNb/InAs界面の実現により境界条件を確認

［3］InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ構造を実現
- * 層構造の最適化
- * 高い電子輸送特性を確認
- * キャリア濃度、移動度、有効質量を正確に決定

［4］InAs層挿入InAlAs/InGaAs HEMTを実現
- * 高いデバイス特性を確認

［5］InAs層挿入InAlAs/InGaAs変調ドープ構造を用いた超伝導トランジスタを実現
- * ゲート電圧による超伝導電流の制御を実現
- * ゲート電圧により、cleanからdirtyへのクロスオーバーを実現
- * HEMT型ゲートによるデバイス特性の著しい改善を実現

謝　辞

本論文をまとめるにあたり、御指導と御助言を賜りました大阪大学工学部電気工学科　青木亮三教授に深甚なる感謝の意を表します。

また、論文について多くの御教示と御討論を戴きました大阪大学工学部電気工学科　白藤純嗣教授、同学科　平木昭夫教授、同工学部　超伝導エレクトロニクス研究センター　村上吉繁教授に深く感謝いたします。

本研究はＮＴＴ基礎研究所ならびにＬＳＩ研究所で行ったものであり、本研究の機会を与えて戴き、多大な御指導と御鞭撻を賜った池上徹彦　基礎研究所長、松本信雄　物質科学研究部長に感謝いたします。

また本研究の遂行にあたり、加藤嘉則　元基礎研究所長、木村達也　前基礎研究所長、伊澤達夫　研究開発本部副本部長、平塚廣明　光材料研究部長、山田智秋山田特別研究室長、平田一雄　ＬＳＩ研究所第五プロジェクトリーダー、岡本紘元物質科学研究部主席研究員の方々には多大な御指導と御鞭撻を賜りました。ここに深く感謝いたします。

本研究を進めるにあたり、直接御指導いただいた川上剛司　光エレクトロニクス研究所主幹研究員、松田あづさ　松田研究グループリーダー、高柳英明　超伝導量子物理研究グループリーダーに心から感謝いたします。特に高柳英明リーダーの御指導なしでは本研究は成し得なかったものであり、研究の内容、進め方はもとより超伝導近接効果理論から低温測定技術まで懇切丁寧なる御指導をしていただくとともに、本論文をまとめることを勧めていただき、温かい激励を賜りました。重ねてお礼申し上げます。新田淳作　主幹研究員には研究全般にわたり御指導していただくとともに、終始温かい激励を賜りました。ここに深く感謝いたします。

井上考　ＬＳＩ研究所主任研究員、中ノ勇人　基礎研究所主任研究員、原田裕一同所研究主任、豊田悦子　同所社員、渡部比呂志　同所社員、川島武久　通信網研究所社員の方々には日頃から研究全般にわたって御討論、御協力を戴きました。皆様に心からお礼申し上げます。

また、変調ドープ構造に関する研究はＬＳＩ研究所量子デバイス研究部での一年間の研修がきっかけとなりました。石井康信　ヘテロ接合デバイス研究グループリーダーには研究全般にわたり有益な御討論、御助言を戴きました。また荒井邦博ＬＳＩ研究所主幹研究員には、InAs量子井戸挿入構造のアイデアと研究の進め方について多大な御指導を賜りました。榎木孝知　同所主任研究員には、変調ドープ構造の物理から素子作製技術、測定技術まで懇切丁寧なる御指導をして戴きました。小林隆　同所担当課長には、ウエハ作製に関して御指導、御協力を戴きました。楳田洋太郎　同所主任研究員、重川直輝　同所主任研究員にはデバイス特性等の評価に関して、御討論、御協力を戴きました。この機会に皆様に心より感謝いたします。

参考文献

1) B. D Josephson, "Possible new effects in superconducting tunnelling", Phys. Lett. 1, 251 (1962).

2) P. W. Anderson and J. M. Rowell, "Probable observation of the Josephson superconducting tunnel effect", Phys. Rev. Lett. 10, 230 (1963).

