

高不純物濃度低次元系における
ホッピング伝導とクーロンブロッキング現象

名古屋大学図書	
和	1292102

名古屋大学大学院工学研究科
結晶材料工学専攻安田研究室
博士課程後期課程 近藤博基

目次

第1章 序論

1.1 研究の背景	1
1.2 本研究の目的	4
1.3 本論文の概要	5
1.4 参考文献	8

第2章 ホッピング伝導

2.1 ホッピング確率	11
2.2 伝導度の温度依存性	14
2.3 参考文献	19

第3章 クーロンブロッキング現象

3.1 単一接合におけるクーロンブロッキング現象	21
3.2 二重接合におけるクーロンブロッキング現象 (単一電子トランジスタの動作原理)	27
3.3 参考文献	35

第4章 試料作製方法および測定方法

4.1 集束イオンビーム装置	37
4.2 集束イオンビーム装置を用いた極微細イオン注入領域の作製方法	39
4.3 集束イオンビーム装置を用いて作製した 極微細イオン注入領域の電気伝導機構	42
4.4 電気的特性の測定方法	46
4.5 参考文献	48

第5章 ホッピング伝導系におけるクーロンブロッキング現象

5.1 はじめに	49
5.2 本研究の背景	50

5.3	試料構造と試料作製方法	51
5.4	結果および考察	54
5.4.1	電気伝導度の温度依存性	54
5.4.2	ドレイン電流 (I_{ds}) -ゲート電圧 (V_g) 特性	57
5.4.3	クーロンギャップ	72
5.4.4	ドット構造	75
5.5	まとめ	80
5.6	参考文献	82
第6章	一次元可変領域ホッピング伝導における ホッピング距離の温度依存性および電界依存性	
6.1	はじめに	85
6.2	ホッピング伝導における局在長およびホッピング距離の評価	86
6.3	本研究の背景	87
6.4	試料構造と試料作製方法	91
6.5	結果および考察	93
6.5.1	電流-電圧特性および電気伝導度の温度依存性	93
6.5.2	横磁気抵抗効果	96
6.6	まとめ	100
6.7	参考文献	102
第7章	結論	
7.1	本研究の総括	105
7.2	今後の展望	108
	謝辞	110
	研究業績	111
Appendix：試料作製行程		

第 1 章 序論

第1章 序論

1.1 本研究の背景

今日の高度情報化社会は、集積回路技術の進歩によるコンピュータの高性能化によって実現された。集積回路技術の進歩とは、超々大規模集積回路（Ultra Large Scale Integrated Circuits: ULSI）の高性能化と高機能化であり、それは基本構成要素であるCMOS（Complementary Metal Oxide Semiconductor）素子の微細化によって達成されてきた。1970年に発表された1Kbitのダイナミックランダムアクセスメモリ（Dynamic Random Access Memory: DRAM）が、現在では量産レベルで64Mbit、研究レベルでは1Gbitで実現されている[1]。現在、ほとんどのULSIがMOSFET（Metal Effect Transistor）を基本素子としているのは、接合型のトランジスタなどに比べて集積度が高く、素子の微細化によって、高速化と集積化が同時に実現されるからである。素子の微細化は、微細加工技術の発展によって実現され、現在では単体の素子でゲート寸法40nmのMOSFETの動作が確認されている[2]。

これまでMOSFETの微細化について幾度も限界が叫ばれてきたが、結果的には基本的な素子構造や動作原理を大きく変えることなく、微細化は達成されてきた。しかし更に素子の微細化が進むと、電子の波動性が顕在化し、電子や正孔を粒子とする準古典論な取り扱いは適当ではなくなることが考えられる。また、チャネル中のキャリア数が減少するため、半導体中の電子や正孔を流体として統計的に取り扱うことが困難となる。このような動作特性における物理的な限界を越えて、素子の微細化および高性能化を行うためには、量子力学的現象を積極的に利用した素子の実現が期待される。そのような次世代素子として、単一電子素子が近年注目を集め、活発な研究と開発が行われている[3-9]。単一電子素子では、微細なトンネル接合で顕在化するクーロンブロッケード現象利用することによって、電子1つ1つのトンネルを制御することができる。原理的には1つの電子で1bitの情報を表すことが可能であり、電子によって信号を表す素子としては究極の素子といえる。

クーロンブロッケード現象そのものは古くから知られており、金属薄膜における電気伝導の異常として、Golterによって1951年に報告されている[10]。極低温で観測される興味深い物性の1つにすぎなかったこの現象が近年注目を浴びてきた背景には、半導体分野における極微細加工技術の発達がある。すなわち、クーロンブロッケード現象の観測に必要なナノメートルサイズの微小接合が制御良く作製可能となったことが最も大きな要因である。微細加工による制御性の良い微小接合の形成とクーロンブロッケードの観測はFultonとDolanによって初めて行われ[3]、更に1980年代半ばのLikharevらの研究[11-12]により、次世代素子としての単一電子素子の研究が本格的に行われるようになった。初期の研究では、閉じこめ構造が作りやすいことから、メゾスコピック系の電気伝導の研究に用いられていた化合物半導体ヘテロ接合の二次元電子ガスを用いた研究[4-6]が活発に行われていた。しかし、観測可能な温度が数十mKに留まっていたため、動作温度の上昇が実用化への課題とされていた。これに対し、1990年半ばからSi系において室温動作可能な単一電子素子が報告された[7-9, 13]。Si系で実現される単一電子素子は、現行のMOSデバイスとの混載も可能であることから、実用化を目指した単一電子素子の研究がSi系で活発に行われるようになってきている。単一電子素子の実現には、ナノメートルオーダーの制御性の良い加工技術が必要であり、様々な作製法の研究が行われている。また、リソグラフィとエッチングによる意図的な微細加工を押し進める方法[7-9]のほかにも、金属や半導体のナノ結晶を利用する方法[13-16]などが検討されている。他方、単電子現象の物理には未だ明らかで無い点も多いため、未開拓な単電子物理を発掘する基礎的研究も盛んに行われており、多くの興味深い現象が報告されている[17-20]。

一方、素子の微細化に伴って顕在化し、伝導特性に影響を及ぼす種々の物理現象を理解することも重要である。例えば素子の微細化が進むと、電子はポテンシャルの乱れの影響を強く受けるようになる。微細MOSFETでは、チャネル中の電子はSi-SiO₂界面付近により偏在するため、界面のポテンシャルの乱れの影響を受けやすくなる。また、微細MOSFETでは、極微小な領域への高濃度不純物導入が必要とされる。このような高不純物濃度の微小領域でも、不純物イオンなどによる強いポテン

シャルの乱れが生じる。Si基板上の細線やポイントコンタクト構造においてクーロンブロッケード現象が観測される理由も、ポテンシャルの乱れが障壁として働き、細線中に微小接合が形成されるためと考えられている[21-22]。このようなポテンシャルが乱れた系では、電子は空間に局在した状態になるため、有効質量近似による自由電子的な電子輸送は成り立たなくなる。空間に電子が局在している系において支配的な伝導機構としては、ホッピング伝導が知られている。通常、局在した電子は伝導に寄与しないが、局在状態間が近接している場合、量子力学的なトンネル過程によって電子の局在状態間の遷移が可能となる。但し、局在状態間でエネルギーが異なる場合には、そのエネルギー差に応じた熱励起過程が遷移には必要となる。エネルギー差に応じたフォノンとの相互作用を伴って局在準位間をトンネルする現象を、ホッピングまたはフォノン-アシスト-トンネルと呼ぶ。ホッピング伝導は不純物半導体[23]だけでなく、アモルファス半導体[24]や金属微粒子薄膜[25]などにおいても報告されている。ホッピング伝導では、Mottの提唱した可変領域ホッピング伝導のモデル[26]が、パーコレーション理論を用いた導出からも支持を受け[27]、定性的に良く現象を表すとして支持されている。電気伝導度の温度依存性における、いわゆる、Mott則である。しかし、Mott則によって予測される電気伝導度の絶対値が、実際に測定される電気伝導度よりも数桁小さくなってしまう前指数項問題[28-30]や、単純なMott則では記述できない電気伝導度の温度依存性も実験的に報告されており[31-32]、未だ十分な理解が得られていないのが現状である。電子間相互作用[24]やフラクタル次元の導入[33-36]、熱励起過程の再検討[37]など、ホッピング過程やホッピング伝導モデルの根本的な再検討が必要とされている。

電子間相互作用を考慮したホッピング伝導機構として、クーロンギャップ[38-40]と呼ばれるモデルが知られている。これは、フェルミレベル近傍の状態密度が実効的にゼロであるとするモデルで、個々のホッピング過程でクーロンブロッケードが顕在化した場合をマクロに捉えた現象として考えられる。すなわち、フォノンとの相互作用が伴うものの、トンネル現象である以上、局在状態間が十分に小さな静電容量を持つならば、クーロンブロッケードは顕在化すると考えられる。一方、Si細

線で観測されるクーロンブロックード現象において、ホッピング伝導的な温度依存性も報告されている[20, 41]。ホッピング伝導におけるクーロンブロックード現象の研究は、極微細化された半導体素子における伝導現象を理解する上でも、単一電子素子の実現に向けた研究開発においても、有意義であると考えられる。

以上の観点から、本研究では高不純物濃度低次元系において、ホッピング伝導機構の基礎的物性とホッピング伝導系におけるクーロンブロックード現象を解明するための実験および考察を行った。

1.2 本研究の目的

本研究の目的は、集束イオンビーム装置を用いて、高不純物濃度低次元系を形成し、そこでのホッピング伝導の基礎的物性の解明と、ホッピング伝導系におけるクーロンブロックード現象を観測と伝導機構の解明を行うことである。

ホッピング伝導系におけるクーロンブロックード現象の検証を目的に、集束イオンビーム装置を用いて、長さや幅が共に100nm程度の微小なホッピング伝導系を作製し、電気伝導特性を測定した。ホッピングは、フォノン-アシスト-トンネルとも呼ばれる電子-フォノン相互作用を伴うトンネル現象であるから、局在状態間の静電容量が十分に小さければ、適当な低温度領域で、個々のホッピングに際し電子間相互作用であるクーロンブロックード現象が現れると考えられる。また、観測されたクーロンブロックード現象の観測から、そのドット構造のサイズやトンネルバリア幅などを見積もることができるため、通常のホッピング伝導における伝導特性の解析とは異なった視点から系の情報を得ることが可能である。

ホッピング伝導の基礎的な物性を理解することを目的に、一次元可変領域ホッピング伝導を示す試料において、2.0～16.0Kの範囲で横磁気抵抗効果の測定を行い、局在長とホッピング距離を実験的に求めた。更に、ホッピング距離の温度および電界に対する依存性について考察を行った。ホッピング伝導では、系内におけるホッピングネットワークの形成が伝導の特性を決定するため、局在長やホッピング距離などの情報を得ることは、ホッピング伝導機構を理解する上で重要である。

1.3 本論文の概要

本論文は、以下の全7章より構成される。

第1章「序論」

第2章「ホッピング伝導」

第3章「クーロンブロッケード現象」

第4章「試料作製方法および測定方法」

第5章「ホッピング伝導系におけるクーロンブロッケード現象」

第6章「一次元可変領域ホッピング伝導における
ホッピング距離の温度依存性および電界依存性」

第7章「結論」

第2章以降の各章の概要を以下に記す。

第2章「ホッピング伝導」では、本研究において重要な電気伝導機構であるホッピング伝導について述べる。初めに、二つの局在状態間におけるホッピング確率について説明する。次に、ホッピング伝導の特性として、伝導度の温度依存性について述べる。最近接ホッピング伝導および可変領域ホッピング伝導について述べ、Mott則と呼ばれる可変領域ホッピング伝導に特徴的な伝導度の温度依存性の導出を行う。

第3章「クーロンブロッケード現象」では、最も基本的な単一のトンネル接合におけるクーロンブロッケード現象について、基本原理と観測条件を述べる。単一接合におけるクーロンブロッケード現象は、単一電子素子の動作原理の基本であるが、現象そのものは観測され難いものであることを述べる。次に、二重接合におけるクーロンブロッケード現象について述べる。単一電子素子の基本構造である二重トンネル接合では、構造的にクーロンブロッケード現象の観測条件を満たす構造となっており、実験において二重接合または多重接合が用いられる理由について述べる。また、単一電子素子において特徴的な現象として、クーロン振動とクーロン

ギャップ領域について述べる。

第4章「試料作製方法および測定方法」では、実験で用いた集束イオンビーム装置 (Focused ion beam system : FIB) や試料作製法などについて述べる。4.1節では、FIBの基本的な構造と、FIBを用いた直接描画による選択的イオン注入法について説明する。4.2節では、本研究で行ったFIBを用いた極微細イオン注入領域の作製方法について述べる。続いて4.3節では、極微細イオン注入領域における電気伝導機構について述べる。これは、本研究室におけるこれまでの研究の成果によるものである。最後に4.4節において、本研究における電氣的測定の測定方法の詳細について述べる。測定に用いた液体ヘリウム用クライオスタットの構造と動作原理について述べる。

第5章「ホッピング伝導系におけるクーロンブロッケード現象」では、長さ、幅共に数十nm程度の微小なホッピング伝導系において観測されるクーロンブロッケード現象について述べる。電気伝導度の温度依存性、電流振動ピークおよびクーロンブロッケード領域に関する実験結果を説明する。更に、観測されたクーロンブロッケード現象から、系内に形成されていると考えられるドット構造と、観測された伝導現象に関する考察を行う。

第6章「一次元可変領域ホッピング伝導におけるホッピング距離の温度依存性および電界依存性」では、一次元可変領域ホッピング伝導を示す、長さ50-100 μ mの細線状の試料において、実験結果より求めたホッピング距離の電界依存性と温度依存性について検討を行う。一次元可変領域ホッピング伝導においては、電気伝導度の温度依存性と正の横磁気抵抗効果から、各温度におけるホッピング距離を求めることが可能である。第4章にて考察した、クーロンブロッケード現象が顕在化する微小ホッピング伝導系では、最近接ホッピング伝導が優位であるので、必ずしも理論的に完全に繋がっている訳ではない。しかし、ホッピング距離の特性を知ることによって、ホッピング伝導系におけるクーロンブロッケード現象について理解する上でも重要な指針を得ることができる。

第7章「結論」では、本研究で得られた結果を総括し、今後の課題と展望につい

て述べる。

1.4 参考文献

1. 高田正日出, 電子情報通信学会誌, 第79巻, 第11号, 1128(1996).
2. M. Ono, M. Saito, T. Yoshitomi, C. Fiegna, T. Ohguro and H. Iwai, IEDM Tech. Dig., p.119 (1993).
3. T. A. Fulton and G. J. Dolan, Phys. Rev. Lett. **59**, 109 (1987).
4. U. Meirev, M. A. Kastner and S. J. Wind, Phys. Rev. Lett. **65**, 771 (1990).
5. M. A. Kastner, Physics Today, p. 24 (January, 1993).
6. J. Weis, R. J. Haug, K. v. Klitzing and K. Ploog, Rev. Lett. **71**, 4019 (1993).
7. Y. Takahashi, M. Nagase, H. Namatsu, K. Kurihara, K. Iwadate, Y. Nakajima, S. Horiguchi, K. Murase and M. Tabe, Electronics Letters **35**, 136 (1995).
8. Y. Takahashi, H. Namatsu, K. Kurihara, K. Iwadate, M. Nagase and K. Murase, IEEE Trans. Electron Devices **43**, 1213 (1996).
9. H. Ishikuro, T. Fujii, T. Saraya, G. Hashiguchi, T. Hiramoto and T. Ikoma, Appl. Phys. Lett. **68**, 3585 (1996).
10. C. J. Golter, Physica **17**, 777 (1951).
11. K. K. Likharev, IBM J. Res. Dev. **32**, 144 (1988).
12. D. V. Averin and K. K. Likharev, Quantum Effects in Small Disordered Systems, ed. B. L. Altshuler, P. A. Lee and R. A. Webb (Elsevier, Amsterdam, 1991).
13. 矢野和男, 石井智之, 橋本孝司, 小林孝, 村井二三夫, 関浩一, 応用物理 **63**, 1248 (1994).
14. K. Yano, T. Ishii, T. Sano, T. Mine, F. Murai and K. Seki, 1996 IEEE Int. Solid-State Circuits Conference, P.266 (1996).
15. S. Tiwari, F. Rana, H. Hanafi, A. Harstein, E. F. Crabbe and K. Chan, Appl. Phys. Lett. **68**, 1377 (1996).
16. S. Oda, M. Kimura and M. Otobe, IEEE Silicon Nanoelectronics Workshop, Honolulu, June 1996.
17. S. Tarucha, D. G. Austing, T. Honda, R. J. van der Hage and L. P. Kouwenhoven, Phys.

Rev. Lett. **77**, 3613 (1996).

18. 藤原聡, 高橋庸夫, 村瀬克実, 第57回応用物理学会学術講演会予稿集, P.67 (1996).

19. H. Hasegawa, *Int. Symp. Formation, Physics and Device Application of Quantum Dot Structures, Sapporo, November 1996*.

20. T. Hiramoto, H. Ishikuro, T. Fujii, G. Hashiguchi and T. Ikoma, *Int. Symp. Formation, Physics and Device Application of Quantum Dot Structures, Sapporo, November 1996*.

21. M. A. Kastner, Rev. Mod. Phys. **64**, 849 (1992).

22. H. Ishikuro, T. Fujii, T. Saraya, G. Hashiguchi, T. Hiramoto and T. Ikoma, Appl. Phys. Lett. **68**, 3585 (1996).

23. J. C. Bourgoin, G. Frossati, A. Ravex, D. Thoulouze, M. Vandonpe and B. Waksman, Phys. Stat. Sol. (b) **92**, 585 (1979).

24. K. Morigaki, Philos. Mag. **B 42**, 979(1980).

25. T. Chui, G. Deutscher, P. Lindenfield and W. L. Maclean, Phys. Rev. **B 23**, 6172 (1981).

26. N. F. Mott, Philos. Mag. **19**, 835 (1969).

27. V. Ambegaokar, B. I. Halperin and W. L. Maclean, Phys. Rev. **B 4**, 2612 (1971).

28. M. H. Brodsky and R. J. Gambino, J. Non-Cryst. Solids, **8-10**, 739 (1972).

29. A. M. Szpilka and P. Viscor, Philos. Mag. **B 45**, 485 (1982).

30. M. Ortuno and M. Pollak, Philos. Mag. **B 47**, L93 (1985).

31. E. M. Hamilton, Philos. Mag. **B 26**, 1043 (1973).

32. C. J. Adkins, U. Dammer, T. Wright, E. A. Davis and R. Asal, *Hopping and Related Phenomena* (World Scientific, 1993).

33. D. van der Putten, J. T. Moonen, H. B. Brom, J. C. Brokken-Zijp and M. A. J. Michels, Phys. Rev. Lett. **69**, 494 (1992).

34. K. Hayashi, T. Watanabe, A. Mishima, K. Shimakawa and K. Morigaki, *Hopping and Related Phenomena* (World Scientific, 1993).

35. Y. E. Levy and B. Soullard, EuroPhys. Lett. **4**, 233 (1987).

36. G. Deutscher, Y. E. Levy and B. Souillard, EuroPhys. Lett. **4**, 577 (1987).

- 37. K. Shimakawa, Phys. Rev. **B 39**, 12933 (1989).
- 38. M. Pollak, Philos. Mag. **23**, 519 (1971).
- 39. A. L. Efros and B. I. Shklovskii, Solid State Phys. **8**, L49 (1975).
- 40. A. L. Efros, Solid State Phys. **9**, 2021 (1976).
- 41. S. B. Field, M. A. Kastner, U. Meirev, J. H. F. Scott-Thomas, D. A. Antoniadis, H. I. Smith and S. J. Wind, Phys. Rev. **B 42**, 3523 (1990).