3) 川辺潮、「超伝導トランジスタ」物理学最前線１７、共立出版 (1987)

4) T. D. Clark, R. J. Prance, and A. D. C. Grassie, "Feasibility of hybrid Josephson field effect transistor", J. Appl. Phys. 51, 2736 (1980).

5) H. Takayanagi and T. Kawakami, "Superconducting proximity effect in the native inversion layer on InAs", Phys. Rev. Lett. 54, 2449 (1985).

6) T. Nishino, M. Miyake, Y. Harada, and U. Kawabe, "Three-terminal superconducting device using a Si single-crystal film", IEEE Electron Dev. Lett. 6, 297 (1985).

7) Z. Ivanov, T. Claeson, and T. Andersson, "Three terminal Josephson junction with a semiconductor accumulation layer", in *Proc. 18th Conf. Low Temperature Physics (Kyoto, Japan), 1987*, p. 1617.

8) A. W. Kleinsasser, T. N. Jackson, D. Mclnturff, F. Rammo, G. D. Pettit, and J. M. Woodall, "Superconducting InGaAs junction field-effect transistor with Nb electrodes", Appl. Phys. Lett. 55, 1909 (1989).

9) A. Furusaki, H. Takayanagi, and M. Tsukada, "Josephson effect of the Superconducting quantum point contact", Phys. Rev. B45, 10563 (1992).

10) A. Furusaki and M. Tsukada, "DC Josephson effect and Andreev reflection", Solid State Comm. 78, 299 (1991).

11) A. F. Andreev, "The thermal conductivity of the intermediate state in superconductors", Sov. Phys. JETP 22, 455 (1966).

12) 高柳英明、「超伝導／メソスコピック半導体構造の量子輸送」、応用物理　63, 273 (1994).

13) 古崎昭、「アンドレーフ反射・ジョセフソン効果」、固体物理 28, 795 (1993).

14) P. G. de Gennes, "Boundary effects in superconductors", Rev. Mod. Phys. 36, 225 (1964).

15) P. G. de Gennes, *Superconductivity of Metals and alloys*, (Benjamin, New York, 1969).

16) Y. Tanaka and M. Tsukada, "Theory of the superconducting proximity effect near the critical temperature", Phys. Rev. B37, 5087 (1988).

17) Y. Tanaka and M. Tsukada, "Green's function theory of the superconducting proximity effect", Phys. Rev. B37, 5095 (1988).

18) L. P. Gor'kov, "Microscopic derivation of the Ginzburg-Landau equations in the theory of superconductivity", Sov. Phys. JETP 9, 1364 (1959).

19) J. Seto and T. Van Duzer, "Theory and measurements on lead-tellurium-lead supercurrent junctions", in *Low Temperature Physics* , LT-13, 3, 328, (Plenum, New York, 1974).

20) V. L. Ginzburg and L. D. Landau, "On the theory of superconductivity", Zh. Eksp. Theor. Fiz., 20, 1064 (1950).

21) L. P. Gor'kov, "On the energy spectrum of superconductors", Sov. Phys. JETP 7, 505 (1959).

22) A. W. Kleinsasser, T. N. Jackson, G. D. Pettit, H. Schmid, J. M. Woodall, and D. P. Kern, "n-InAs/GaAs heterostructure superconducting weak links with Nb electrodes", Appl. Phys. Lett. 49, 1741 (1986).

23) D. F. Welch, G. W. Wicks, and L. F. Eastman, "Calculation of the conduction band discontinuity for $Ga_{0.47}In_{0.53}As/Al_{0.48}In_{0.52}As$ heterojunction", J. Appl. Phys. 55, 3176 (1984).

24) 日本産業技術振興協会編、「化合物半導体デバイス」、日本産業技術振興協会 (1973).

25) A. Kastalsky, L. H. Greene, J. B. Barner, and R. Bhat, "Proximity-effect superconductive tunneling in Nb on InGaAs/InP/InGaAs heterostructures", Phys. Rev. Lett. 64, 958 (1990).