第2章 ホッピング伝導

第2章 ホッピング伝導

2.1 ホッピング確率

本節では、二つの局在状態間でのホッピング確率について述べる。電子が空間に局在している場合、電気伝導は局在状態からの電子の放出によるか、または局在状態間での電子の遷移によって起こると考えられる。局在状態間の距離が近い場合、トンネル現象によって局在状態間での電子の遷移が可能となるが、個々の局在状態が異なるエネルギーを持っている場合には、局在状態間の遷移にエネルギー差に応じた熱励起過程が必要である。このような熱励起過程を伴うトンネル現象をホッピングと呼ぶ。

エネルギーの異なる二つの局在準位 i 、 j 間でのホッピングを考える（図2.1）。 i 、 j 間のホッピング確率 Γ_{ij} は波動関数の重なりに比例したトンネル確率と、準位間のエネルギー差に相当するフォノンとの相互作用に関するボルツマン因子によって、次のように与えられる[1]。

$$\Gamma_{ij} \propto \exp\left(-\frac{2r_{ij}}{a} - \frac{E_{ij}}{k_B T}\right) \quad (2.1)$$

ここで a は局在準位の波動関数の局在長、 r_{ij} は局在準位間の距離である。 E_i 、 E_j は局在準位 i 、 j のエネルギー準位、 k_B はボルツマン定数、 T は絶対温度である。 E_{ij} は局在準位間のエネルギー差を表し、 $E_{ij} = |E_i - E_j|$ である。

式(2.1)第1項 $\exp(-2r_{ij}/a)$ は、準位間の波動関数の重なり²に比例した遷移確率である。電子の局在状態として、クーロン力によって不純物イオンに束縛された状態を考えると、局在状態にある電子の波動関数は、伝導谷底のプロット関数 $\phi_p(r)$ と水素原子モデルで記述される包絡関数 $F_p(r)$ によって次のように与えられる[1-3]。

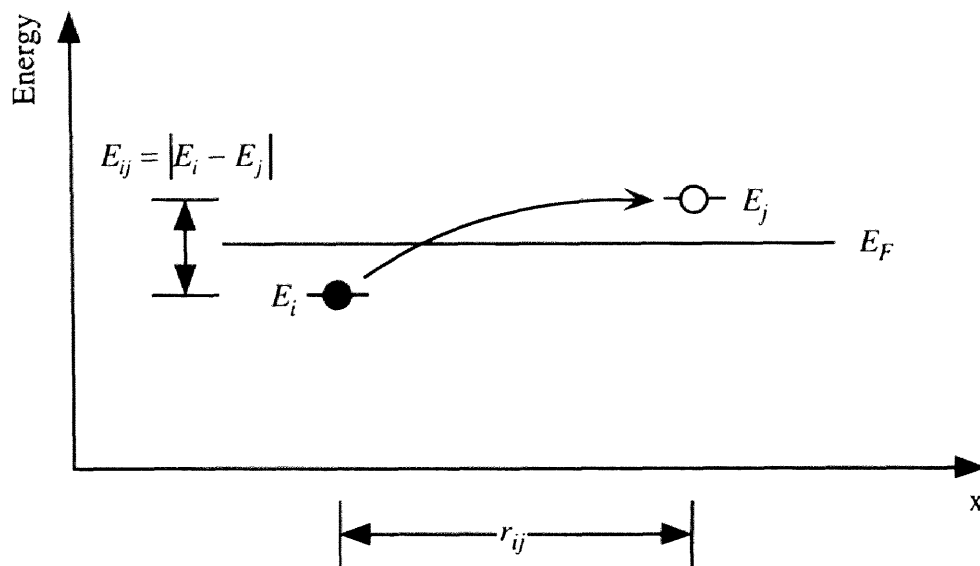


図2.1 エネルギーの異なる局在準位間におけるホッピングの模式図。

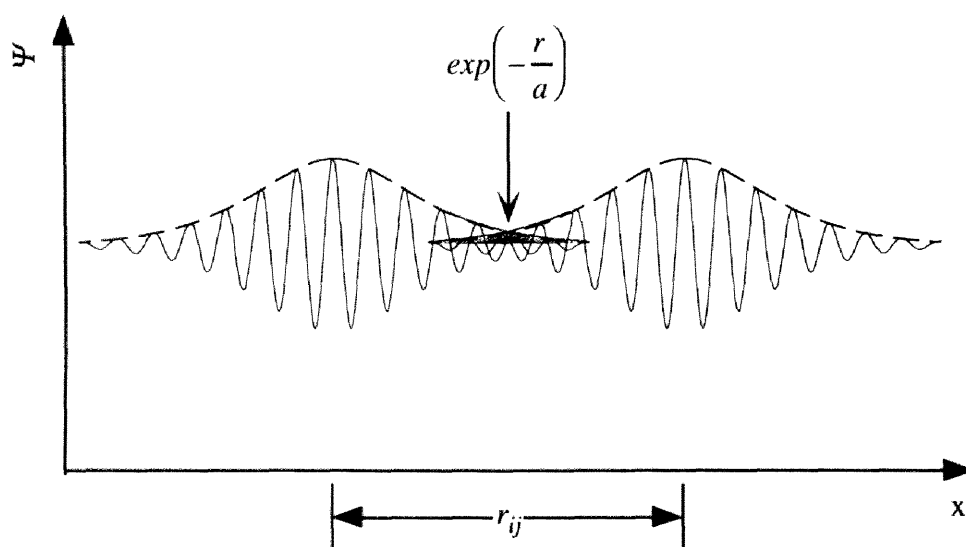


図2.2 局在状態に在る電子の波動関数の模式図。

$$\Psi_i = \sum_{p=1}^n \alpha_p F_p(r) \phi_p(r) \quad (2.2)$$

ここで α_p は線形結合係数である。 $\phi_p(r)$ は、結晶格子のつくる周期的なポテンシャル $V(r)$ から、以下のシュレーディンガー方程式の解として与えられるブロッホ関数である。

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta + V(r) \right) \phi(r) = E \phi(r) \quad (2.3)$$

\hbar はプランク定数、 m_0 は電子の静止質量である。また、 Δ はラプラス演算子を表し、 $\Delta = \nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$ である。一方、 $F_p(r)$ は不純物イオンのクーロンポテンシャルから、以下のシュレーディンガー方程式の解として与えられる。

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \Delta - \frac{e^2}{\kappa r} \right) F(r) = E F(r) \quad (2.4)$$

ここで、 m^* はキャリアの有効質量、 e は電気素量、 κ はSiの誘電率を ϵ_{Si} として $\kappa = 4\pi\epsilon_{Si}$ である。上式は水素分子モデルを表すシュレーディンガー方程式であり、解は指数関数的な裾を持つ関数として得られる。これより、 r_{ij} だけ離れた局在状態間の波動関数の重なりは $\exp(-r_{ij}/a)$ と考えられ、その二乗に比例する遷移確率は $\exp(-2r_{ij}/a)$ と表される。より厳密には、式(2.4)の解によれば、水素原子の1s状態の波動関数の重なり積分は $(1+r/a+r^2/3a^2)\exp(-r/a)$ である[4-5]。これより主要因子として $\exp(-r/a)$ が与えられる。局在長 a は波動関数の広がりを表す値であり、有効ボーア半径程度として見積もられる[3]。

$$a = \frac{\epsilon_{Si} \hbar^2}{\pi m^* e^2} \quad (2.5)$$

ここで、 $\hbar/2\pi$ はプランク定数である。Si中の正孔の場合、重い正孔と軽い正孔の有

効質量がそれぞれ $m_{lh}^* = 0.16m_0$ および $m_{hh}^* = 0.49m_0$ であるから、有効ボーア半径 a はそれぞれ 3.9nm および 1.3nm と求められる。

式(2.1)第2項 $\exp(-E_{ij}/k_B T)$ は、電子とフォノンの相互作用に関するボルツマン因子を表している。よく知られているように、フォノンの分布関数はプランクの分布関数で与えられる[6]。

$$n(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E}{k_B T}\right) - 1} \quad (2.6)$$

ここでは、ホッピング伝導が極低温で観測されることから、 $n(E) \approx \exp(-E/k_B T)$ と近似した。

Miller-Abrahamsの理論[2]によれば、電子の散乱メカニズムとして音響フォノンとの相互作用を考えると、式(2.1)の前指数項は r_{ij} と E_{ij} について弱い依存性を持つ量である。ここでは主要因子のみを考え、前指数項の r_{ij} および E_{ij} に対する依存性については考えない。

2.2 伝導度の温度依存性

高温時やフェルミレベル近傍の状態密度が低い場合では、式(2.1)において第1項が効くために、より近い準位へのホッピングが起こり易くなる。したがって、電子は最近接準位間をホッピングすることによって輸送される（図2.3）。このような伝導を最近接ホッピング伝導と呼ぶ。最近接ホッピング伝導の場合、温度変化によるホッピングネットワークの変化は殆ど起こらないので、伝導度は以下のような熱活性型の温度依存性を持つ。

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{\varepsilon}{k_B T}\right) \quad (2.7)$$

活性化エネルギー ε は、最近接準位間のエネルギー差の平均として与えられる。

一方、低温時やフェルミレベル近傍の状態密度が高い場合には、式(2.1)において

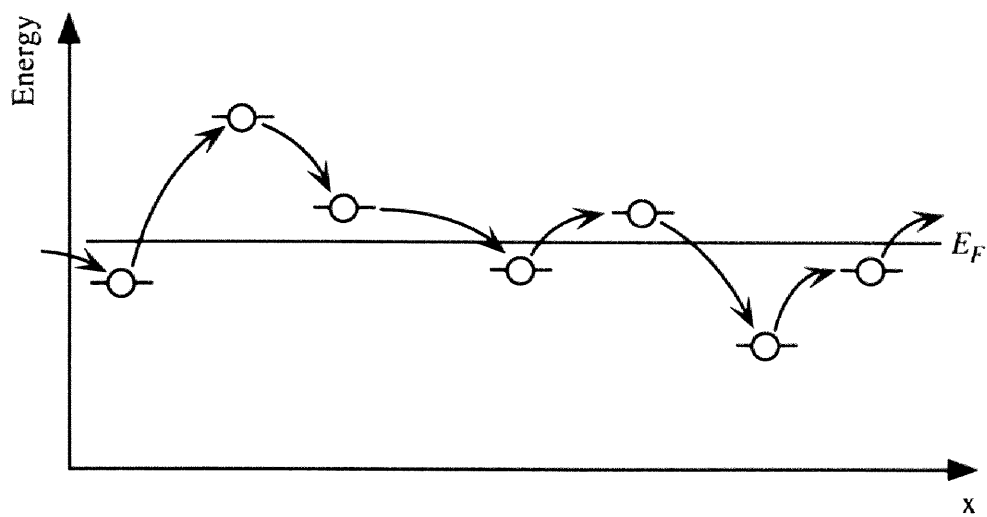


図2.3 最近接ホッピング伝導の模式図。電子輸送は、最近接準位間でのホッピングによって行われる。

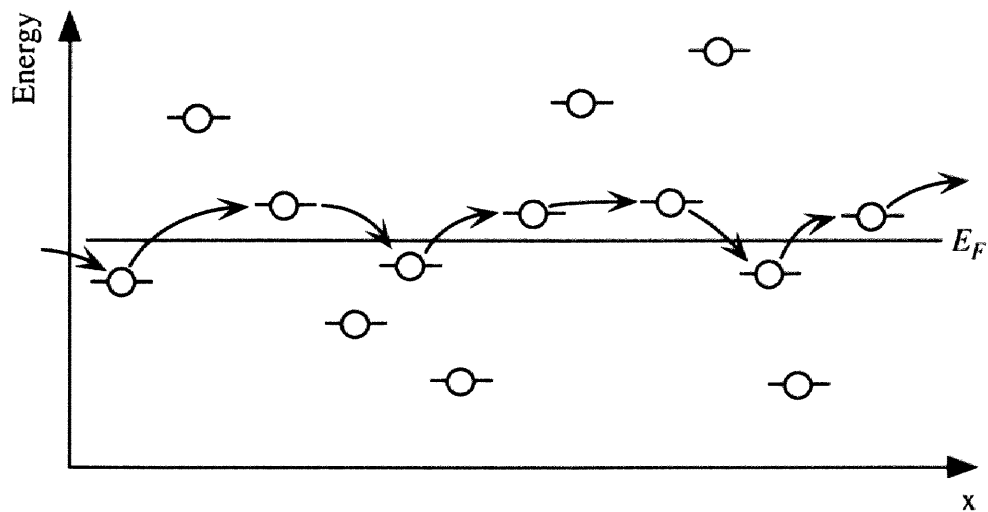


図2.4 可変領域ホッピング伝導の模式図。最もホッピング確率の高い遷移先は、最近接準位に限らないホッピング確率の高い準位間で構成されるホッピングネットワークによって、電子輸送が行われる。

第2項が第1項と同程度に効いてくる。そのため、エネルギー差の大きい近接の準位へのホッピングよりも、エネルギー差の小さい遠方の準位へのホッピングが優位に生じる。系内では準位間のエネルギー差と距離に応じて、最もホッピング確率の高いホッピングを介して、電流パスが形成される（図2.4）。このような伝導を可変領域ホッピング伝導と呼ぶ。また、温度が変わると第2項が変化するので、最も伝導度が低いホッピングパスは温度に応じて変化する。遷移が起こるためには、半径 r 、エネルギー ΔE の範囲内に少なくとも一つの準位が無くてはならない。フェルミレベル近傍において状態密度が一定であるとして $N(E_F)$ とすると、

$$\frac{4\pi r^3}{3} \cdot \Delta E \cdot N(E_F) \approx 1 \quad (2.8)$$

と得られる[1, 5]。これより、 $E_{ij} \approx \Delta E$ として、式(2.1)は次のように与えられる。

$$\Gamma \propto \exp\left(-\frac{2r}{a} - \frac{1}{k_B T} \left[\frac{4\pi r^3}{3} \cdot N(E_F) \right]^{-1}\right) \quad (2.9)$$

伝導に最も大きく寄与するホッピング距離 r は、式(2.9)において極値を持つとして、 $\partial\Gamma/\partial r = 0$ から求められる。式(2.9)から、このようなホッピング距離 r は次のように求められる。

$$r_0 = [9a/8\pi N k_B T]^{1/4} \quad (2.10)$$

ここで、 $N(E_F) = N$ とした。系全体の伝導において、このようなホッピングが支配的であると考え、伝導度の温度依存性は、式(2.10)を式(2.9)に代入することにより次のように与えられる[1, 5]。

$$\sigma = \sigma_3 \exp\left[-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right] \quad (2.11)$$

$$T_0 \approx \frac{18}{k_B a^3 N} \quad (2.12)$$

一次元系および二次元系の場合においても、式(2.8)と同じ仮定を行うことにより、伝導度の温度依存性が求められる。例えば、一次元系の場合、式(2.8)の条件は次のように与えられる。

$$2r \cdot \Delta E \cdot N(E_F) \approx 1 \quad (2.13)$$

式(2.8)から式(2.12)と同様の議論により、伝導度の温度依存性は次のように与えられる。

$$\sigma = \sigma_1 \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (2.14)$$

$$T_0 = \frac{4}{k_B a N} \quad (2.15)$$

以上まとめると、 d 次元系におけるホッピング伝導の温度依存性は以下のように与えられる[1]。

$$\sigma = \sigma_d \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{d+1}} \right] \quad (2.16)$$

式(2.16)で表される伝導度の温度依存性は、1次元系、2次元系および3次元系において、それぞれ1/2、1/3および1/4という特別な指数を持つ点が特徴的である。式(2.16)は、Mott則と呼ばれ、パーコレーション理論を用いた導出[7]からも支持を受け、伝導度の温度依存性を定性的によく表すとして、広く受け入れられている[8-10]。しかし定量的には、理論から予想される伝導度の値が実験値と比べて数桁小さいという“前指数項問題”と呼ばれる難問がある[11-13]。また、伝導度の温度依存性につ

いても、Mott則で表されるような次元性に応じた特別な指数 $1/2$ 、 $1/3$ および $1/4$ を必ずしも取らないという実験結果の報告がなされている[14-15]。近年これらに対し、熱励起過程の再検討[16]やフラクタル次元の導入[17-20]などの必要性が議論されている[21-22]。Miller-AbrahamsやMottによって構築されたホッピング伝導に関する基礎的理論[1-2]を再検討し、“前指数項問題”や“任意の指数”を克服したより完全な理論を構築する研究が行われている[16-22]。

2.3 参考文献

1. N. F. Mott, *Philos. Mag.* **19**, 835 (1969).
2. A. Miller and E. Abrahams, *Phys. Rev.* **120**, 745 (1960).
3. B. I. Shklovskii and A. L. Efros, *Electronic Properties of Doped Semiconductors*, (Springer-Verlag, Berlin, 1984).
4. 小出昭一郎, 基礎物理学選書5A 量子力学(I), (裳華房, 1969).
5. 御子柴宣夫, 半導体工学シリーズ2 半導体の物理, (培風館, 1982).
6. 水谷宇一郎, 材料学シリーズ 金属電子論 上, (内田老鶴圃, 1995).
7. V. Ambegaokar, B. I. Halperin and W. L. Maclean, *Phys. Rev.* **B 4**, 2612 (1971).
8. N. F. Mott and E. A. Davis, *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*, 2nd ed. (Clarendon, 1979).
9. R. F. Allen and C. J. Adkins, *Philos. Mag.* **26**, 1027 (1972).
10. I. S. Shlimak and E. I. Nikulin, *Sov. Phys. Lett. JETP* **15**, 30 (1972).
8. M. H. Brodsky and R. J. Gambino, *J. Non-Cryst. Solids*, **8-10**, 739 (1972).
9. A. M. Szpilka and P. Viscor, *Philos. Mag.* **B 45**, 485 (1982).
10. M. Ortuno and M. Pollak, *Philos. Mag.* **B 47**, L93 (1985).
11. E. M. Hamilton, *Philos. Mag.* **B 26**, 1043 (1973).
12. C. J. Adkins, U. Dammer, T. Wright, E. A. Davis and R. Asal, *Hopping and Related Phenomena* (World Scientific, 1993).
13. K. Shimakawa, *Phys. Rev.* **B 39**, 12933 (1989).
14. D. van der Putten, J. T. Moonen, H. B. Brom, J. C. Brokken-Zijp and M. A. J. Michels, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 494 (1992).
15. K. Hayashi, T. Watanabe, A. Mishima, K. Shimakawa and K. Morigaki, *Hopping and Related Phenomena* (World Scientific, 1993).
16. Y. E. Levy and B. Soullard, *EuroPhys. Lett.* **4**, 233 (1987).
17. G. Deutscher, Y. E. Levy and B. Soullard, *EuroPhys. Lett.* **4**, 577 (1987).
18. 嶋川晃一, 林浩司, 森垣和夫, *固体物理* **29**, 176 (1994).

19. 杉原 硬, 固体物理 **12**, 267 (1977).
20. K. Morigaki, Philos. Mag. **B 42**, 979(1980).

第3章 クーロンブロッケード現象

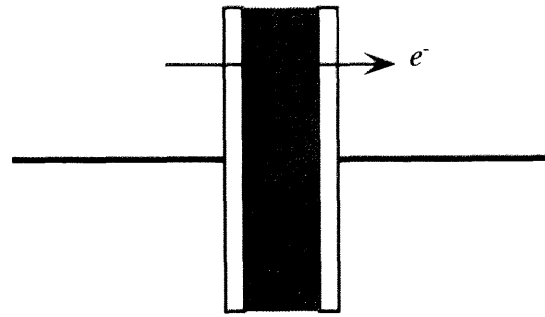
第3章 クーロンブロッケード現象

3.1 単一接合におけるクーロンブロッケード現象

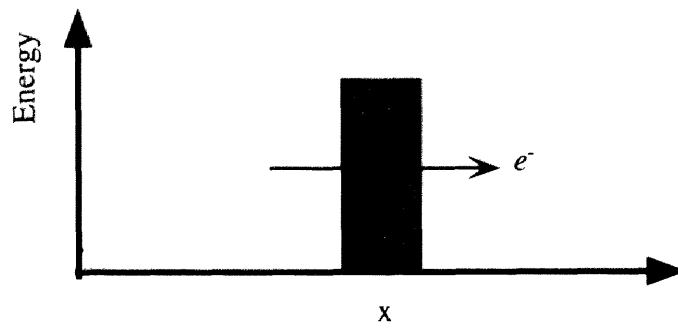
本節では、クーロンブロッケード現象について、最も基本的な単一のトンネル接合（以下、単一接合）の場合[1-2]を述べる。実際には単一接合系では寄生容量や寄生抵抗などの影響（電磁場環境の影響）を受け易く、この系でクーロンブロッケード現象を観測することは比較的困難である[2]。そのため、実験的研究やデバイス研究は、専ら二重もしくはそれ以上の多重に接続されたのトンネル接合で行われてきた[3-9]。次節では、ゲート電極を持つ二重接合の場合について説明を行い、単一電子素子の動作について述べる。

トンネル接合は絶縁体を間に挟んだ二つの導体（電極）という構造になっている（図3.1(a)）。絶縁体は電極内の伝導電子のエネルギーよりも高いポテンシャル障壁となっており、古典的には電子は電極間を行き来できない。しかし、量子力学によれば、電極内の電子の波動関数は反対側の電極にまで浸み出しており、電子はある確率でポテンシャル障壁をトンネルする事ができる。トンネル確率は障壁の幅とポテンシャル高さに依存するので、トンネル電流が観測されるには絶縁体が十分に薄いことが必要である。トンネル接合の構造はトンネル電流が流れるほど絶縁体の薄い（電極間が近い）コンデンサであり、等価回路では並列に接続されたコンデンサ（ C_T ）と抵抗（ R_T ）で表される（図3.2）。

通常、マクロな大きさのトンネル接合では、個々の電子のトンネルは互いにほとんど独立に起こると考えて良い。しかし、接合容量が 10^{-18} F程度の微小な接合では、電子1個がトンネルしたことによる静電エネルギーの変化が非常に大きくなるため、電子個々のトンネルは全く独立ではいられなくなる。図3.2の等価回路で表されるような、トンネル抵抗 R_T と接合容量 C_T を持つトンネル接合を考えると、電子1個分の静電エネルギー E_c は以下のように表される。



(a)トンネル接合の模式図



(b)トンネル接合のエネルギーバンド図

図3.1 トンネル接合の模式図(a)とエネルギーバンド図(b)

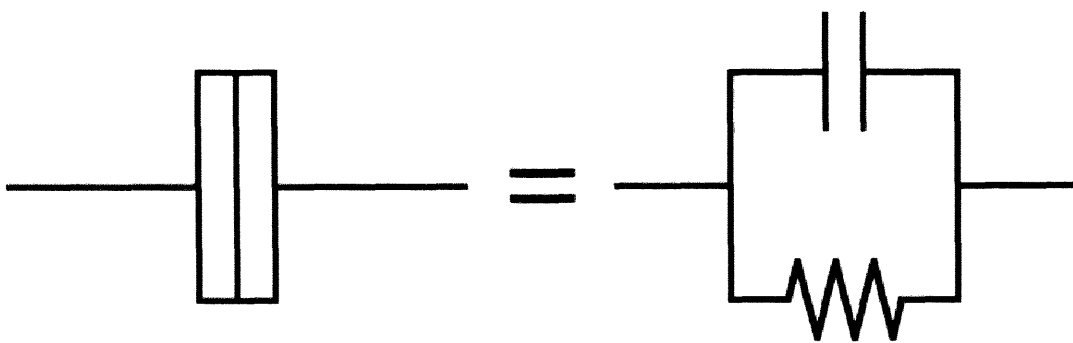


図3.2 トンネル接合の等価回路

$$E_c = \frac{e^2}{2C_T} \quad (3.1)$$

ここで、 e は素電荷である。例として、シリコン (Si) とシリコン酸化膜 (SiO_2) で構成されたトンネル接合を考えてみる。接合面積が 0.01mm^2 、接合距離 (SiO_2 の厚さ) が 3nm であるトンネル接合の場合には、接合容量は $C_T \approx 1.2 \times 10^{-10}\text{F}$ となり、電子1個分の静電エネルギーは $E_c \approx 7.0 \times 10^{-10}\text{eV}$ である。このエネルギーは、温度に換算すると 8.1mK であり、一般に測定可能な温度範囲では背景となる熱雑音に完全に隠れてしまう。ところが、接合面積が 100nm^2 、接合距離 (SiO_2 の厚さ) が 3nm である微小接合の場合、接合容量は $C_T \approx 1.2 \times 10^{-18}\text{F}$ 、電子1個分の静電エネルギーは $E_c \approx 7.0 \times 10^{-2}\text{eV}$ となる。これは、温度に換算すると 8.1K に相当し、これよりも低い温度での観測は可能となる。また、そのような温度領域では、電子1個分の静電エネルギーが伝導電子のエネルギー状態を決める主なエネルギースケールとなる。

次に、1つの電子のトンネルによる静電エネルギーの変化を考えてみる。上述のトンネル接合に電圧 V が印可された場合、接合に帯電される電荷量 Q は、

$$Q = C_T V \quad (3.2)$$

である。静電エネルギーは、

$$E(Q) = \frac{Q^2}{2C_T} \quad (3.3)$$

と表される。1電子がトンネルして接合の電荷量が $Q-e$ になったとすると、

$$E(Q-e) = \frac{(Q-e)^2}{2C_T} \quad (3.4)$$

となる。したがって、トンネル前後における静電エネルギーの変化は、

$$\Delta E = \frac{(Q-e)^2}{2C_T} - \frac{Q^2}{2C_T} = \frac{e(e/2 - Q)}{C_T} = e \left(\frac{e}{2C_T} - V \right) \quad (3.5)$$

と与えられる。これより、印可電圧 V が $e/2C_T$ より小さい値を持つ時、電子のトンネルによって接合の静電エネルギーが増加してしまうことがわかる。したがって、このような場合、トンネル現象は抑制される。同様に、1 電子がトンネルして接合容量が $Q+e$ になる場合には、印可電圧 $V > -e/2C_T$ の条件の下でもトンネル現象は抑制される。すなわち、十分な低温 ($k_B T < E_C$) では、

$$-\frac{e}{2} < Q < \frac{e}{2} \quad (\text{または、} -\frac{e}{2C_T} < V < \frac{e}{2C_T}) \quad (3.6)$$

である限り、電子のトンネルは禁止される。この現象をクーロンブロックード (Coulomb Blockade) という。既述の通り、クーロンブロックード現象が観測されるためには、1 電子の静電エネルギーが、測定温度よりも十分大きいことが必要である。

$$E_C \gg k_B T \quad (3.7)$$

上式が満たされていない温度では、電子のトンネルによる E_C の変化は熱雑音に隠れてしまい、単電子現象は観測できない。

実際に単一接合においてクーロンブロックードを観測する場合、定電圧バイアス条件では観測できない。定電圧バイアスでは、接合の電圧が常に一定であるので静電エネルギー $E(V) = C_T V^2 / 2$ が変化しないためである。電子がトンネルすると、接合に帯電している電荷量が $Q-e$ と変化するので、静電エネルギー $E(Q) = Q^2 / 2C_T$ は変化するようにも考えられるが、このことは次のように理解される。すなわち、定電圧源は非常に早く電極に電子を供給することで、電圧を一定に保持しているのである。電子のトンネルよりも十分早く定電圧源が接合に電子を供給するので、接合の

電圧は常に一定に保たれており、定電圧バイアスされた単一接合ではクーロンブロッケードが発現しない。トンネル接合における通常のI-V特性が観測される。

単一接合を定電流バイアス（定電流： I ）すると、接合の電圧は時間に対して周期的な振動ピークを示す。これを単一電子トンネル振動（Single Electron Tunneling Oscillations：SET振動）と呼ぶ。接合の電圧 V は初期電荷を0とすると、

$$V = \frac{Q}{C_T} = \frac{1}{C_T} \int I dt = \frac{I}{C_T} t \quad (3.8)$$

と表される。定電流バイアスした直後から、接合の電圧が $V = e/2C_T$ に達するまでの間は、クーロンブロッケードが働くので電子のトンネルは抑制される。接合の電圧が $V = e/2C_T$ に達するとクーロンブロッケードが解け、トンネル電流が流れる。同時に、接合に帯電した電荷量は $Q = e/2 - e = -e/2$ （ $V = -e/2C_T$ ）となるので、再びクーロンブロッケードが働き、電子のトンネルが抑制される。以上のサイクルが周期的に繰り返されるので、接合の電圧は時間に対して周期的な振動を示す。また、印可電流は振動周期 e/I が観測可能な程度に小さい電流値であることが必要となる。

図3.2に示したように、微小接合は並列に接続されたコンデンサと抵抗によって、等価的に表される。接合電荷はトンネルによって緩和され、緩和の時定数 τ は、

$$\tau = C_T R_T \quad (3.9)$$

である。エネルギーと時間に関する不確定性原理により、

$$\Delta E \cdot \Delta t > h \quad (3.10)$$

が成り立ち、 $\Delta t \approx \tau$ とすると系のエネルギーは $h/C_T R_T$ 程度揺らぐ。クーロンブロッケードが観測されるためには、静電エネルギー E_c がこのエネルギー揺らぎよりも十分大きくなくてはならない。

$$E_C \gg \frac{h}{C_T R_T} \quad (3.11)$$

式(3.1)と併せることにより、トンネル抵抗に関する次の条件が導かれる。

$$R_T \gg \frac{h}{e^2} \quad (3.12)$$

ここで、 h/e^2 は量子抵抗、また式(3.12)は量子抵抗の条件（または量子雑音）と呼ばれる。

以上より、単一接合におけるクーロンブロッケードの基本的な観測条件として、次の三つが挙げられる。

- 1) 1 電子の静電エネルギーが、背景熱雑音より十分大きい。

$$E_C \gg k_B T \quad (3.7)$$

- 2) 定電流バイアスである。
- 3) トンネル抵抗が量子抵抗より十分大きい。

$$R_T \gg h/e^2 \quad (3.12)$$

微小接合のように、電子の波動性による量子効果が伝導現象に強い影響を及ぼすメゾスコピック系では、外部回路を無視してチャネル部だけで伝導現象を論じることは出来ない。メゾスコピック系では、系全体の性質がチャネル部に接続されたりード線に強く依存する。このような外部回路の影響は電磁場環境の影響とよばれ、単一の電子の挙動が伝導を支配する微小接合では、クーロンブロッケード現象の観測を困難にする原因となるので、特に重要である。例えば、理想的なリード線では、寄生抵抗 R_s 、寄生容量 C_s ともに0であるが、実際にはいずれも有限の値を持つ。

寄生抵抗の値が小さいと、接合の電荷は時定数 $C_T R_S$ で緩和してしまう。したがって、接合の電荷が保持されるためには、トンネル抵抗よりも大きい抵抗値を持つリード線が接続されていることが必要となる。

$$R_S \gg R_T \gg h/e^2 \quad (3.13)$$

一方、リード線の寄生容量 C_S が接合容量 C_T より大きいと、電圧を印可した時、接合に帯電する電荷 e より遙かに多い電荷がリード線に帯電する。この場合、トンネル接合で増減した1電子分の電荷はリード線から即座に供給されるので、実効的に定電圧バイアスされた状態となり、クーロンブロッケードは観測されない。すなわち、

$$C_S \ll C_T \quad (3.14)$$

が満たされていることが必要となる。しかし、クーロンブロッケードを観測するために必要とされる接合容量は $1 \times 10^{-18} \text{F}$ 程度であり、リード線の寄生容量をこれよりも小さくするのは非常に困難である。

以上のように、単一接合は電磁場環境の影響を受けやすく、これを回避して実験的にクーロンブロッケードを観測するのは非常に困難である。実験では、複数のトンネル接合を直列に接合した接合列（多重接合）が用いられる[3-9]。多重接合では構造的に定電流バイアス条件が実現されており、電磁場環境の影響を受けにくいため、クーロンブロッケードの観測が比較的容易である。次節にて、多重接合の最も基本的な例として、二重接合の場合について説明を行う。ゲート電極を持つ二重接合構造は、単一電子素子の最も基本的な構造である。

3.2 二重接合におけるクーロンブロッケード現象

（単一電子トランジスタの動作原理）

クーロンブロッケードを動作原理として用いた単一電子素子には、様々な構造が

提案されているが、最も単純な構造のデバイスとして、図3.3に示した単一電子トランジスタ（Single Electron Transistor：SET）が挙げられる[2, 10]。中央のドット構造は左右のドレイン電極、ソース電極とトンネル接合により接続されている。また、ドットと容量的に接続されているゲート電極が設けられている。電子がドレイン-ドット間、ドット-ソース間の二つの微小接合（二重接合）を連続的にトンネルする事によって、ドレイン-ソース間に電流が流れる。ドット-ゲート間は、絶縁層の膜厚が大きい通常のコンデンサである。したがって、ドット-ゲート間にはトンネル電流は流れない。以下、ドット-ゲート電極間のコンデンサの静電容量をゲート容量、ドット-ドレイン電極およびソース電極間のトンネル接合の静電容量をトンネル接合容量と呼ぶ。二重接合の場合、一方のトンネル接合が大きな外部抵抗の役目を果たすことで、定電圧バイアスされている場合でも実効的に定電流バイアスされた状態となっている。そのため、電磁場環境の影響を受けにくく、クーロンブロッケードの観測が容易である。また、ゲート電圧によりドット内の電荷量を制御することで、ドレイン-ソース間の電流を制御する。

単一電子トランジスタの基本的な動作解析は、古典的な議論で行うことができる。静電容量、印可電圧、帯電している電荷量などのパラメータを図3.3に示したように定義すると、以下の関係式が導かれる。

$$\frac{Q_1}{C_1} + \frac{Q_2}{C_2} = V_d \quad (3.15)$$

$$\frac{Q_2}{C_2} + \frac{Q_g}{C_g} = V_g \quad (3.16)$$

$$Q = -Q_1 + Q_2 - Q_g = Ne + Q_{off} = e(n_1 - n_2) + Q_{off} \quad (3.17)$$

$$q = en_1 + Q_1 \quad (3.18)$$

Q_1 、 Q_2 、 Q_g はトンネル接合1、2およびゲート-ドット間の接合に帯電している電荷量

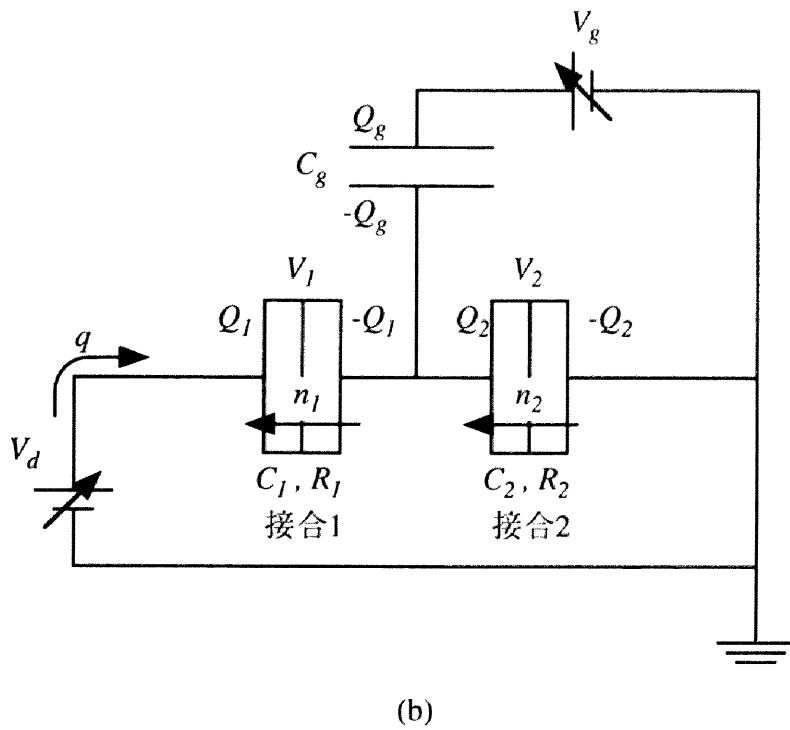
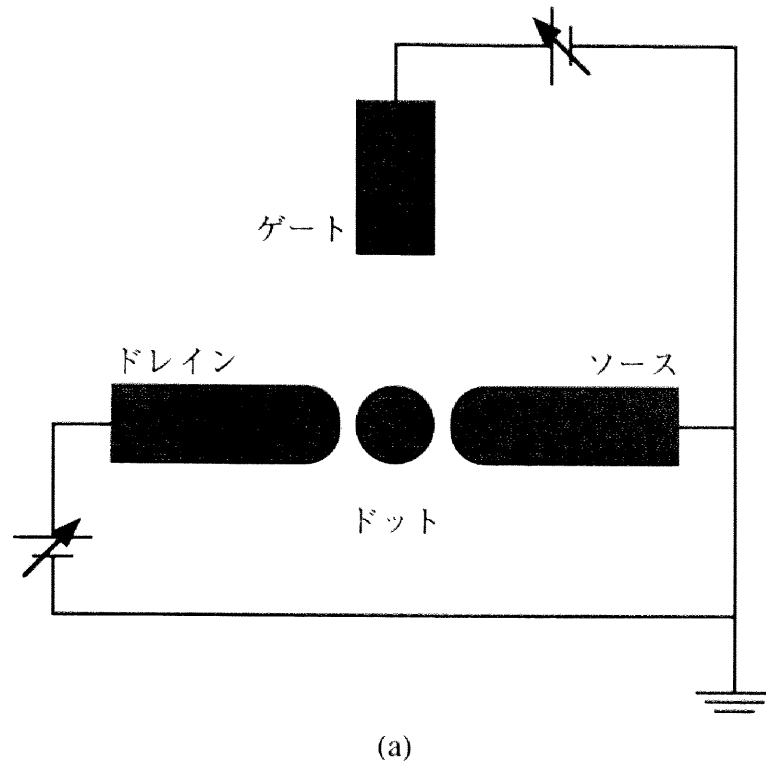


図3.3 単一電子素子の模式図(a)と等価回路(b)

である。 Q はドット内に閉じこめられた電荷量であり、 Q_{off} はドット内の空間電荷や絶縁層内のイオンなど、ゲート電圧に依存しない外的な電荷量を表している。 N はドットの中の過剰な電子を表し、接合1をトンネルした電子数（図中矢印の方向に、 n_1 個）と、接合2をトンネルした電子数（図中矢印の方向に、 n_2 個）との差で与えられる。 q はバイアス電源（ V_d ）が供給した電荷を表す。式(3.18)は、バイアス電源が供給した電荷 q は接合1に溜まるか、接合1をトンネルするかであることを示している。全系の静電エネルギーは、各接合の静電エネルギーと、バイアス電源、ゲート電源のした仕事の和として、次のように表される。

$$F(n_1, n_2) = \frac{Q_1^2}{2C_1} + \frac{Q_2^2}{2C_2} + \frac{Q_g^2}{2C_g} - qV_d - Q_g V_g \quad (3.19)$$

式(3.15)～(3.18)を用いて、式(3.19)を解くと、

$$\begin{aligned} F(n_1, n_2) &= \frac{1}{2C_\Sigma} (Q + C_1 V_d + C_g V_g)^2 - \frac{1}{2} (C_1 V_d^2 + C_g V_g^2) - en_1 V_d \\ &= \frac{1}{2C_\Sigma} [e(n_1 - n_2) + C_1 V_d + C_g V_g]^2 - en_1 V_d - \frac{1}{2} (C_1 V_d^2 + C_g V_g^2) \end{aligned} \quad (3.20)$$

が得られる。ここで、 $C_\Sigma \equiv C_1 + C_2 + C_g$ であり、ドットから見た全容量を表す。接合1でトンネルが起こった場合、 $n_1 \rightarrow n_1 \pm 1$ となる。単一接合の場合と同様に、トンネルの前後で静電エネルギーが増加する場合、トンネルは禁止される。すなわち、接合1におけるクーロンブロッケード条件は、

$$\begin{aligned} F(n_1 \pm 1, n_2) &> F(n_1, n_2) \\ \Leftrightarrow \frac{1}{C_2 + C_g} \left(Q + C_g V_g - \frac{e}{2} \right) &< V_d < \frac{1}{C_2 + C_g} \left(Q + C_g V_g + \frac{e}{2} \right) \end{aligned} \quad (3.21)$$

である。同様に、接合2におけるクーロンブロッケード条件は次のように得られる。

$$F(n_1, n_2 \pm 1) > F(n_1, n_2) \\ \Leftrightarrow -\frac{1}{C_1} \left(Q + C_g V_g + \frac{e}{2} \right) < V_d < -\frac{1}{C_1} \left(Q + C_g V_g - \frac{e}{2} \right) \quad (3.22)$$

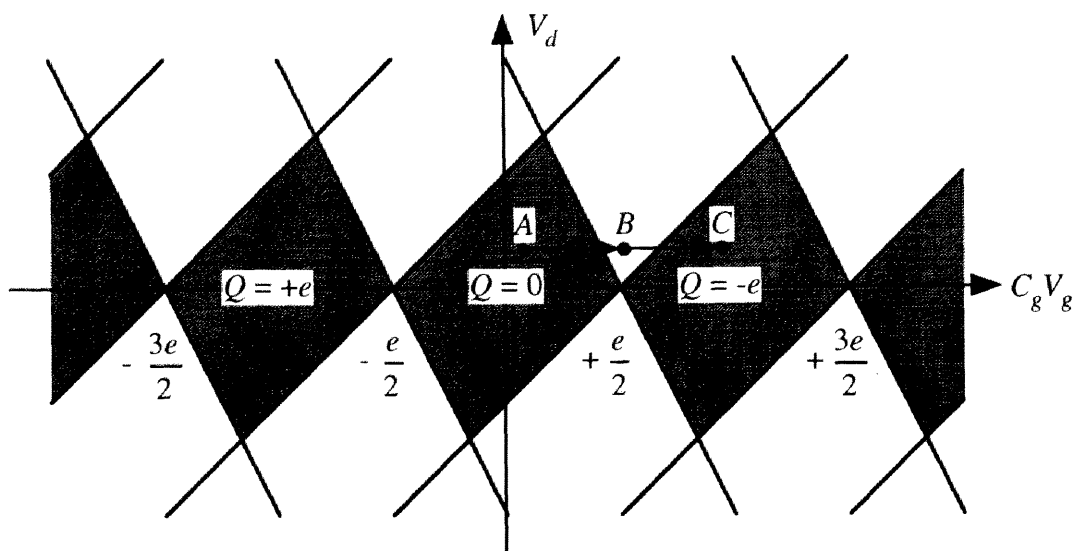
$C_1 < C_2 + C_g$ の場合に対して、式(3.21)および式(3.22)の条件を示したのが図3.4(a)である。図中の網掛けの部分では式(3.21)および式(3.22)が同時に成立しているため、接合1と2の両方でクーロンブロッケードが働き、ドレイン-ソース間に電流は流れない。また、何れの接合においても電子のトンネルがないので、ドット内の電子数は一定に保たれている。

図3.4(a)において、はじめに系の状態が図中A点であるように、ドレイン電圧、ゲート電圧を設定しておく、クーロンブロッケードによりドレイン-ソース間に電流は流れない。ドレイン電圧を保持したまま、系の状態が図中B点にあるようにゲート電圧を変化すると、接合2のクーロンブロッケード条件が解け、接合2で電子のトンネルが起こる ($n_2 \rightarrow n_2 + 1$)。この時、接合1のクーロンブロッケード条件は、式(3.21)ではなく、

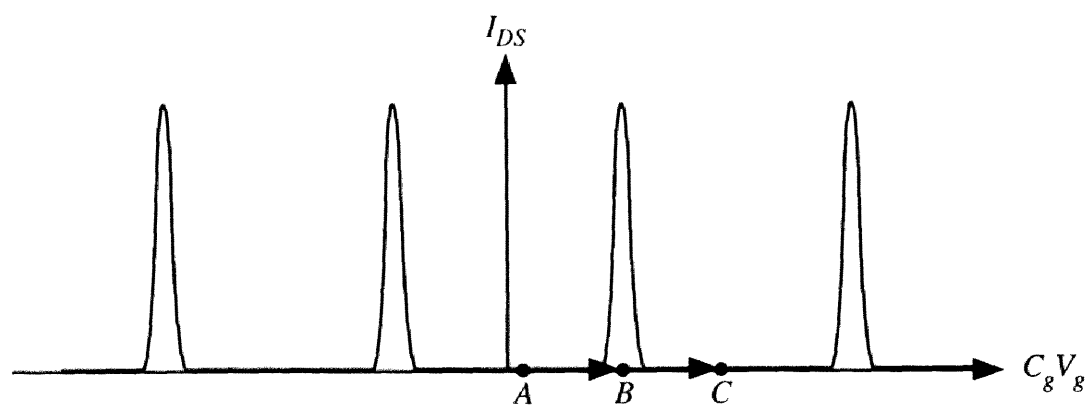
$$F(n_1 \pm 1, n_2 + 1) > F(n_1, n_2 + 1) \quad (3.23)$$

となる。B点において式(3.23)は成り立たないので、接合1でも電子のトンネルが起こり、ドレイン-ソース間に電流が流れる。この時、ドットの内電子数は Q 並びに $Q+1$ が許され、双安定な (bistable) 状態となっている。更に、ゲート電圧を上げ、系の状態がC点になると、ドット内の電子数が $Q+1$ のみに保持された状態になり、クーロンブロッケードにより電流が流れなくなる。以上のサイクルが、ゲート電圧の変化に対して繰り返されるので、周期的な電流振動ピークが観測される (図3.4(b))。これがクーロン振動と呼ばれる現象である。

一方、ゲート電圧一定の状態でもドレイン-ソース間の電流電圧特性を測定すると、ドレイン電圧0V付近に、クーロンブロッケードにより電流の流れない領域が現れ



(a) クーロンブロッケード領域



(b) クーロン振動

図3.4 クーロンブロッケード領域(a)とクーロン振動(b)

る。更に、ゲート電圧の設定値を広い範囲で変化させながらドレイン-ソース間の電流電圧特性を測定し、電流（または電気伝導度）をドレイン電圧とゲート電圧に対して等高線プロットを行うと、ドレイン電圧0V付近にダイヤモンド構造の電流（または電気伝導度）が0の領域が観測される。これは、図の網掛けの部分に対応しており、クーロンブロッケード領域またはクーロンギャップ領域と呼ばれる。このダイヤモンド形状の領域はクーロンダイヤモンドとも呼ばれ、容量接続されたゲート電極を持つ二重接合系における、クーロンブロッケードによる特徴的な特性である。