26) T. Nishino, M. Miyake, H. Hasegawa, T. Kure, and F. Murai, "Carrier reflection at the superconductor-semiconductor boundary observed using a coplanar-point-contact injector", Phys. Rev. B41, 7274 (1990).

27) A. W. Kleinsasser, T. N. Jackson, D. Mclnturff, F. Rammo, G. D. Pettit, and J. M. Woodall, "Crossover from tunneling to metallic behavior in superconductor-semiconductor contacts", Appl. Phys. Lett. 57, 1811 (1990).

28) T. Akazaki, J. Nitta, D. Mclnturff, and H. Takayanagi, "Single-crystal growth of Nb films onto molecular beam epitaxy grown (001)InAs", Appl. Phys. Lett. 59, 2037 (1991).

29) C. R. M. Grovenor, A. P. Sutton, and D. A. Smith, "Epitaxy of bcc metals on fcc(001) substrates", Scr. Metall. Lett. 18, 939 (1984).

30) M. F. Millea and A. H. Silver, "The surface conductance of Argon-ion-bombarded p-type InAs", Thin Solid Films 56, 253 (1979).

31) G. I. Ng, D. Pavlidis, M. Quillec, Y. J. Chan, M. D. Jaffe, and J. Singh, "Study of the consequence of excess indium in the active channel of InGaAs/InAlAs high electron mobility transistors on device properties", Appl. Phys. Lett. 52, 728 (1988).

32) G. J. Whaley and P. I. Cohen, "The growth of strained InGaAs on GaAs : Kinetics versus energetics", J. Vac. Sci. Technol. B6, 625 (1988).

33) P. R. Berger, Y. C.. Chen, J. Singh, and P. K. Bhattacharya, "Growth modes of (100) $In_xGa_{1-x}As$ growth on GaAs/InP below critical thickness-consequences for pseudomorphic MODFETs", presented at *Int. Symp. GaAs and Related Compounds, Karuizawa, 1989*, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 106, p.183 (Institute of Physics, Bristol and New York, 1990).

34) G. I. Ng, D. Pavlidis, M. Jaffe, J. Singh, and H-F. Chau, "Design and experimental characteristics of strained $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_xGa_{1-x}As$ (x>0.53) HEMTs", IEEE Trans. Electron Devices. ED-36, 2249 (1989).

35) W-P. Hong and P. K. Bhattacharya, "High-field transport in InGaAs/InAlAs modulation-doped heterostructures", IEEE Trans. Electron Devices. ED-34, 1491 (1987).

36) A. S. Brown, L. D. Nguyen, R. A. Metzger, M. Matloubian, A. E. Schmitz, M. Lui, R. G. Wilson, and J. A. Henige, "Reduced silicon movement in GaInAs/AlInAs HEMT structures with low temperature AlInAs spacers", presented at *Int. Symp. GaAs and Related Compounds, Seattle, 1991*, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 120, p. 281.

37) H. I. Fujishiro, H. Tsuji, and S. Nishi, "0.2μm gate pseudomorphic InGaAs/AlGaAs inverted HEMTs", presented at *Int. Symp. GaAs and Related Compounds, Jersey, 1990*, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 112, p. 453.

38) W. Walukiewicz, H. E. Ruda, J. Lagowski and H. C. Gatos, "Electron mobility in modulation-doped heterostructures", Phys. Rev. B30, 4571 (1984).

39) D. Grützmacher, R. Meyer, P. Balk, C. Berg, T. Schäpers, H. Lüth, M. Zachau and F. Koch, "Properties of the two-dimensional electron gas in modulation-doped GaInAs(P)/InP structures grown by low-pressure metalorganic vapor-phase epitaxy", J. Appl. Phys. 66, 697 (1989).