単一電子トランジスタにおいてクーロンブロッケードが顕在化するためには、前節で述べた単一接合の場合と同様に、式(3.7)と式(3.12)が各接合で満たされていなければならない。但し式(3.7)では、ドットにおける電子一個分の静電エネルギー E_c を考える。ゲート容量と左右のトンネル接合容量は、ドットから見れば、並列に接合された3つのコンデンサであるから、ドットの全静電容量は $C_{total} = C_G + C_1 + C_2$ と与えられる。したがって、ドットにおける電子一個分の静電エネルギーは $E_c = e^2/2C_{total}$ である。

図3.3では、単一電子トランジスタの基本構造として、ドレイン電極-ソース電極間の中央電極が微小なドット構造がある構造を示した。これまでの議論からわかるように、動作原理の上では必ずしも中央電極がドット構造である必要はなく、ドレイン電極またはソース電極との間が十分に微小な接合となっていれば、中央電極は微小なドット構造である必要はない[11]。しかし、トンネル電流値はできる限り大きく保ちたいので、aFオーダーの微小な接合容量を実現するためには、接合断面が数十nm以下である必要がある。また、中央電極が大きいと、寄生容量が生じ易いというデメリットもある。このため、現在までに報告されている単一電子トランジスタの多くは、中央電極として微小なドット構造を持つ構造となっている[4, 7]。ところが、nmオーダーの微小ドット内では、閉じこめられた電子のエネルギー準位が量子化してしまう。特に半導体ドットでは、平均自由行程が長いために、エネルギー準位は量子化し易く、クーロン振動の周期性を乱すなど、特性を複雑にする要因となっている。

多重接合におけるクーロンブロックード現象についても、基本的な動作原理は上記の二重接合の場合とほぼ同様である。多重接合におけるクーロンブロックードの場合には、クーロン振動が非周期的に現れることが知られている。例えば、大小2つのドットが存在し、個々のドットにおいて互いに無関係にクーロンブロックードが現れる場合では、大きな周期の振動に、小さな周期の振動が重ね合わせられた振動が得られる。また、電子のエネルギー準位が量子化したドット（量子ドット）が複数存在する場合には、温度の低下に伴って、振動ピークがドットの個数分のより鋭いピークに分裂する現象が知られている[12]。これらのピークは、複数の量子ドットが弱くカップリングことにより形成されたエネルギー準位を反映していると考えられる[13]。

3.3 参考文献

1. K. K. Likharev, IBM J. Res. Develop. **32**, 144 (1988).
2. 上田正仁, 応用物理第62巻, 第9号, 889(1993)
3. T. A. Fulton and G. J. Dolan, Phys. Rev. Lett. **59**, 109 (1987).
4. U. Meirev, M. A. Kastner and S. J. Wind, Phys. Rev. Lett. **65**, 771 (1990).
5. M. A. Kastner, Physics Today, p. 24 (January, 1993).
6. J. Weis, R. J. Haug, K. v. Klitzing and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **71**, 4019 (1993).
7. Y. Takahashi, M. Nagase, H. Namatsu, K. Kurihara, K. Iwadate, Y. Nakajima, S. Horiguchi, K. Murase and M. Tabe, Electronics Letters **35**, 136 (1995).
8. Y. Takahashi, H. Namatsu, K. Kurihara, K. Iwadate, M. Nagase and K. Murase, IEEE Trans. Electron Devices **43**, 1213 (1996).
9. H. Ishikuro, T. Fujii, T. Saraya, G. Hashiguchi, T. Hiramoto and T. Ikoma, Appl. Phys. Lett. **68**, 3585 (1996).
10. H. van Houten, C. W. J. Beenakker and A. A. M. Staring, *Single Charge Tunneling*, NATO ASI series B, (Plenum, New York, 1993).
11. A. Ohata, H. Niiyama, T. Shibata, K. Nakajima and A. Toriumi, Jpn. J. Appl. Phys. **34**, 4485 (1995).
12. K. Nakazato, R. J. Blaikie and H. Ahmed, J. Appl. Phys. **75**, 5123 (1994).
13. G. Chen, G. Klimeck, S. Datta, G. Chen and W. A. Goddard III, Phys. Rev. **B 50**, 8305 (1994).

第 4 章 試料作製方法および測定方法

第4章 試料作製方法および測定方法

4.1 集束イオンビーム装置 (Focused Ion Beam system)

集束イオンビーム装置 (以下FIB) は、エミッタ部から引き出されたイオンを高電圧で加速し、静電レンズで集束させて形成したイオンビームにより、試料表面に任意のパターンを描画することが可能な装置である。イオン源として液体金属イオン源を用いることにより、高い輝度と数十nmの微小領域からのイオン放出が可能となり、100nm以下の直径の集束イオンビームが形成可能となる[1-2]。FIBを用いることで、非晶質形成、スパッタリングまたは不純物導入などイオン照射効果を用いた加工プロセスが、レジストレスあるいはマスクレスで、更にナノメートルオーダーで可能となる。

本研究に用いた集束イオンビーム装置 (以下FIB) の光学系模式図を図4.1に示す。本研究では、イオン源として金属ガリウムを使用した。ガリウムはエミッタ部のバスケット内に詰められ、 4×10^{-7} torr以下に設置されている。フィラメントにより加熱され、液化したガリウムイオンはエミッタ先端の数十nmの微小領域 (テイラーコーン) から電界放出される[3]。エミッタ-引き出し電極間の引き出し電圧により放出したガリウムイオンは、更にエミッタ-ターゲット間の加速電圧により加速され、静電レンズによって集束されて、試料表面に照射される。

加速電圧が高いほどイオンビームは絞りがやすく、本装置では最大100keVでの使用が可能である。本研究でも加速電圧100keVで使用し、ビーム直径100nm以下を達成している。また、FIBでは加速電圧を制御することでイオンの注入深さを制御できる。注入イオンの濃度分布は正規分布に従うことが、LSS理論 (Lindhard-Scharff-Schiott) [1, 4]により知られている。加速電圧100keVのイオン注入の場合、入射イオンの深さ方向の分布は平均射影飛程606Åおよび標準偏差217Åである[1]。以上のイオンの入射深さに関する議論は、ターゲットに非晶質の固体を想定している。結晶の場合、結晶軸に沿った方向、特に低面方位に沿った方向に注入を行うと、結晶原子

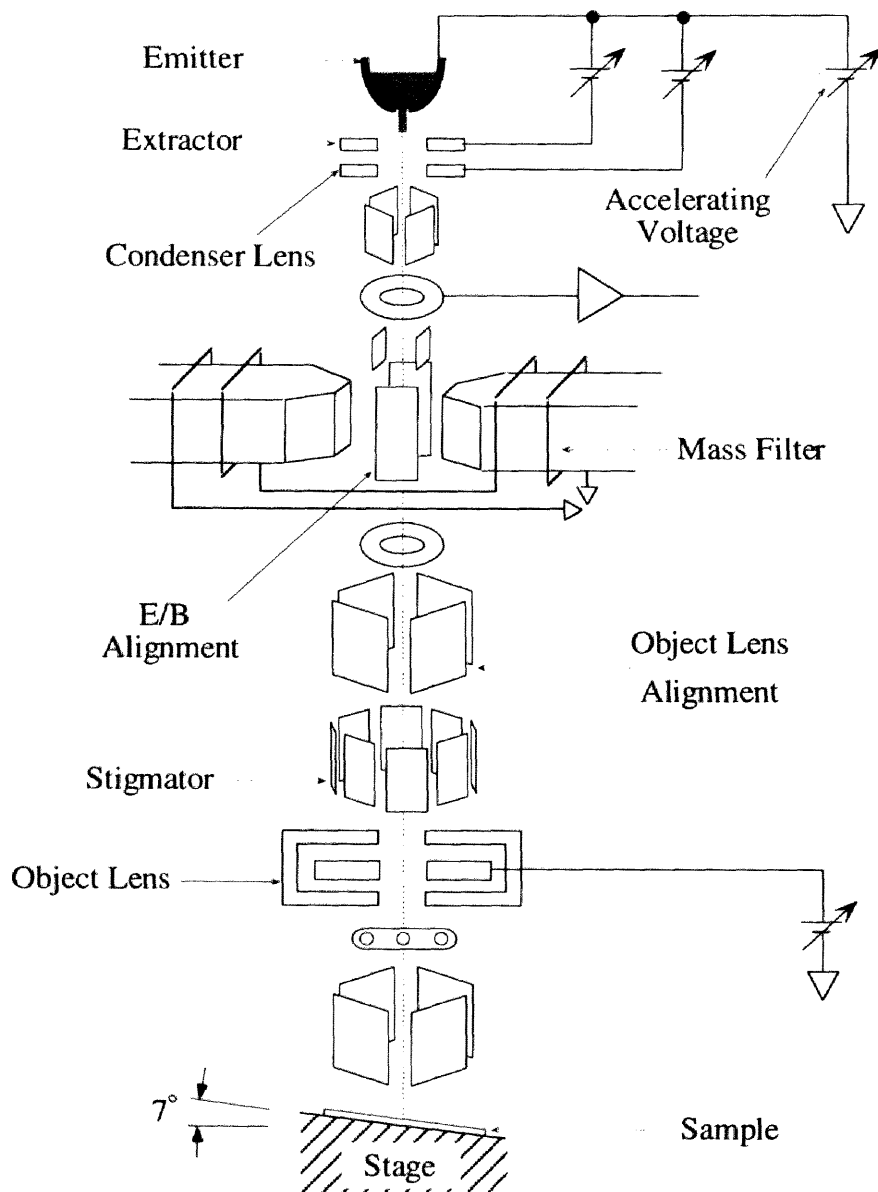


図4.1 集束イオンビーム装置 (FIB) の光学系模式図

にほとんど衝突することなく深い位置までイオンが進入するチャネリング現象が起こる。そこで、イオン注入の際には、入射角を7~8°にしてチャネリングが生じないようにする必要がある。本研究では、Si(100)基板に対し、試料ステージを水平方向から7°傾けて注入を行った。

イオンビームを静電的に偏向、走査する事で、直接描画による任意のパターン形成が可能となる。本装置はターゲットの横に光電子倍增管を備えており、イオンビームを探針として走査することで試料の二次電子像（Scanning Electron Microscopy image、以下SEM像）を捕らえることができる。ビームの走査領域は最大 $750\mu\text{m} \times 600\mu\text{m}$ 、SEM像の最大倍率は18万倍である。描画後、SEM像により描画パターンを確認することも可能であるが、SEM像を得るためにはイオンビームの照射が必要であるので、観察部分全体にイオンが照射されてしまう。したがって、実際のプロセスでは、直接観察することなくパターンを描画する工夫が必要となる。本研究では、Pattern Writing System（以下PWS）を用いることで、これを可能としている。PWSにより、試料ステージの移動、描画パターンの位置と形状、イオン注入濃度などを制御し、予め準備したプログラムに従って自動的にパターンの描画が行われる。PWSによるパターン描画では、描画領域を12384ドット×12384ドットのマトリクスとして扱い、指定されたドットにスポット状のイオン注入を繰り返すことにより、パターンを形成する。本研究ではSEM像の倍率400倍で注入を行った。この時、描画領域は $150\mu\text{m} \times 150\mu\text{m}$ であるので、ドット間隔は約12nmである。イオンビームの直径が約100nmであるから、注入領域内でのイオン濃度は十分に均一であると考えられる。

4.2 集束イオンビーム装置を用いた極微細イオン注入領域の作製方法

本研究室では、FIB装置を用いて、幅が100nm程度の極微細なイオン注入領域を形成することに成功している。また、イオン注入条件と熱処理条件を制御することにより、イオン注入領域の電気伝導機構を制御することが可能である。FIB装置を用いた選択的イオン注入により、幅が100nm程度の極微細な伝導領域を形成する方法に

ついて述べる。

本研究で作製した試料の構造を模式的に図4.2に示す。ビーム径が100nm以下に集束されたGa⁺イオンビームを、n型Si基板上で一定方向に掃引する事により、ビーム径と同程度の幅を持つp型のイオン注入領域を作製することができる（図4.3(a)）。前節4.1で述べたように、加速エネルギー100keVで注入されたGa⁺イオンの深さ方向の分布は、平均射影飛程606Åおよび標準偏差217Åの正規分布に従うことがLSS理論[4]から知られている[1]。したがって、注入されたGa⁺イオンは深さ方向には幅40nm程度に分布していると考えられる。本研究では、抵抗率2-3Ωcmの燐を添加したn型Si(100)基板（不純物濃度：1-2×10¹⁵cm⁻³）を使用しており、ソース電極-ド레인電極間の伝導方向はSi<110>方向としている。注入領域-基板間はpn接合になっているので、注入領域は空乏層によって基板と絶縁されており、細線状のp型Si伝導領域が形成される。また、イオンビームを二次元的に（面状に）掃引すれば、二次元的な伝導領域を形成することが可能である（図4.3(b)）。二次元状にイオン注入した試料では、注入領域の幅を10μmとしている。イオン注入後の熱処理により、注入イオンの電氣的活性化と、イオン注入時に形成された欠陥の回復を行う。本研究では、600°C、30分間、熱炉で行う方法と、900°C、30秒間、RTA（Rapid Thermal Annealing）装置を用いる方法を行った。RTA装置は、レーザー、電子ビーム、フラッシュランプまたはハロゲンランプなどを用いて、比較的高温で短時間（1×10⁻⁸秒間から1分間程度）の熱処理が可能な装置である。本研究で使用したRTA装置ではハロゲンランプを用いており、熱処理温度250-1350°C、最大加熱レート220°Cでの熱処理が可能である。ソース電極およびド레인電極は、FIBによるイオン注入を行う前に電極部分に予め硼素（B⁺）をイオン注入して形成した。硼素のイオン注入は加速エネルギー30keV、イオン注入濃度2×10¹⁵cm⁻³で行い、イオン注入後に熱炉で900°C、30分間、熱処理を行っている。硼素がイオン注入された領域は、十分に低抵抗な金属的伝導領域となっている。また、基板裏面には隣拡散を施し、基板電極を形成した。試料作製行程の詳細な手順は、Appendixに示した。

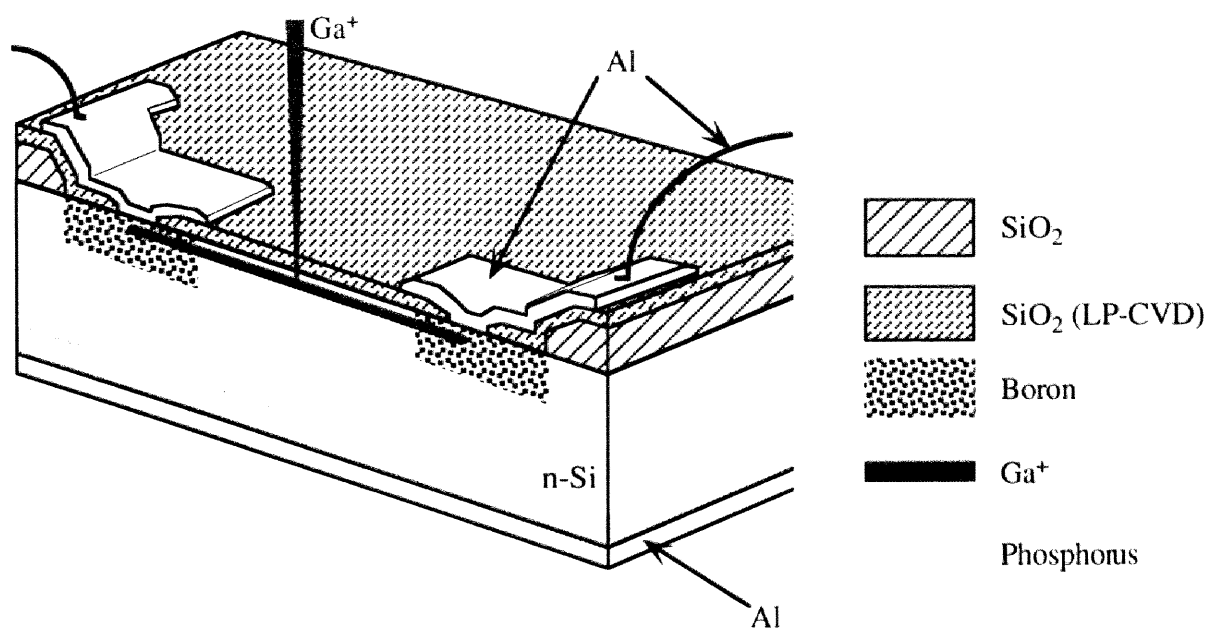


図4.2 集束イオンビームを用いて作製した高不純物濃度低次元系の模式図

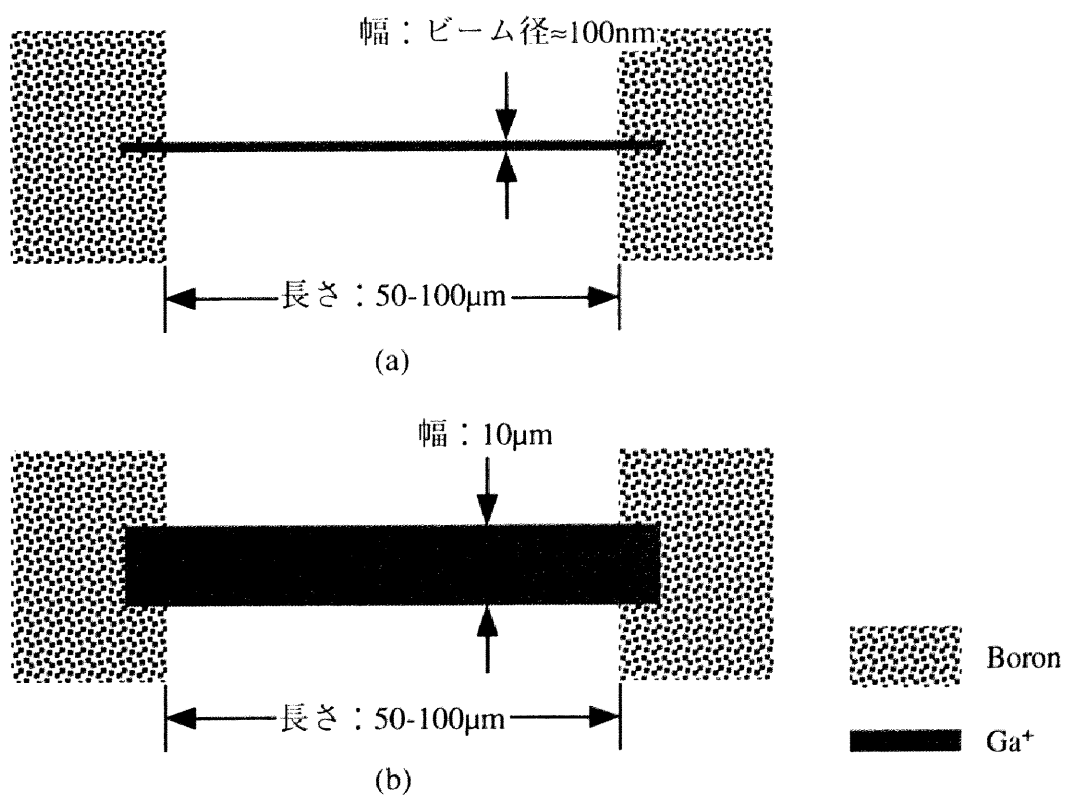


図4.2 イオン注入領域の形状の模式図。一次元状にイオン注入した試料(a)と二次元状にイオン注入した試料(b)。

4.3 集束イオンビーム装置を用いて作製した

極微細イオン注入領域の電気伝導機構

図4.2および図4.3に作製した試料の電気伝導度の温度依存性を示す[5-7]。縦軸は電気伝導度の対数、横軸は温度の逆数である。図4.2および図4.3は各々、細線状および面状にイオン注入を行った試料を示している。熱処理温度は600°Cである。何れの試料においても、50K付近を境に、二つの温度依存性が現れていることがわかる。50K以上の温度では、電気伝導度の対数が温度の逆数に比例する、活性型の温度依存性が現れている。活性化エネルギーはGaの不純物準位の72meVに近い値となっている。この温度領域では、不純物準位から価電子帯に熱励起された正孔による熱活性型の伝導が、支配的であることを示している。一方、50K以下の低温では、試料のイオン注入濃度に応じて、三つの異なる温度依存性が現れていることがわかる。50K以下の低温領域では、正孔の価電子帯への熱励起は殆ど起こらないので、正孔は不純物帯内に存在し、電気伝導は不純物帯内でのキャリア輸送が支配的な機構となる。

最もイオン注入濃度の高い試料では、低温において電気伝導度が温度に依存していない。これは、不純物濃度が転移濃度以上に高いために不純物帯に金属的なバンドが形成され、不純物帯内で正孔が自由電子的に振る舞い、金属的伝導が支配的となっているためである。

一方、これよりもイオン注入濃度の低い試料では、電気伝導度は強い温度依存性を示している。これらの試料では、不純物帯に金属的なバンドは形成されず、正孔は不純物帯内で局在した状態となっている。キャリアはバンド内を自由に動き回ることにはできないので、金属的な伝導特性は現れない。このような、キャリアが空間に局在している系における電気伝導は、キャリアが局在準位間を遷移することによって起こる。低温および低電界においては、準位間の遷移は量子力学的なトンネル現象によって起こると考えられる。しかし、不純物帯内の局在準位はエネルギーバンド内において、空間的にもエネルギー的にもランダムに分布しているので、局在準位間の遷移には、局在準位間のエネルギー差をフォノンとの相互作用で補う、熱励起過程が必要である。すなわち、キャリアはフォノンの吸収または放出を伴う