40) J. M. Kuo, B. Lalevic and T. Y. Chang, "Molecular-beam epitaxial growth and characterization of pseudomorphic GaInAs/AlInAs modulation-doped heterostructures", J. Vac. Sci. Technol. B5, 782 (1987).

41) L. Hrivnák, "The relations for electron effective masses of strained $In_xGa_{1-x}As$ layers", Phys. Status Solidi A 123, k133 (1991).

42) T. Enoki, K. Arai, and Y. Ishii, "Delay time analysis for 0.4- to 5-μm-gate InAlAs/InGaAs HEMT's", IEEE Electron Dev. Lett. 11, 502 (1990).

43) L. D. Nguyen, A. S. Brown, M. A. Thompson, L. M. Jelloian, L. E. Larson, and M. Matloubian, "650-Å self-aligned-gate pseudomorphic $Al_{0.47}In_{0.52}As/Ga_{0.20}In_{0.80}As$ high electron mobility transistors", IEEE Electron Dev. Lett. 13, 143 (1992).

44) Y-C. Pao, C. K. Nishimoto, R. Majidi-ahy, J. Archer, N. G. Bechtel, and J. S. Harris, JR., "Characterization of surface-undoped $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ high electron mobility transistors", IEEE Electron Dev. Lett. 37, 2165 (1990).

45) T. Ando, "Self-consistent results for a $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ heterojunction. II. low temperature mobility", J. Phys. Soc. Jpn. 51, 3900 (1982).

46) 大森正道編、「超高速化合物半導体デバイス」超高速ディジタルデバイスシリーズ、培風館 (1986).

47) 福田、平地、「GaAs電界効果トランジスタの基礎」、電子情報通信学会 (1992).

48) J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, and K. Arai, "Transport properties in InAs-inserted-channel $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ heterostructure coupled superconducting junction", Phys. Rev. B46, 14286 (1992)

49) H. Takayanagi, T. Akazaki, and J. Nitta, unpiblished.

50) H. Takayanagi, T. Akazaki, and J. Nitta , "Interference effects on the critical current in a clean-limit S-N-S junction", to be published in Phys. Rev. B.(1995)

関連業績リスト

[I] 論文

1. T. Akazaki, K. Arai, T. Enoki, and Y. Ishii
"Improving the Characteristics of an InAlAs/InGaAs Inverted HEMT by Inserting an InAs layer into the InGaAs Channel"
to be published in Solid-State Electronics (1995).

2. T. Akazaki, J. Nitta, H. Takayanagi, and K. Arai
"Superconducting junctions using a 2DEG in a strained InAs quantum well inserted into an InAlAs/InGaAs MD structure"
to be published in IEEE trans. on Applied Superconductivity (1995).

3. H. Takayanagi, T. Akazaki, and J. Nitta
"Interference effects on the critical current in a clean-limit S-N-S junction"
to be published in Phys. Rev. B. (1995).

4. H. Takayanagi, T. Akazaki, J. Nitta, and T. Enoki
"Superconducting three-terminal devices using an InAs-based two-dimensional electron gas"
to be published in Jpn. J. Appl. Phys. (1995).

5. T. Akazaki, J. Nitta, H. Takayanagi, T. Enoki, and K. Arai
"Improving the mobility of an $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ inverted modulation-doped structure by Inserting a strained InAs quantum well"
Appl. Phys. Lett. 65, 1263 (1994).

6. J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, and K. Arai

"Magnetic-field dependence of Andreev reflection in a clean Nb-InAs-Nb junction"
Phys. Rev. B49, 3659 (1994)

7. T. Enoki, K. Arai, T. Akazaki, and Y. Ishii
"Novel channel structures for high frequency InP-based HFETs"
IEICE Trans. Electron. E76-C(9), 1402 (1993)

8. T. Akazaki, K. Arai, T. Enoki, and Y. Ishii
"Improved InAlAs/InGaAs HEMT Characteristics by Inserting an InAs layer into the InGaAs Channel"
IEEE Electron Dev.Lett. 13, 325 (1992)