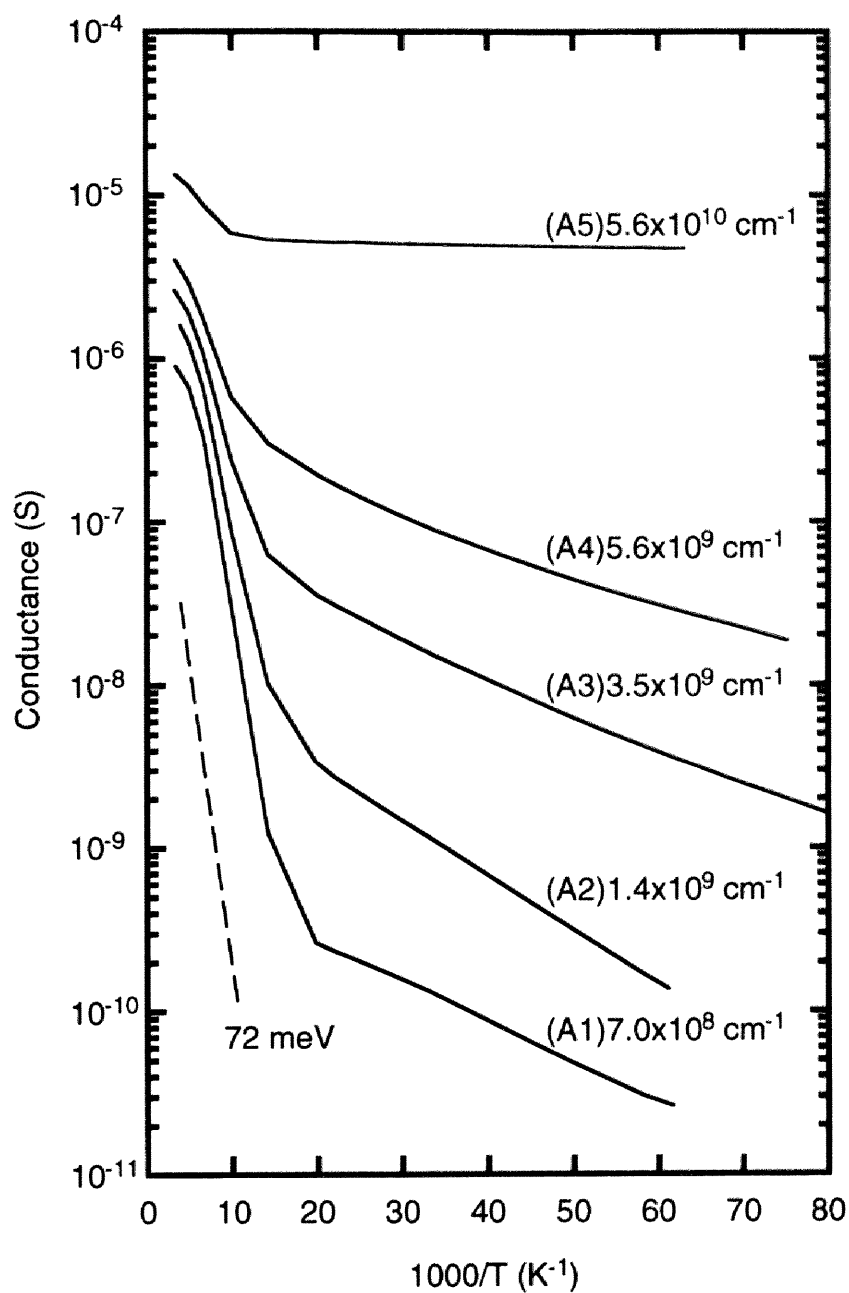


図4.4 一次元状にイオン注入を行った試料において、電流-電圧特性が線形である低電圧領域から求めた伝導度の温度依存性。イオン注入濃度は 7.0×10^8 - $5.6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-1}$ 、イオン注入後の熱処理は 600°C 、30分間行った。

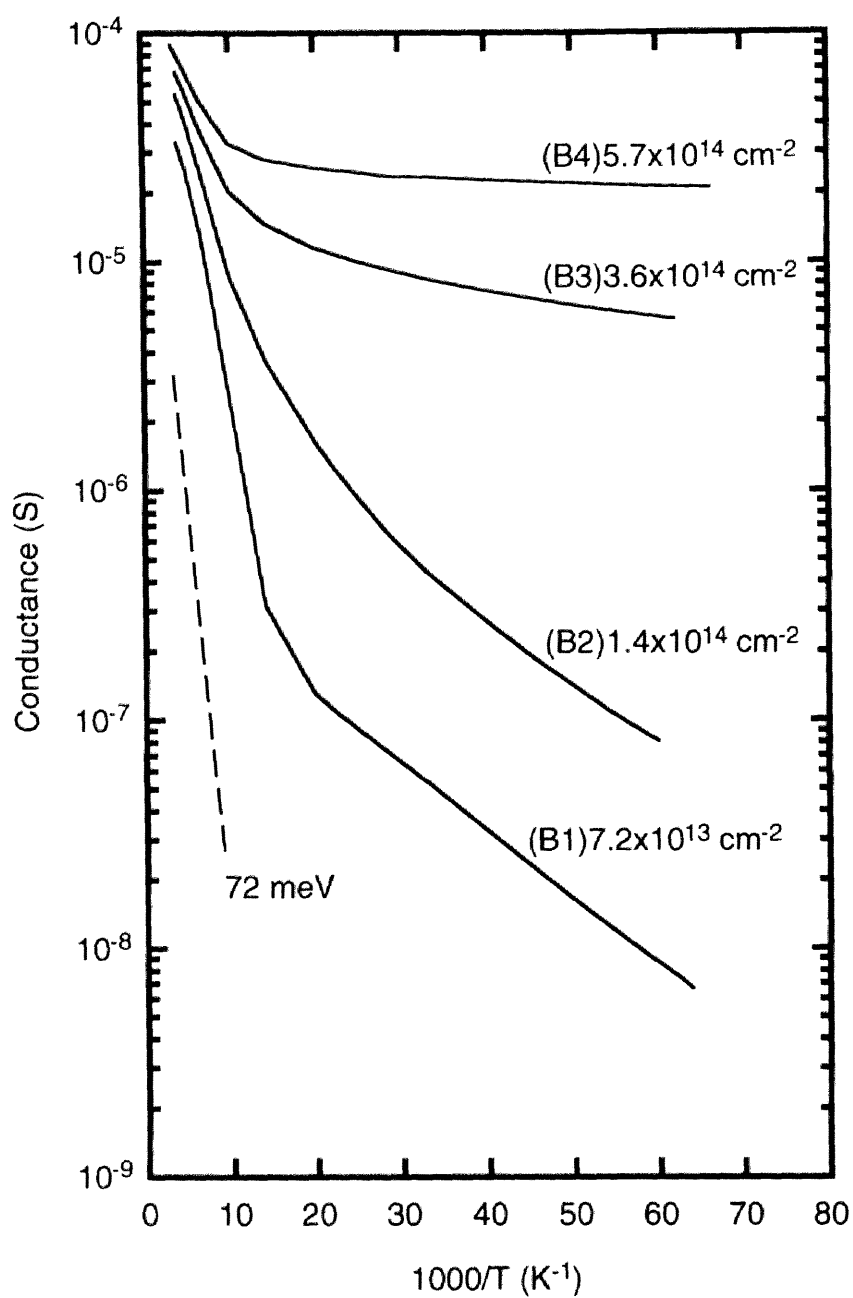


図4.5 二次元状にイオン注入を行った試料において、電流-電圧特性が線形である低電圧領域から求めた伝導度の温度依存性。イオン注入濃度は 7.2×10^{13} - $5.7 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ 、イオン注入後の熱処理は 600°C 、30分間行った。

トンネル現象によって局在準位間を遷移する。このことから、ホッピングはフォノン-アシスト-トンネルとも呼ばれる。また、準位間の遷移確率（ホッピング確率）は、量子力学的なトンネル確率と、フォノンとの相互作用を表すボルツマン因子との積によって表される。

最もイオン注入濃度が低い試料、A1、A2およびB1では、電気伝導度の対数が温度の逆数に比例する活性型の温度依存性が現れており、最近接ホッピング伝導が支配的な伝導機構であることを示唆している。最近接ホッピング伝導は、高温時やフェルミレベル近傍の状態密度が低い場合に観測される。この場合、フォノンとの相互作用は起こり易く、トンネル確率は小さいので、最近接準位間での遷移が優位となる。

中間的な濃度の試料、A3、A4およびB2では、電気伝導度が次式のような温度依存性を示している。

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\left(\frac{T_0}{T}\right)^n\right) \quad (4.1)$$

式(4.1)は、可変領域ホッピング伝導における電気伝導度の温度依存性を示す式である。可変領域ホッピング伝導は、低温またはフェルミレベル近傍の状態密度が高い場合に観測される。この時、フォノンとの相互作用の確率とトンネル確率は同程度であるため、伝導に対し支配的で、高確率な遷移は最近接準位間とは限らない。キャリアは、遠くまたは近くの、ホッピング確率の高い準位間を遷移することで、伝導する。最も基本的なMottの理論[8]によれば、指数 n は系の次元性を示唆する値であり、 d 次元系における可変領域ホッピング伝導では、 $n=1/(d+1)$ である。ホッピング伝導では、可変領域ホッピング伝導における最小二乗法から、50K以下の温度領域においてA3、A4では $n=1/2$ 、B2では $n=1/3$ が得られた。それぞれイオン注入領域の形状を反映した、一次元可変領域ホッピング伝導と二次元可変領域ホッピング伝導であることがわかる。面状にイオン注入した試料では、二次元的な網の目状のホッピング伝導経路が形成されているのに対し、細線状にイオン注入した試料では、横方向

に拡がりを持たない、一次元的なホッピング伝導経路が形成されていると考えられる。

4.4 電気的特性の測定方法

本研究では、試料の電気的特性を4.2Kから300Kの温度範囲で測定した。測定には、主に液体ヘリウム用クライオスタット（Oxford Instruments Limited）を用いた。本装置は、装置内側から試料室、液体ヘリウム層および液体窒素層の3層構造となっており、各層間と装置最外層は断熱のために真空層となっている。試料室はバルブ付きの細管（ヘリウム導入管）によって液体ヘリウム層と繋がれており、試料室内を減圧することで液体ヘリウムを試料室に導入し、試料室内の冷却を行う。導入管バルブの開閉はステッピングモーターによって制御している。また、試料室の導入管付近には熱電ヒーターが取り付けられている。試料室内の温度は、カーボンガラス抵抗温度計を用いて測定し、液体ヘリウム導入による冷却と熱電ヒーターによる加熱をPID制御する事により、1.8Kから300Kの範囲で試料室内の温度を一定に保持できる。また、4.2Kにおける測定は、十分な量の液体ヘリウムを試料室内に液状のまま引き込み、試料を液体ヘリウム中に浸した状態で行った。この方法により、4.2Kでは、温度がより安定な状態で測定を行うことができる。

液体ヘリウム層内には超伝導マグネットが取り付けられており、最大5Tまでの磁場を内部に発生可能である。一般に、磁場の印加により温度測定用のセンサも影響を受けるため、温度制御を行った状態では、磁場を利用した測定を行うことは困難である。特に、温度測定に熱電対を用いた場合は、磁場による値の変化が大きいため、温度制御した状態では磁場を用いた測定はできない。本装置で温度制御に用いたカーボンガラス抵抗温度計は、磁場に対する抵抗値の変化が小さく、4.2K、2.5Tの場合に抵抗変化率は0.5%である。これにより、温度制御を行った状態での、磁場を用いた測定が可能となっている。

11K以上の測定には、クライオミニ冷凍機（イワタニプランテック株式会社）も使用した。クライオミニ冷凍機は、ヘリウムガスを断熱膨張、等温圧縮する事によっ

て冷却すると同時に、熱電ヒーターによる加熱をPID制御することで、温度制御を行っている。温度は、試料裏面に取り付けた熱電対（金+0.07%鉄 - クロメル、液体窒素定点）によって、監視した。

4.5 参考文献

1. 難波進, エレクトロニクス技術全書8 イオン注入技術, (工業調査会, 1975).
2. 難波進, 極微構造エレクトロニクス, (オーム社, 1986).
3. J. Y. Lee and R. L. Kubena, Appl. Phys. Lett. **48**, 668 (1986).
4. J. Lindhard, M. Scharff and H. E. Schiott, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **33**, 1 (1963).
5. H. Iwano, S. Zaima, Y. Koide and Y. Yasuda, J. Vac. Sci. & Technol. B **11**, 61 (1993).
6. H. Iwano, S. Zaima, T. Kimura, K. Matsuo and Y. Yasuda, Jpn. J. Appl. Phys. **33**, 7190 (1994).
7. H. Iwano, S. Zaima and Y. Yasuda, J. Vac. Sci. & Technol. B **16**, 2551 (1998).
8. N. F. Mott, Philos. Mag. **19**, 835 (1969).

第5章 ホッピング伝導系における ターロンブロッケード現象

第5章 ホッピング伝導系における クーロンブロッケード現象

5.1 はじめに

クーロンブロッケードの特徴の一つは、基本的な原理が非常に単純であるということである[1]。キャリア輸送は量子効果であるトンネル現象によって行われるが、トンネルが抑制される現象の基本原理は、波動干渉性によるものではなく粒子的描像に基づいている。2章で述べたように、トンネルによって静電エネルギーが増加する場合には、トンネルが抑制される。したがって、十分に微小なトンネル接合を持つ構造であれば材料を選ばず、極微細加工を駆使した様々なデバイス構造が提案されている[2-11]。このことは、デバイス構造の設計において自由度が高いという意味で単一電子素子の大きな長所である。一方、自然形成されたドット構造を持つ様々な材料でもクーロンブロッケード現象が観測されており、多くの興味深い実験結果が報告され、更に素子への利用が検討されている[12-14]。

特に、Si系においては、多結晶Si[15-16]やSOI基板上のSi細線[17]で、室温付近でのクーロンブロッケード現象が報告されている。これらの系では、本来、細線状の一次元伝導領域が形成されているはずであるが、不純物や欠陥などによるポテンシャル揺らぎや、微細加工した部分の形状の揺らぎなどにより、細線が部分的に括れ、その部分がトンネル障壁となったために、多重接合が形成されたと考えられている。これらの実験により、Si系において室温動作する単一電子素子が実現可能であることが示され、単一電子素子の実用化が大いに注目されることとなった。

このような微小トンネル接合を持つ系の一つとして、ホッピング伝導系が挙げられる。ホッピングは、フォノンとの相互作用を伴うトンネル現象であり、フォノン-アシスト-トンネルとも呼ばれる。フォノンとの相互作用が伴うものの、現象的にはトンネル過程を伴う現象であるので、局在準位間の静電容量が十分に小さければ、各々のホッピングにおいてクーロンブロッケードが働くと考えられる。また、ホッ

ピング伝導系は、通常、連続的なホッピングネットワークを持っており、これは単一電子素子の基本構造である多重接合系と本質的に同じ構造であると考えられる。

ホッピング伝導系におけるクーロンブロッケード現象は、Si系での単一電子素子の研究の初期において、narrow-channelのSi-MOSFETを用いた研究で報告されている[3-4]。narrow-gateを持つMOSFETの反転領域は、細線状の一次元伝導領域となっているが、mKオーダーの極低温において、クーロン振動が観測されることが知られている。しかし、ドット構造形成の詳細など、不明な点が多い。また、上述のSi系単一電子素子では、ドットを介したトンネル電流が、ホッピング伝導的な温度依存性を示すことが報告されている[17]。しかし、伝導機構の詳細、特にホッピング伝導で重要となる伝導ネットワークやクーロンブロッケード現象との関連については、殆ど議論が行われていない。

本章では、集束イオンビーム装置を用いて作製した、幅と長さが共に100nm程度である、微小なホッピング伝導系における、クーロンブロッケード現象について述べる。

5.2 本研究の背景

3章にて既述の通り、本研究室では集束イオンビーム装置を用いた、極微細な伝導領域の作製に成功しており、低次元ホッピング伝導機構について幾つかの知見を得ている。本研究室におけるこれまでの研究により、集束イオンビームを用いて作製した極微細イオン注入領域で観測されるホッピング伝導において、電気伝導度の温度依存性と磁気抵抗効果の測定により、局在長1.6-2.2nmおよびホッピング距離8-9nmという値を得ている。また、他の報告例[18-20]においても、Si基板またはアモルファスSiにおけるホッピング伝導では、局在長およびホッピング距離に同程度の値が報告されている。

次に、ホッピング伝導系におけるクーロンブロッケード現象について考察する。ホッピング伝導系の局在準位間の静電容量を平行平板コンデンサで近似する。電極の半径を局在長2nm、電極間距離をホッピング距離10nmと仮定すると、静電容量は

0.19aFと求められる。この時、電子1個分の静電エネルギーは0.6eVであり、7000Kに相当する。したがって、不純物イオンにクーロン力によって束縛されている局在状態を考えた場合、局在準位間における個々のホッピングでは、静電エネルギーが熱揺らぎに隠れることは無く、クーロンブロック現象は顕在化しうると考えられる。一方、長さ50 μ mのイオン注入領域を形成した場合、ソース-ドレイン電極間のキャリア輸送は少なくとも5000回程度のホッピングで構成されていると考えられる(50 μ m \div 10nm/hop.=5000回)。このように非常に大きな多重接合系では、複数の箇所でも個々にクーロンブロックが働くことが考えられ、観測される現象が複雑になることが予想される。すなわち、このようなホッピング伝導系でクーロンブロック現象を明瞭に観測するためには、数回程度のホッピングによりキャリア輸送が完了するような、微小なホッピング伝導系を作製することが必要であると考えられる。

5.3 試料構造と試料作製方法

本実験で作製した試料の構造を、模式的に図5.1に示す。試料の基本構造は、MOS (Metal Oxide Semiconductor) 構造であるが、チャンネル部はFIBにより選択的に極微小イオン注入を行ったp型Si領域となっている。使用した基板は抵抗率2-3 Ω cmのn型Si基板(不純物濃度: $1-2 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$)である。n型Si基板上にビーム径100nm以下に集束させたGa⁺イオンビームを挿引する事により、p型の伝導領域を形成した。4.2節に既述の通り、イオンビームを一方向に挿引する事により、一次元の不純物伝導領域を形成することができる。イオン注入条件は、加速電圧100keVおよびビーム電流値50pAで行った。また本研究では、細線中央付近にイオンビームを挿引しない領域(以下、ギャップ部と呼ぶ。)を設けた。ビーム挿引部分のイオン注入濃度は $1 \times 10^{11} \text{cm}^{-1}$ であり、ギャップ部よりも十分に低抵抗な金属的伝導領域となっている。注入領域の伝導については、後節(5.4.1)において詳述する。イオン注入後、注入イオンの電気活性化と、イオン注入時に形成された欠陥の回復のため、熱炉またはRTA (Rapid Thermal Annealing) 装置を用いて熱処理を行った。熱処理行程後、LP-

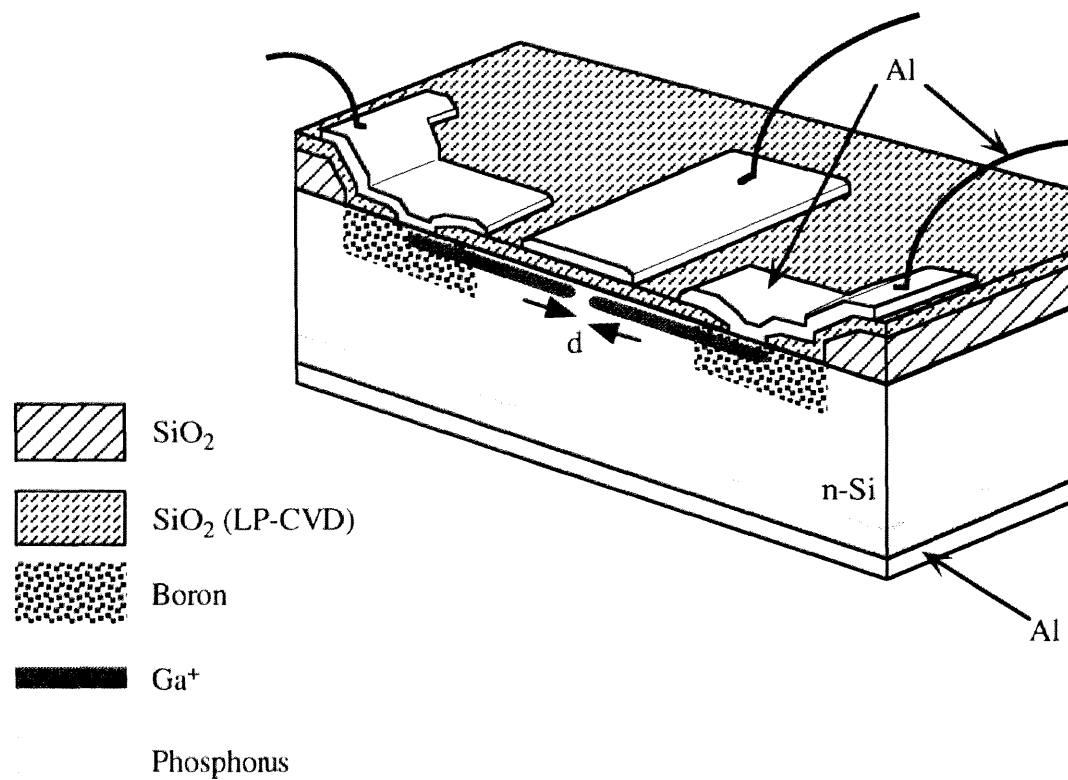


図5.1 作製した試料の模式図

表5.1 試料作製条件

試料名	A0	A1	A2	A3	B0	B1
ギャップ幅 (nm)	-	145	245	173	-	73
熱処理	600°C Furnace				900°C RTA	
ゲート酸化膜 (nm)	180	100	180	180	170	170
細線長さ (μm)	50	100	50	50	100	100

CVD (Low Pressure Chemical Vapor Deposition) 装置によって酸化膜の蒸着を行い、ゲート酸化膜とした。更に、酸化膜上にAlを蒸着し、ゲート電極を形成した。ソース電極およびドレイン電極は、FIBによるイオン注入を行う前に電極部分に予め硼素 (B^+) をイオン注入を行い、形成した。この時のイオン注入濃度は注入濃度 $2 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ であり、低抵抗な金属的伝導領域となっている。また、基板裏面には隣拡散を施し、基板電極を形成した。試料作製行程は、第4章4.2節で述べた方法と同様であり、詳細な手順はAppendixに示した。

次に、ギャップ部について述べる。本研究では、イオンビームを細線状に挿引する際、細線の中央付近にビームを挿引しないギャップ領域を設けた。このギャップ領域では、イオンビームを挿引していないので、直接的にはイオンは注入されていない。しかし、イオン注入後に施す熱処理行程で、拡散によりイオンが導入される。また、イオンビームは分布を持って拡がっており、ビーム断面の濃度分布は正規分布に従うことが知られている[21]。ギャップ領域においても、ビームの拡がりの裾の部分のために僅かにイオンが注入されていると考えられる。したがって、ソース-ドレインの電極間には、 p^+-p-p^+ という変調ドーピングされたp型Si伝導領域が形成されている。例えば、熱処理温度 600°C の場合、注入濃度 $1 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$ のイオン注入領域では、エネルギーバンドにおいて不純物帯は金属的なバンドを形成し、キャリアはこのバンド内を自由電子的に振る舞うため、イオン注入領域は低抵抗な金属的伝導特性を示す。このような金属的なバンドは、注入濃度が2分の1以上低くなると形成されず[22]、十分な低温で不純物帯内に落ち込んだキャリアは、不純物帯内に局在した状態となる。3章で述べたように、このようなキャリアが局在した状態で支配的となるホッピング伝導では、金属的伝導と比較した場合、伝導率が数桁以上低い値となる。したがって、ギャップ領域を持つ細線状のイオン注入領域では、ギャップ部でのホッピング伝導が支配的となる。すなわち、この方法によって、幅および長さ共に100nm程度の微小なホッピング伝導領域を形成することが可能となっている。

本研究で作製した試料の作製条件を表5.1に示す。比較として、ギャップの無い試料A0、B0を準備した。

5.4 結果および考察

5.4.1 電気伝導度の温度依存性

図5.2に、試料の電気伝導度の温度依存性を示す。ここに示した電気伝導度は、ゲート電圧0Vでのドレイン電流 (I_{ds}) -ドレイン電圧 (V_{ds}) 特性において、オーミック特性の現れる低電圧領域で求めた値である。縦軸は電気伝導度の対数、横軸は温度の逆数である。ギャップの有る試料A1-3およびB1では40K付近、ギャップの無い試料A0およびB0では100K付近を境として、異なる二つの温度依存性が現れている。この温度より高温側では、両方の試料において電気伝導度は熱活性型の温度依存性を示しており、価電子帯における正孔の伝導が支配的であると考えられる。グラフより得られた活性化エネルギーを表5.2に示す。試料A1、A2およびA3の試料では、Gaイオンの不純物準位の活性化エネルギー72meVに近い値であることがわかる。すなわちこのことから、ギャップ領域にGaイオンが注入され、この領域の伝導がGaの不純物準位からのキャリアの熱励起により支配されていることがわかる。

これに対して試料A0、B0およびB1では、Gaイオンの不純物準位の活性化エネルギーに比較して非常に小さい値となっている（表5.2）。この原因としては、次の2つが考えられる。1つには、低温領域で支配的となる、不純物帯での伝導の電気伝導度が高いために、高温側での電気伝導度の温度依存性が見かけ上小さく現れていることが考えられる。もう1つの原因としては、不純物帯の形成が考えられる[23]。これらの試料のイオン注入した部分の注入濃度は約 $1 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$ である。注入部断面に縦40nm×横100nmの楕円を仮定すると、不純物濃度は $1 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$ と求められ、注入濃度は固溶限に近く非常に高濃度であることがわかる。このような高濃度のイオン注入領域では不純物帯の幅は大きく広がり、伝導帯（p型Siでは価電子帯）と繋がっていると考えられる。そのような場合には、活性化エネルギーは非常に小さい値となることが考えられる。

一方、低温側では、ギャップの有る試料とギャップの無い試料では異なる温度依存性を示している。ギャップの無い試料A0およびB0では、電気伝導度が殆ど温度に依存しない特性を示している。これは、高濃度のイオン注入により、不純物帯に金

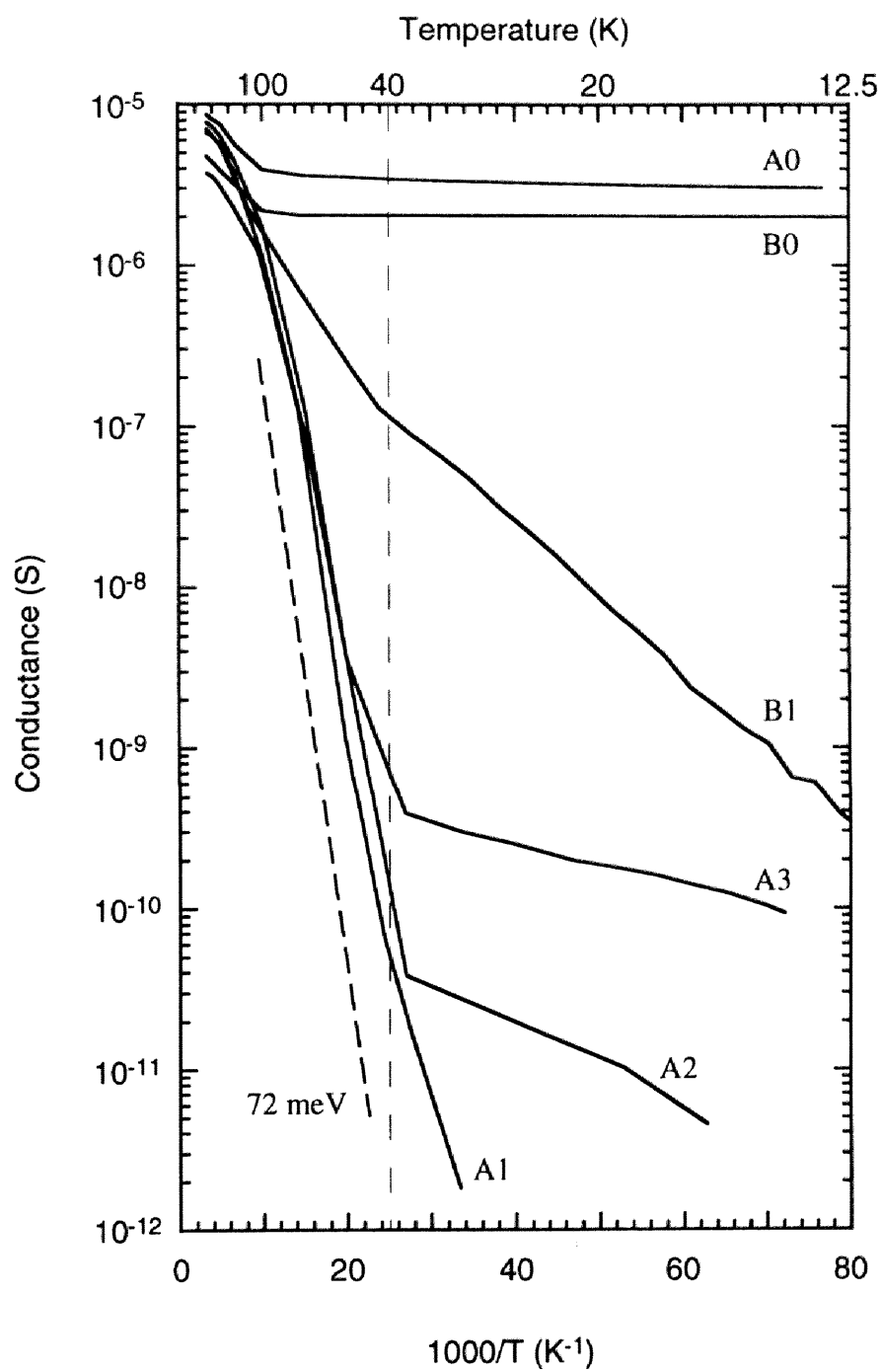


図5.2 電流-電圧特性が線形である低電圧領域から求めた伝導度の温度依存性。各試料の試料作製条件は表5.1の通り。図中、点線はSi中におけるGaのアクセプター準位の活性化エネルギー72meVを表している。

表5.2 伝導度の温度依存性における活性化エネルギー

試料名	A0	A1	A2	A3	B0	B1
ギャップ 幅 (nm)	-	145	245	173	-	73
熱処理	600°C Furnace				900°C RTA	
40K以上 (meV)	11	58	56	62	10	7
40K以下 (meV)	-	-	5	3	-	4

属的なバンドが形成され、不純物体内での正孔の伝導が温度に依存しない金属的伝導になっているためである。それに対して、ギャップの有る試料A2、A3およびB1では、電気伝導度は活性型の温度依存性を示している。それぞれの活性化エネルギーは5、3および4meVである（表5.2）。3章でも述べたように、このような低温では、キャリアの熱励起は殆ど起こらず、キャリアは不純物帯内に局在している。電気伝導は局在準位間におけるホッピングに因ると考えられる。活性型の温度依存性より、支配的な伝導機構は最近接ホッピング伝導であると考えられる[22]。また、ギャップの有る試料ではギャップの無い試料よりも数桁以上電気伝導度が小さい値となっており、低温度領域での伝導は、ギャップ部での伝導が特性を支配していると考えられる。試料A1では、電気伝導度が低いために、電流-電圧特性においてオームの法則に従う低電圧領域が40K以下では観測されなかった。

5.4.2 ドレイン電流 (I_{ds}) -ゲート電圧 (V_g) 特性

図5.3(a)、5.4(a)、5.5(a)および5.6(a)に、試料A1、A2、A3およびB1の各々について、ドレイン電流 (I_{ds}) -ゲート電圧 (V_g) 特性を示す。図5.4(a)および5.5(a)では、測定結果（実線）の2階微分を点線で示している。縦軸にドレイン電流、横軸にゲート電圧を示している。何れの試料においても、ドレイン電流に周期的な振動ピークが現れている。それぞれの振動ピークのフーリエ変換を図5.3(b)、5.4(b)、5.5(b)および5.6(b)に示す。但し、図5.4(b)および5.5(b)は、測定結果の2階微分に対してフーリエ変換を行った結果である。単独のピークが明瞭に現れており、観測された電流ピークが周期的な振動現象であることがわかる。また、振動周期 (ΔV_g) は、試料A1、A2、A3およびB1のそれぞれについて、0.3V、0.7V、0.4Vおよび1.5Vである。

試料A1、A2およびA3において現れている振動ピークでは振動振幅が非常に小さいのに対し、試料B1では明瞭な振動ピークが現れている。試料A1、A2およびA3では、イオン注入後の熱処理を熱炉にて600°C、30分間行った。一方、試料B1ではRTAを用いて900°C、30秒間行っている。試料A1、A2およびA3において、ギャップ幅の違いによる効果は現段階では認められず、試料B1において振動ピークが明瞭に得ら

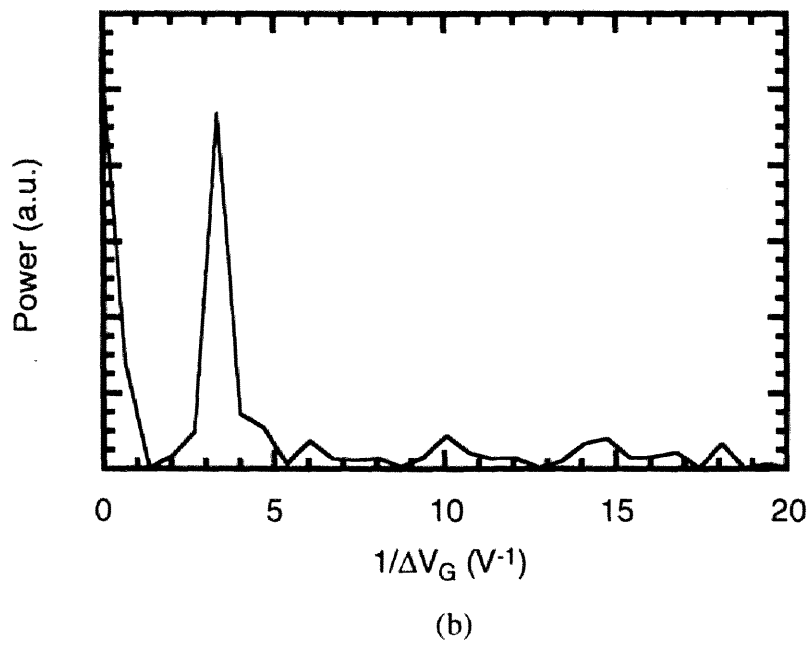
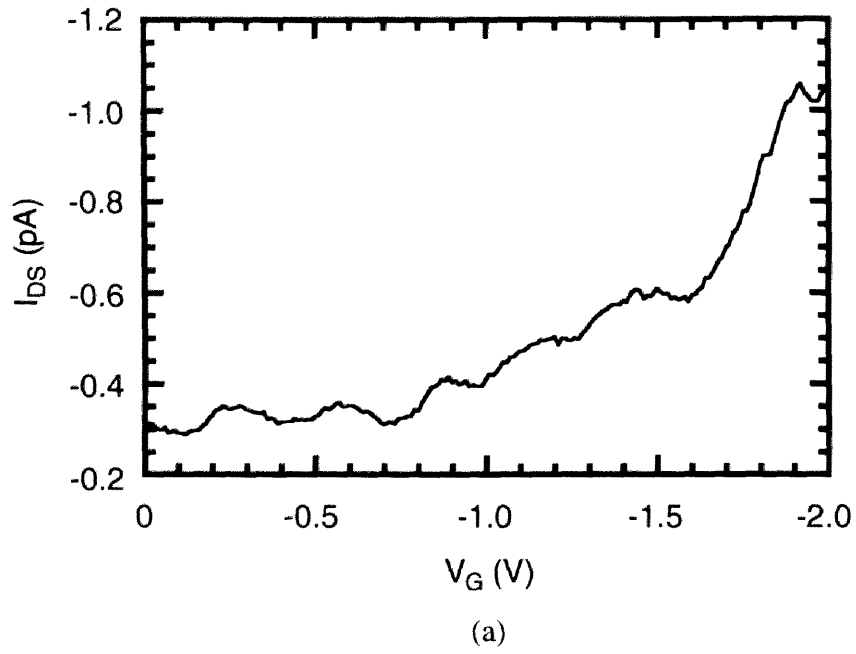


図5.3 試料A1（ギャップ長：145nm、熱処理温度：600°C）におけるドレイン電流のゲート電圧依存性(a)と、観測された電流振動のフーリエ変換(b)。測定温度は4.2K、ドレイン電圧は-0.65Vである。

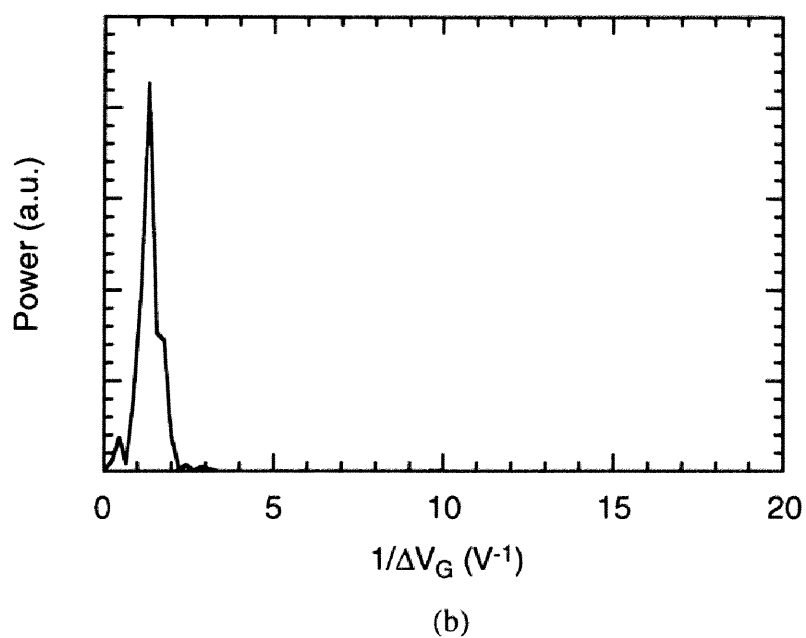
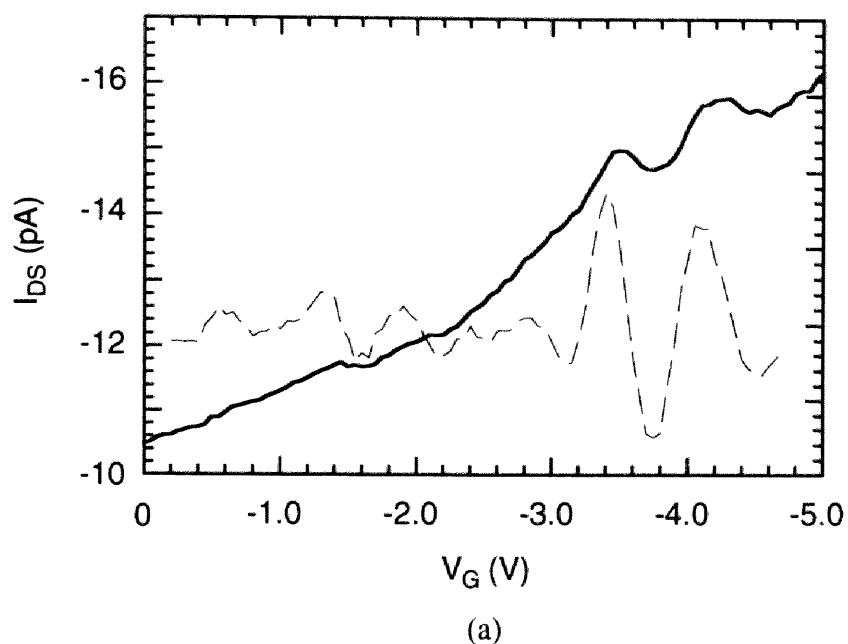
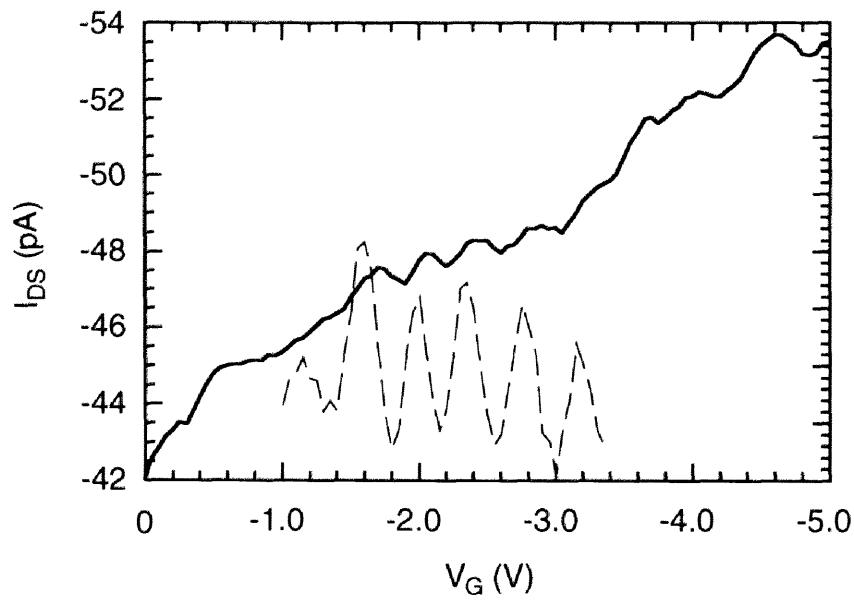
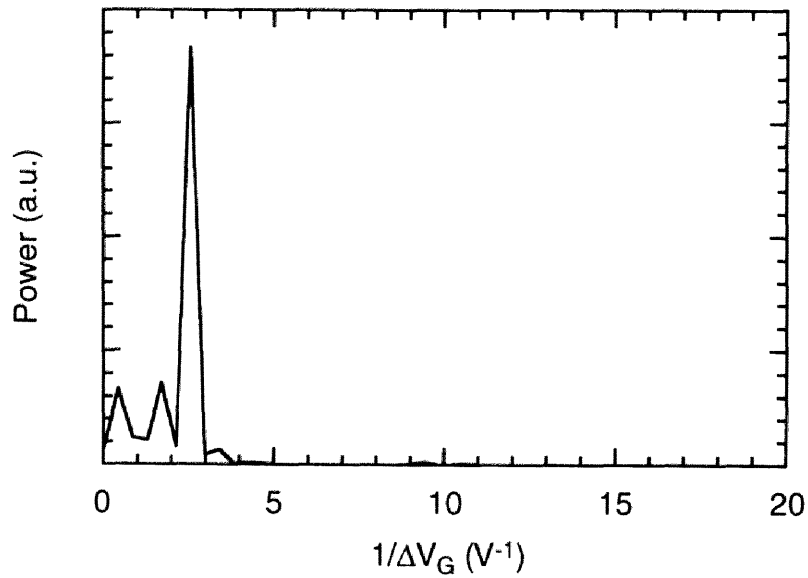


図5.4 試料A2（ギャップ長：245nm、熱処理温度：600°C）におけるドレイン電流のゲート電圧依存性(a)。実線は観測されたドレイン電流を、点線はドレイン電流をゲート電圧で微分したものを表している。(b)は観測された電流振動のフーリエ変換。測定温度は4.2K、ドレイン電圧は-1.0Vである。



(a)



(b)

図5.5 試料A3（ギャップ長：173nm、熱処理温度：600°C）におけるドレイン電流のゲート電圧依存性(a)。実線は観測されたドレイン電流を、点線はドレイン電流をゲート電圧で微分したものを表している。(b)は観測された電流振動のフーリエ変換。測定温度は4.2K、ドレイン電圧は-0.5Vである。