9. T. Akazaki, T. Enoki, K. Arai, Y. Umeda, and Y. Ishii
"High-frequency performance for sub-0.1 μm gate InAs-inserted-channel InAlAs/InGaAs HEMT"
Electron. Lett. 28, 1230 (1992)

10. J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, and K. Arai
"Transport properties in InAs-inserted-channel $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ heterostructure coupled superconducting junction"
Phys. Rev. B46, 14286 (1992)

11. T. Akazaki, J. Nitta, and H. Takayanagi
"Single-crystal growth of Nb films onto molecular beam epitaxy grown (001)InAs"
Appl. Phys. Lett. 59, 2037 (1991)

12. 赤崎、荒井、榎木、石井
"InAs薄層の挿入によるInAlAs/InGaAs系HEMTの高速化"
電子情報通信学会技術研究報告 91, ED91-118 (1991)

13. H. Nakano, T. Akazaki, J. Nitta, and T. Takayanagi
"Thickness Dependence of Cooperon Lifetime in Quasi-two-dimensional InAs Films"
Solid State Commun. 80, 251 (1991)

14. T. Akazaki, T. Kawakami, and J. Nitta
"Epitaxial InAs-coupled Superconducting Junctions"
J. Appl. Phys. 66, 6121 (1989)

15. Y. Suzuki, Y. Chikaura, and T. Akazaki
"Topographic study on an InAs Lattice-mismatched heteroepitaxial layer grown on GaAs by means of x-ray scattering radiography"
Appl. Phys. Lett. 56, 1856 (1989)

[II] 国際会議 Proceedings （査読済）

1. T. Akazaki, J. Nitta, H. Takayanagi, and K. Arai
"Superconducting junctions using a 2DEG in a strained InAs quantum well inserted into an InAlAs/InGaAs MD structure"
1994 Applied Superconductivity Conference, Boston, p.54, (1994)

2. H. Takayanagi, T. Akazaki, J. Nitta, and T. Enoki (invited)
"Superconducting three-terminal devices using an InAs-based two-dimensional electron gas"
International Conference on Solid State Devices and Materials, p.580, (1994)

3. J. Nitta, T. Akazaki, and H. Takayanagi
"Anomalous magnetic-field dependence of differential resistance in a superconducting

Nb-InAs-Nb junction"
Proc. of 21th Int. Conf. on Low Temperature Physics (LT-20), PG-87 (1993)

4. H. Takayanagi, J. Nitta, and T. Akazaki (invited)
"Superconducting Structures on Narrow Gap Semiconductors"
International Conference on Narrow Gap Semiconductors, (1992)

5. H. Takayanagi, J. Nitta, and T. Akazaki (invited)
"Transport in Semiconductor-coupled Superconducting Structure"
1st International Workshop on Quantum Functional Devices, (1992)

6. J. Nitta, H. Nakano, T. Akazaki, and T. Takayanagi
"Sub-Energygap Structures in a Nb/InAs/Nb Junction"
Proceedings of the International Conference on Superconducting and Quantum Effect Devices and their Applications (SQUID '91), edited by H.Koch and H. Lübbig, Springer Series in Electronics and Photonics Vol.31 (Springer-Verlag, Berlin, 1991)

7. T. Kawakami, T. Akazaki, and K. Inoue
"Feasibility of junction-type superconducting transistors using InAs and InSb"
87 Int. Superconduct. Electron. Conf. (ISEC'87, Tokyo), 174 (1987)

この他に、以下の国際会議で発表予定。

8. T. Akazaki, J. Nitta, H. Takayanagi, T. Enoki and K. Arai
"Superior confinement of two-dimensional electron gas in an $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ modulation-doped structure by Inserting a strained InAs quantum well"
7th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials 1995.

9. H. Takayanagi, T. Akazaki, and J. Nitta
"Critical-current oscillations due to the interference effects in a clean-limit superconductor-

2DEG-superconductor junction"

International Workshop on Mesoscopic Physics and Electronics 1995.