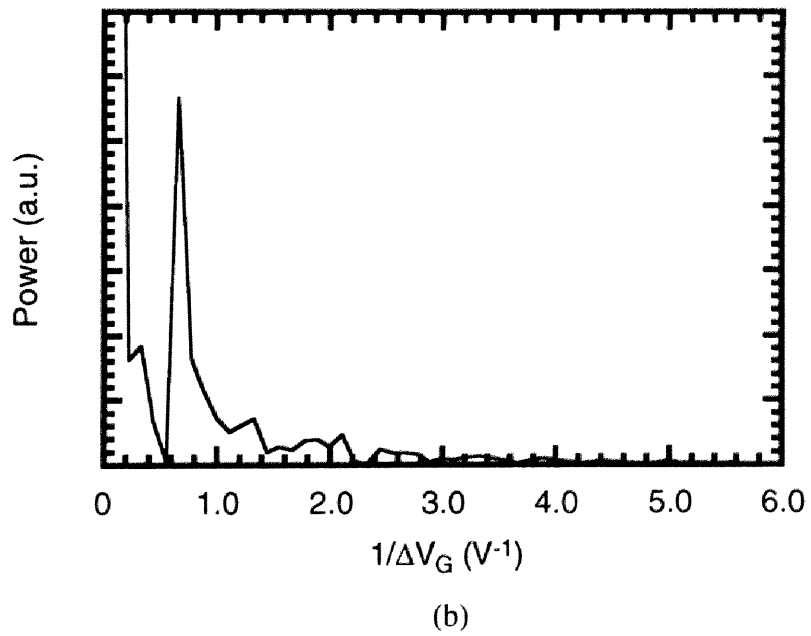
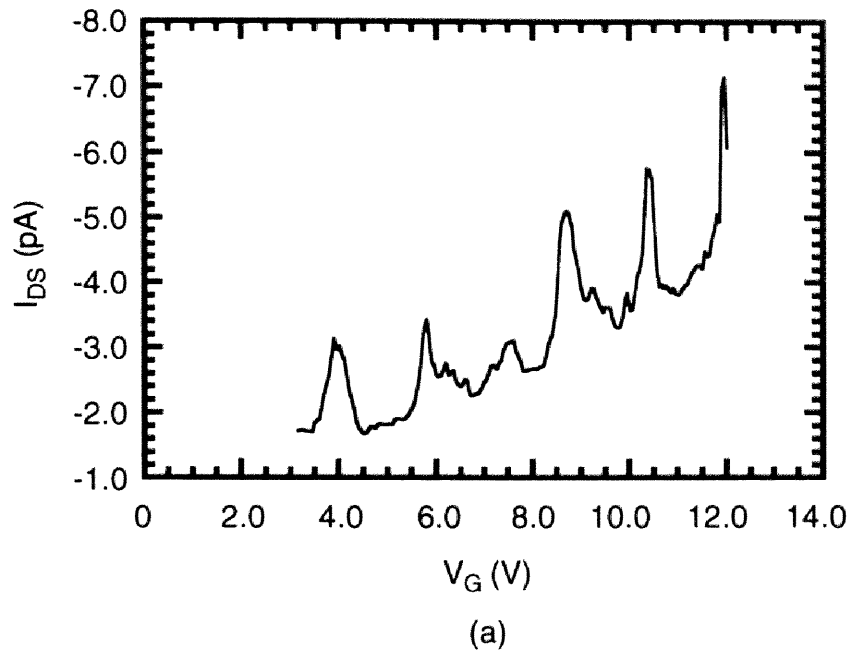


図5.6 試料B1（ギャップ長：73nm、熱処理温度：900°C）におけるドレイン電流のゲート電圧依存性(a)と、観測された電流振動のフーリエ変換(b)。測定温度は4.2K、ドレイン電圧は-30mVである。

れた原因は、熱処理温度にあると考えられる。熱処理の効果については後述する。

ホッピング伝導系において、ゲート電圧に依存した電流振動ピークが観測される原因としては、2つの理由が考えられる。1つは、クーロンブロックードに起因したピークである[4]。クーロンブロックードに起因した振動ピークの場合、ソース-ドレイン間に挟まれたドットが1つである単一ドット系であれば、原則として振動ピークは周期的に現れる。ホッピング伝導系における電流振動ピークの起源としては、フェルミ準位の変化に伴うホッピングパスの変化が考えられる[24-25]。本研究で用いた試料はMOS構造であるので、ゲート電圧の変化によりチャネル部ではフェルミ準位の相対的なエネルギー位置が変化すると考えられる。今、図5.7に示すような局在準位間のホッピングを考えてみる。局在準位間のホッピングによるコンダクタンスは、各準位の占有確率を含めて、近似的に以下のように書かれる[26]。

$$\sigma_{ij} = r_0 \exp\left(-\frac{2r_{ij}}{a} - \frac{E_{ij}}{2k_B T}\right) \quad (5.1)$$

$$E_{ij} = |E_i - E_F| + |E_j - E_F| + |E_i - E_j| \quad (5.2)$$

ここで、ゲート電圧を印可することでフェルミ準位を図中(1)→(2)→(3)と変化させた場合のホッピングによるコンダクタンスを考える。図中(1)のように両方の局在準位がフェルミ準位の上に在る場合、式(5.2)は $E_{ij} = E_i + E_j + |E_i - E_j| - 2E_F$ と書ける。したがって、相対的に E_F が上昇すると E_{ij} は減少するので、伝導度 σ_{ij} は指数関数的に増加する。その逆に図中(3)のように両方の局在準位がフェルミ準位の下に在る場合、 $E_{ij} = E_i - E_j + |E_i - E_j| + 2E_F$ であるから、 E_F の上昇により E_{ij} は増加し、伝導度 σ_{ij} は指数関数的に減少する。図中(2)のように、フェルミ準位が二つの局在準位の間に在る場合には、式(5.2)は $E_{ij} = 2|E_i - E_j|$ であるので、伝導度 σ_{ij} はフェルミ準位のエネルギー位置に依らない。以上により、各準位間のホッピングによるコンダクタンスは、図5.2(b)に示したようになる。すなわち、ゲート電圧の変化に対して、このようにピークのある依存性を持つ。これにより、ゲート電圧を変化させると、ホッピングパス内で支配的な

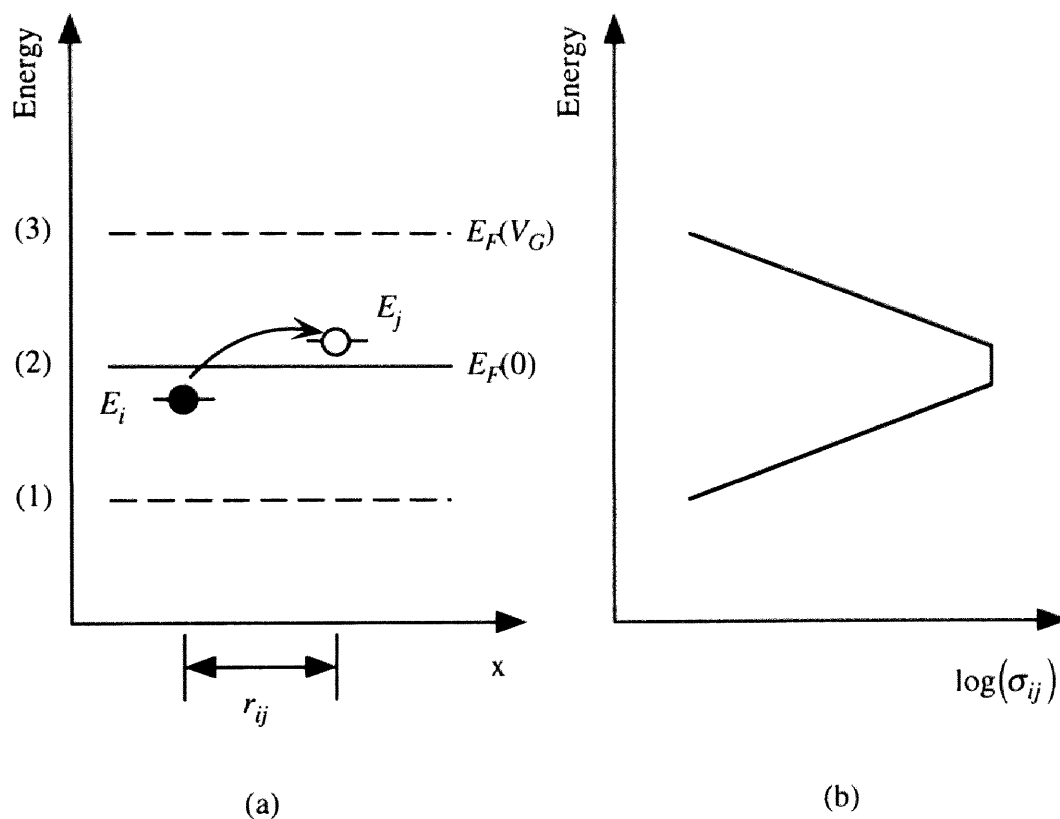


図5.7 局在準位間におけるホッピングの模式図(a)と、局在状態間のコンダクタンスのフェルミ準位依存性(b)。

ホッピングのコンダクタンスの変化が、振動ピークとして観測される。フェルミ準位が大きく変化して、このホッピングに関するコンダクタンスが大きく減少すれば、他の準位間のホッピングがより支配的となり、そこでのコンダクタンスの変化が新たに振動ピークとして観測される。局在準位はエネルギー分布を持つので、フェルミ準位の変化によってキャリアの経由するホッピングパスの変化が順次起こり、複数の振動ピークが観測される。この現象は、局在準位の空間的、エネルギー的に無秩序な分布に依存しているので、振動ピークは非周期的に現れる。また、クーロンブロッケードに起因したピークは、クーロンギャップ領域に対応して、ドレイン電圧0V近傍に現れるのに対し、ホッピングパスの変化に起因したピークが現れる位置は、ドレイン電圧0V近傍に限らない。

以上のように、実験結果で得られた振動の周期性が良いこと等から、図5.3(a)、5.4(a)、5.5(a)および5.6(a)に観測された明瞭な電流ピークは、クーロンブロッケードに起因した振動ピークであると考えられる。また、これらの結果において、明瞭な振動ピークの他に比較的小さなピークが複数観測できる。これらについては、後述する。

試料B1に対し、図5.6(a)に見られた電流振動ピークの温度依存性を図5.8に示す。ソース-ドレイン電圧 (V_{ds}) は-30mV、基板電圧は1.0Vである。前述の通り、試料の電気伝導度は温度の上昇に対して指数関数的に大きくなる。したがって、各温度での $V_g=4.0V$ における電流値によって規格化した値 ($I_{DS}/I_{DS}(V_g=4.0V)$) を、縦軸に示している。横軸はゲート電圧 (V_g) である。4.2K付近で観測される周期的なピークが、温度の上昇に伴って明瞭ではなくなることが分かる。前述の通り、これら周期的なピークはクーロンブロッケードに起因した振動ピークであると考えられる。したがって、温度の上昇に伴い、これらの周期的なピークが明瞭でなくなる原因として、温度上昇による熱揺らぎがドットに帯電した電子1個分の静電エネルギーよりも大きくなるためだと考えられる。これらのピークは29.9Kまでその痕跡が確認される。多重接合の場合には、高温で観測される個々のピークが、測定温度の低下に伴い、複数のより鋭いピークに分裂するという特徴的な現象が知られている[27-29]

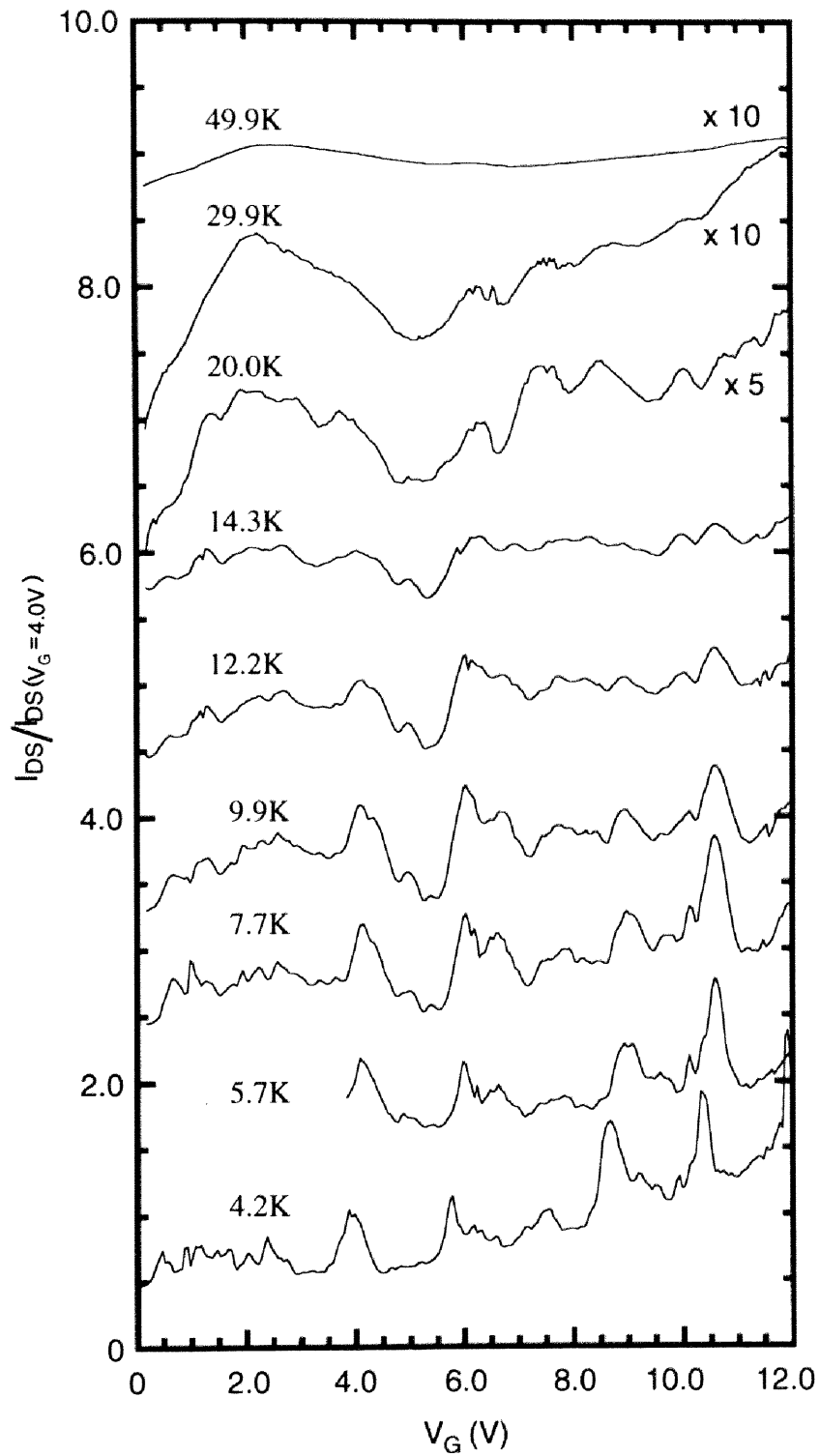


図5.8 試料B1（ギャップ長：73nm、熱処理温度：900°C）におけるドレイン電流のゲート電圧依存性。測定温度は4.2～49.9Kである。ドレイン電圧（ V_{DS} ）は-30mV、基板電圧は1.0Vである。

が、図5.8においては、そのような現象は確認されない。このことは、これらの周期的な振動ピークが単一ドット系におけるクーロンブロッケード現象に起因していることを示唆している。更に、明瞭に現れている周期的なピークとは別に、小さなピークも複数見られ、これらのピークの幾つかは、温度上昇に供なって、より明瞭になっている。クーロンブロッケードに起因したピークではこのような現象は考えられない。1つの可能性として、ホッピングパスの変化に起因したピークの場合、温度上昇によってホッピングパスの変化が起こるため、温度の上昇によって現れてくるピークも存在することが考えられる。

図5.8に示した電流振動において、振動の頂点 ($V_g = 3.9\text{V}$) と底 ($V_g = 5.1\text{V}$) での電気伝導度の温度依存性を図5.9に示す。縦軸は電気伝導度の対数、横軸は温度の逆数である。縦軸に示した電気伝導度は、ドレイン電圧-30mVの時のドレイン電流をドレイン電圧で割った値である。振動の頂点 ($V_g = 3.9\text{V}$) における電気伝導度を黒丸で、振動の底 ($V_g = 5.1\text{V}$) における電気伝導度を白丸で示している。実線は、ゲート電圧0Vにおける I_{ds} - V_{ds} 特性から、オーミック特性の現れる低電圧領域で求めた値であり、図5.2で試料B1について示した結果と同じものである。20K付近までは、図5.2でも述べたように、最近接ホッピング伝導を示唆する活性型の温度依存性が現れていることがわかる。一方、これより低温では温度の低下に伴って電気伝導度の温度依存性が弱くなっていることがわかる。このことは、ホッピング伝導における高電界効果の影響として、以下のように理解される。

図5.7においても示したように、フェルミ準位を跨ぐようなホッピングが最も高い確率で起こると考えられる。この場合、電界が十分に小さい時には、ホッピング確率は式(5.1)および式(5.2)から以下のように与えられる。

$$\Gamma_{ij} \propto \exp\left(-\frac{2r_{ij}}{a} - \frac{\Delta_{ij}}{k_B T}\right) \quad (5.3)$$

ここで、 Δ_{ij} は準位間のエネルギー差を表し、 $\Delta_{ij} = |E_i - E_j|$ である。電界 F の印加により準位間のエネルギー差が変化する場合には、電界印加の影響を考慮して、ホッピ

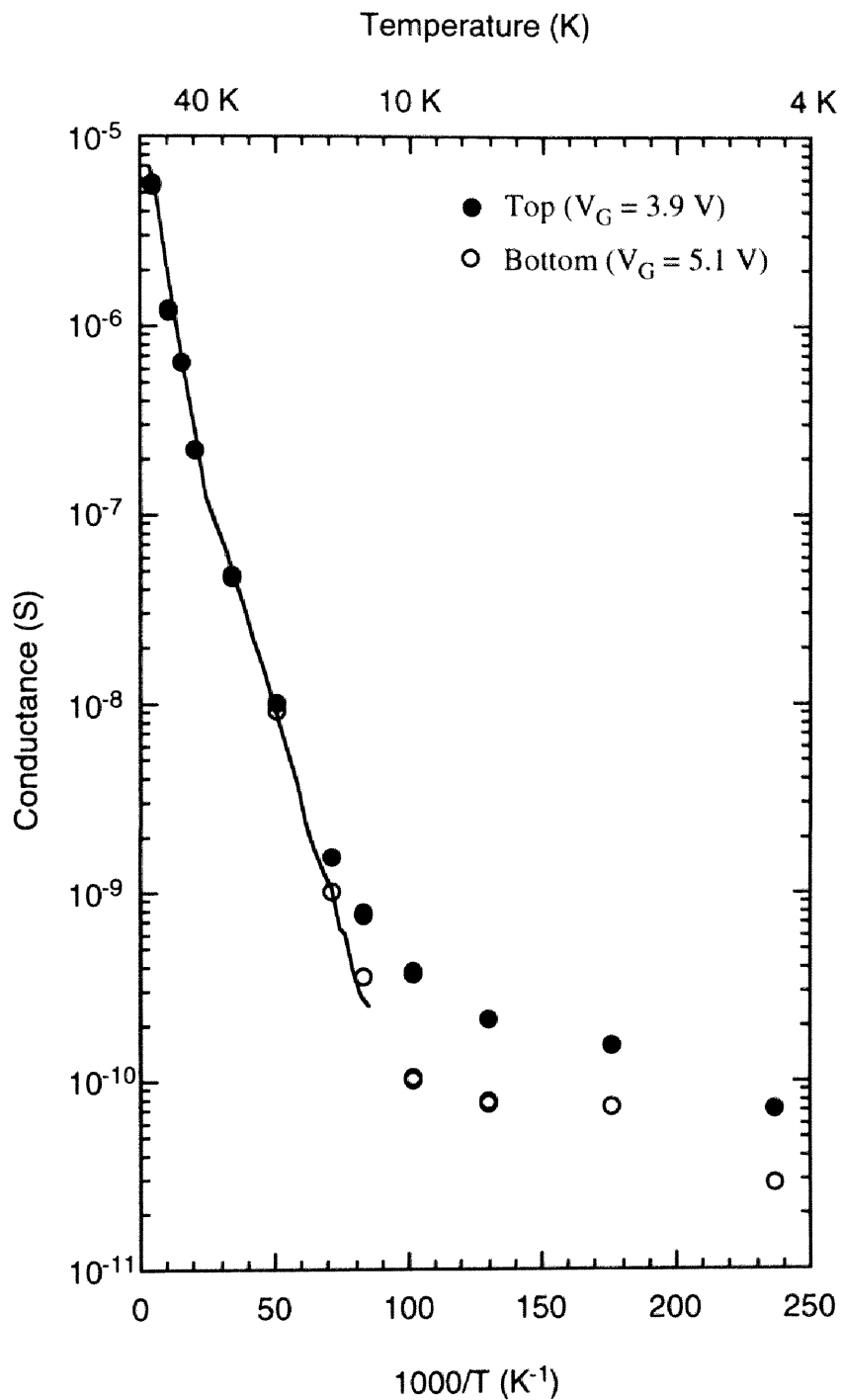


図5.9 試料B1（ギャップ長：73nm、熱処理温度：900℃）における伝導度の温度依存性。黒丸および白丸はそれぞれ電流振動ピークの頂点（ $V_G=3.9\text{V}$ ）と底（ $V_G=5.1\text{V}$ ）における伝導度を示す。ドレイン電圧（ V_{DS} ）は-30mV、基板電圧は1.0Vである。

ング確率は次のように与えられる。

$$\Gamma_{ij} \propto \exp\left(-\frac{2r_{ij}}{a} - \frac{\Delta_{ij} - eFr_{ij}}{k_B T}\right) \quad (5.4)$$

上式から明らかなように、電界効果によってホッピング確率の温度依存性は減少する。また、そのような電界効果は低温でより顕著となる。このため、印加電界一定の元では、温度の低下に伴って電気伝導度の温度依存性が弱くなると考えられる。図5.9において、30K付近から伝導度の温度依存性が減少していることが分かる。温度30Kはエネルギーに換算すると、2.58meVである。これに対し、図5.8および図5.9ではソース-ドレイン間に-30mV印可されており、ドット-ドレイン間およびドット-ソース間の印加電圧は各々15mV程度と見積もられる。したがって、ドット前後での2回のホッピングが伝導を支配している考えると、上述の電界効果が現れ始める温度と、ソース-ドレイン間に印可されている電圧は一致していない。ソース-ドレイン間およびドット-ドレイン間に数回程度のホッピングネットワークが形成されているとすると、上述の電界効果が現れ始める温度と、ソース-ドレイン間に印可されている電圧はほぼ一致するが、現段階では明らかでない。

一方、振動の底における電気伝導度も同様の温度依存性を持っている。この領域ではクーロンブロッケードが働いており、ドット構造を介したホッピングは抑制されているはずである。したがって、この領域での電気伝導は、高次のトンネル現象によってドットを介して流れているか、もしくはドット以外の局在準位を介したホッピングネットワークを流れていると考えられる。実験結果は、このような基本的にドットを介さない電流ネットワークによる伝導が、ホッピング伝導であることを示唆している。

試料A1について、図5.3(a)の I_{ds} - V_g 特性に現れている電流ピークのピーク位置 (V_g の値) を、図5.10に示した。縦軸がソース-ドレイン電圧 (V_{ds})、横軸にゲート電圧 (V_g) である。周期的な振動ピークにおいては、そのピーク位置が、 V_{ds} の変化に伴い線形にシフトしていることがわかる。一方、 V_{ds} の変化に対して、ピーク位置が変

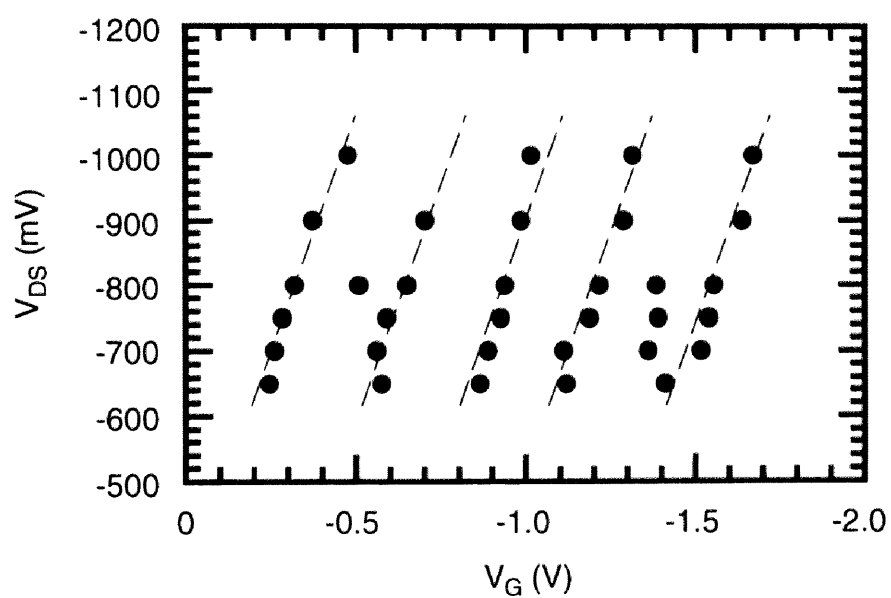


図5.10 試料A1（ギャップ長：145nm、熱処理温度：600°C）において観測される電流振動ピークのピーク位置のドレイン電圧（ V_{DS} ）依存性。測定温度は4.2K、ドレイン電圧は-0.65Vである。

化しないランダムなピークも存在することもわかる。クーロンブロッケードに起因した振動ピークの場合、ドット左右の2つの接合が非対称であれば、 V_{DS} の変化に対し振動のピーク位置がシフトする。一方、ホッピングパスの変化に起因した振動ピークの場合、ピーク位置は局在状態のエネルギー準位に対応しているので、 V_{DS} が変化しても殆どシフトしないと考えられる。すなわち、このことは、 V_{DS} の変化に対して線形なピーク位置のシフトを見せているピークの原因が、クーロンブロッケードに起因したピークであることを示しており、先に述べた結論と矛盾しない。一方、ランダムに現れかつ V_{DS} の変化に対してピーク位置が殆ど変化しないピークは、ホッピングパスの変化に起因したピークであると考えられる。

4.2Kにおける試料B1の I_{DS} - V_G 特性を図5.11(a)に示す。図5.11(a)において、測定結果(I)は測定結果(II)の5ヶ月前に測定された結果である。この間、試料は室温で保管されていた。測定結果(II)は、図5.6(a)および図5.7（4.2Kの測定結果）と同一の測定結果である。前述の通り、周期的に現れている明瞭な振動ピークは、クーロン振動であると考えられる。これらクーロン振動ピークは、測定(I)でも明瞭に現れており、試料B1のギャップ内に形成されているドット構造が、熱履歴に対して比較的安定であることがわかる。これら明瞭な振動ピークのピーク位置を、図5.11(b)に示す。 V_{DS} の変化に対し、線形にシフトしており、試料A1と同様にこの系が左右に非対称性のある2重接合系であることを示唆している。また、図5.11(a)において、これら明瞭なピーク以外にも微小なピークが複数現れている。これら微小なピークは測定(I)および(II)でピーク位置が殆ど一致していない。したがって、これら微小なピークは、ホッピングパスの変化に起因したピークであると考えられる。ピーク位置に対する再現性が乏しい理由は次のように考えられる。不純物イオンなどに因る局在準位は熱履歴の前後において、その占有状態がことなることが考えられ、その空間的、エネルギー的な分布は熱履歴の前後で変化する。したがって、不純物イオンなどに因るトラップを介したホッピングパスは、熱履歴によって変化を受けやすい。熱履歴によってホッピングパスが変化するため、振動ピークは熱履歴の前後で再現し難いことが考えられる。

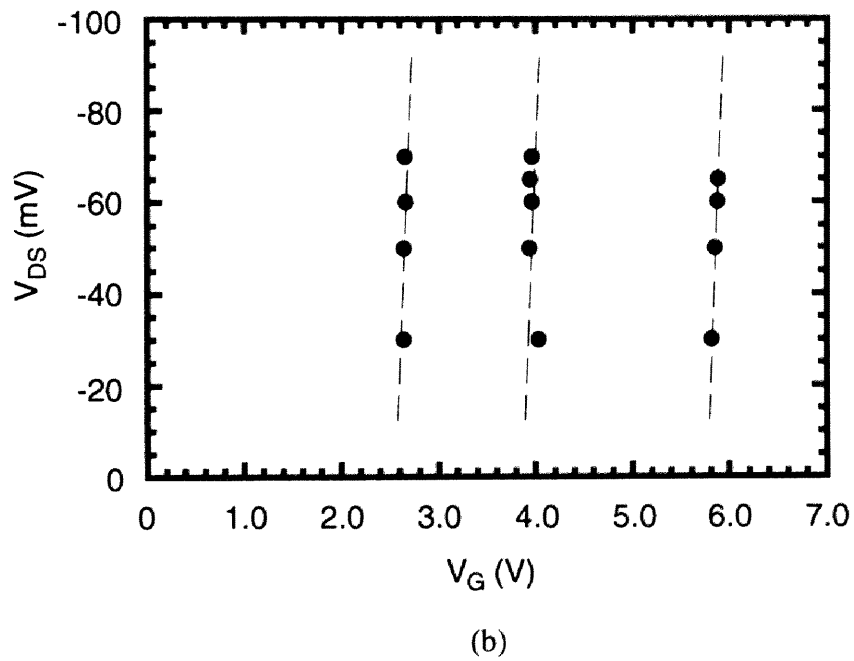
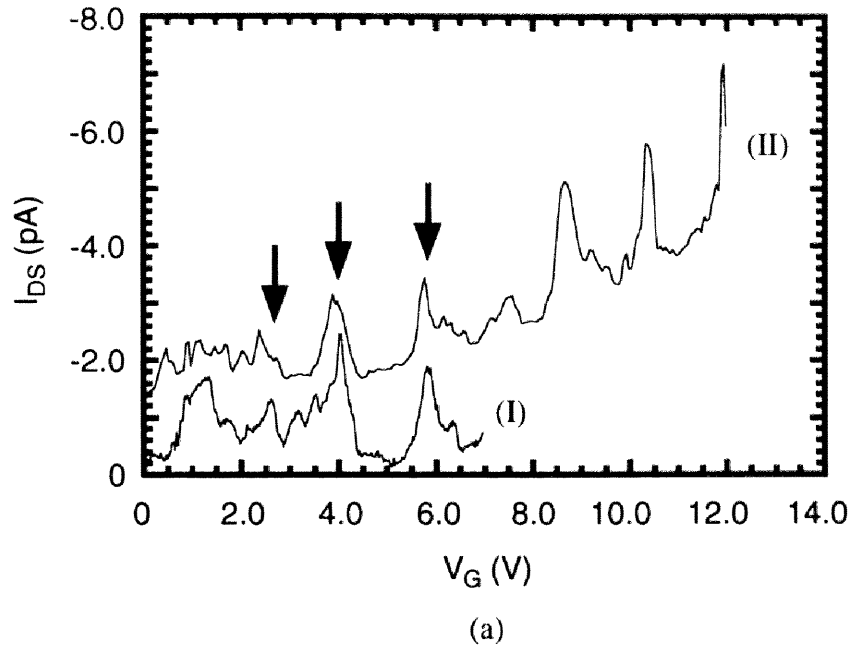


図5.11 試料B1（ギャップ長：73nm、熱処理温度：900°C）におけるドレイン電流のゲート電圧依存性(a)と、観測された電流振動のピーク位置(b)のドレイン電圧（ V_{DS} ）依存性。測定温度は何れも4.2Kである。測定結果(II)は測定結果(I)の5カ月後に測定した結果である。この間、試料は室温で保管されていた。

5.4.3 クーロンギャップ

4.2Kにおける、試料B1の微分伝導度の等高線プロットを、図5.12に示す。縦軸にゲート電圧、横軸にドレイン電圧を示している。 $V_{ds}=0V$ 近傍において、クーロンブロッケード現象に特徴的なダイヤモンド形状[1, 30-33]をした電気伝導度が零の領域（クーロンギャップ領域またはクーロンダイヤモンド）が現れている。振動ピークに対応する、クーロンダイヤモンドの縊れた部分において、ダイヤモンド形状は完全には閉じていない。このようにクーロンダイヤモンドが振動ピーク位置で完全に閉じていない場合、複数のドットが直列に接続された多重接合系におけるクーロンブロッケード現象である可能性が考えられる[28-29, 33]。複数のドットにおいて、各々にクーロンブロッケードが働くと、複数のクーロンダイヤモンドが重ね合わされたようになり、ダイヤモンド形状が完全に閉じない。 $V_{ds}=0V$ 近傍では、常に何れかのドットでクーロンブロッケードが働き、電気伝導度は0となる。図5.12においてクーロンダイヤモンドは完全に閉じていないが、これは多重接合に起因したのではなく、ホッピング伝導の非線形性に起因すると考えられる。多重接合系の場合、振動ピークも非周期的となるが、 $I_{ds}-V_g$ 特性において振動ピークは周期的に現れており、フーリエ変換には単独のピークが明瞭に現れている。また、多重接合系で特徴的な、温度の低下に伴うピークの分裂は確認されていない。

図5.13に、4.2Kにおける試料B1の微分伝導度 ($\partial I_{ds}/\partial V_{ds}$) のソース-ドレイン電圧 (V_{ds}) 依存性を示す。ゲート電圧は $V_g=5.2V$ と $5.8V$ の場合について示している。これは各々、図5.6(a)の $I_{ds}-V_g$ 特性における振動の底部と頂点に対応している。但し、前述の通り振動の頂点（ピーク位置）は V_{ds} の変化に伴いシフトするため、図5.13に示した $\partial I_{ds}/\partial V_{ds}-V_{ds}$ 特性は厳密に振動の頂点（ピーク位置）での特性ではない。 $V_{ds}=0V$ 近傍に、微分伝導度が零である領域が現れている。振動の底部 ($V_g=5.2V$) では $V_{ds}=-22mV$ から $V_{ds}=28mV$ の領域で微分伝導度が $1 \times 10^{-11}S$ 以下となっている。一方、振動の頂点 ($V_g=5.8V$) では $V_{ds}=-8mV$ から $V_{ds}=11mV$ において微分伝導度が $1 \times 10^{-11}S$ 以下となっており、振動の頂点では底部と比較して微分伝導度が零である領域が狭くなっている。これは振動ピークの底部ではクーロンブロッケードが働いているおり、

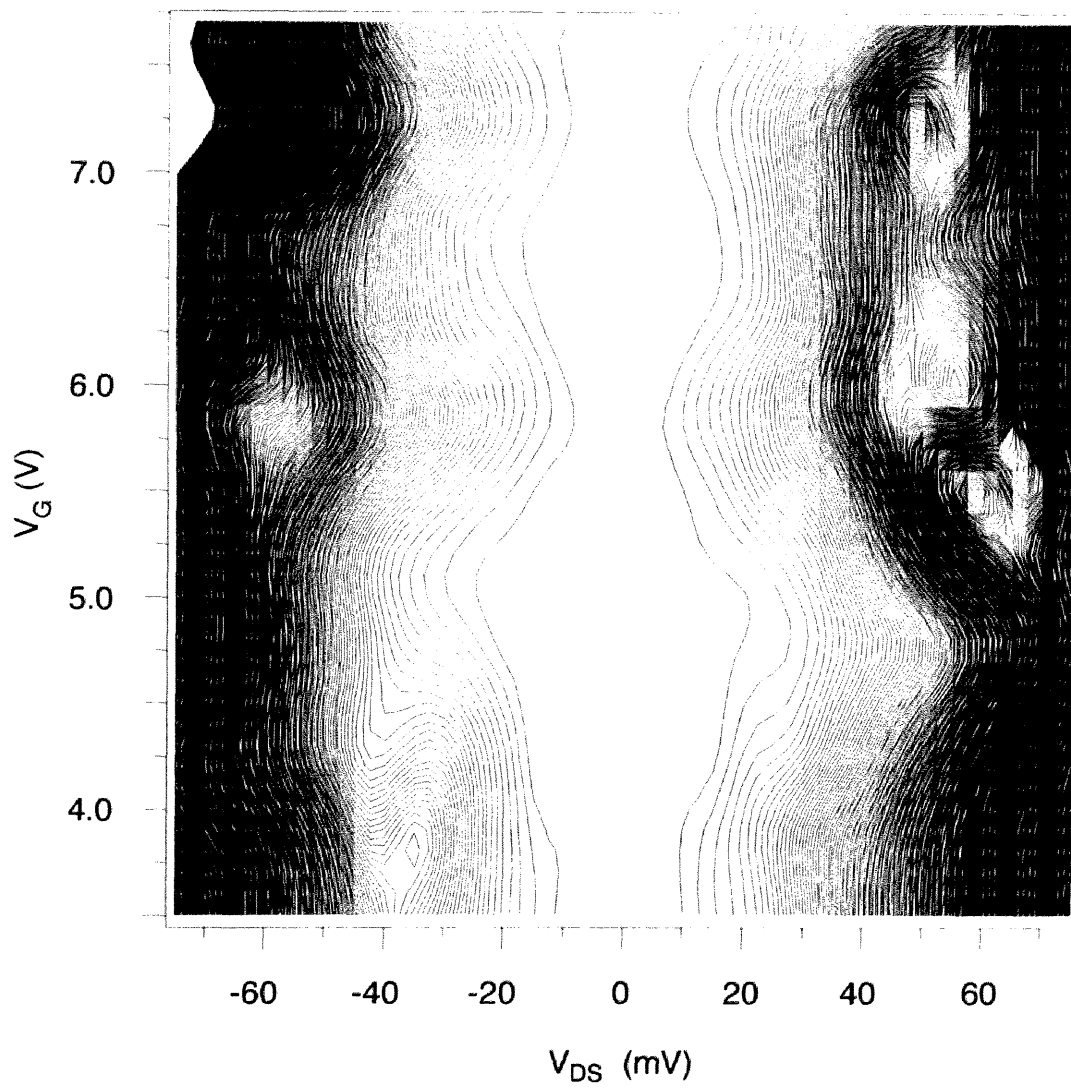


図5.12 4.2Kにおける試料B1の微分伝導度

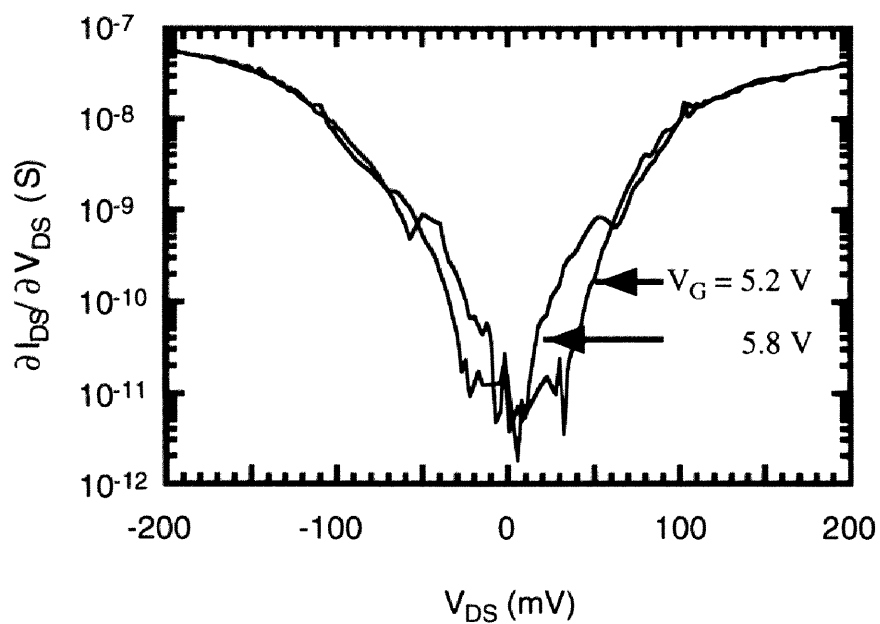


図5.13 4.2Kにおける試料B1（ギャップ長：73nm、熱処理温度：900°C）の微分伝導度（ $\partial I_{DS}/\partial V_{DS}$ ）のドレイン電圧（ V_{DS} ）依存性。ゲート電圧は5.2V（振動の底）と5.8V（振動の頂点）。

$V_{ds}=0V$ 近傍でトンネル電流が抑制されているためである。クーロンブロッケードが解けた領域 ($V_g=5.8V$ では $V_{ds}=-22mV$ 以下および $V_{ds}=28mV$ 以上、 $V_g=5.2V$ では $V_{ds}=-8mV$ 以下および $V_{ds}=11mV$ 以上) では、微分伝導度 ($\partial I_{ds}/\partial V_{ds}$) は V_{ds} に対し指数関数的に変化しており、 $I_{ds}-V_{ds}$ 特性が強い非線形性を持つことがわかる。また、 $V_{ds}=0V$ 付近では、電気伝導度は $10^{-11}S$ 程度、電流値ではpA以下と非常に小さい値となっている。 $I_{ds}-V_{ds}$ 特性が強い非線形性を持ち、更に試料の電気伝導度が非常に小さいために、 $V_{ds}=0V$ 付近での電気伝導度が零の領域は明確ではないと考えられる。すなわち、図 5.13において、電気伝導度が低く、 $I_{ds}-V_{ds}$ 特性が強い非線形性を持つために、 $V_{ds}=0V$ 付近の微分伝導度0の領域がやや広く現れていると考えられる。また、ピークでの特性 ($V_g=5.8V$) には $V_{ds}=\pm 50mV$ 付近にプラトーな領域が見られる。これは、second stairなクーロンブロッケード領域が現れているものと考えられる[34]。

ソース-ドット間のトンネル接合の静電容量を C_1 、ドレイン-ドット間のトンネル接合の静電容量を C_2 とすると、式(2.21)および式(2.22)より、ダイヤモンド形状の各辺の傾きは、 C_1 および C_2 とゲート容量との比 (C_g/C_1 および C_g/C_2) に対応している[1]。図5.12より、 $C_g/C_1=40$ 並びに $C_g/C_2=50$ と求められ、ドット左右の接合容量の非対称性は4：5程度と考えられる。

5.4.4 ドット構造

$I_{ds}-V_g$ 特性における振動現象の周期が、試料A1、A2、A3およびB1それぞれについて図5.3-5.6のように求められた。振動周期 ΔV_g は、ドット-ゲート電極間の容量 C_g (ゲート容量) を用いて、 $\Delta V_g=e/C_g$ により与えられるため、これより試料のトンネル接合容量が求められる[1]。本研究で用いた試料では、ドット構造はSi基板中に形成されたイオン注入領域に存在すると考えられる。更に、この本研究で用いた試料の基本構造はMOS構造であるので、ドット-ゲート電極間は SiO_2 -Siの2層構造となっている。LP-CVDにより堆積したゲート酸化膜の膜厚は、表5.1の通りである。また、LSS理論から、加速電圧100kVで注入されたGaイオンの平均飛程は60nmであるため、ドット-ゲート電極間のSi層の厚さは60nmと仮定できる。以上より、ドット

-ゲート電極間に平行平板型コンデンサを仮定すると、ドット-ゲート電極間の静電容量（ゲート容量）は、SiO₂層とSi層の直列に接続された2つのコンデンサとして、以下のように表される。式中、 d_{ox} および d_{Si} はゲート酸化膜およびSi層の膜厚を、 ϵ_{ox} および ϵ_{Si} はそれぞれの誘電率を表している。また、電極面積 S は、ドットの半径を a として、 $S=\pi a^2$ と仮定している。

$$\begin{aligned}\frac{1}{C_G} &= \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{Si}} \\ &= \frac{d_{ox}}{\epsilon_{ox}S} + \frac{d_{Si}}{\epsilon_{Si}S} = \frac{1}{S} \left(\frac{d_{ox}}{\epsilon_{ox}} + \frac{d_{Si}}{\epsilon_{Si}} \right)\end{aligned}\tag{5.5}$$

以上のことより求められた、試料A1、A2、A3およびB1の振動周期 ΔV_G 、ゲート容量 C_G およびドット半径 a を表5.3に示す。クーロンブロッケード現象が働いているドット構造が、単一のイオンによるトラップであると考ええると、ドット半径は有効ボーア半径によって見積もることができると考えられる。Si中の正孔の有効ボーア半径は、Siの誘電率 ϵ_{Si} と有効質量 m^* を用いて、次のように与えられる。

$$a = \frac{\epsilon_{Si} h^2}{\pi m^* e^2}\tag{5.6}$$

重い正孔および軽い正孔のそれぞれについて、有効ボーア半径は1.3nmおよび3.9nmと求められる。クーロン振動の振動周期より求められたドット半径は、単一のイオンによるトラップと比較して、約1桁近く大きい。したがって、試料のギャップ部に存在し、クーロンブロッケード現象に関与しているドット構造は、単一のイオンによるトラップではなく、複数の不純物イオンまたはイオン注入時に形成された欠陥によって形成されているものと考えられる。第2章で述べたように、単一電子素子ではドット内の電子数は整数個しか許されず、クーロン振動のピーク各々は、ドット内の電子数に対応している。すなわち、あるピークと、そこから n 個隣のピークとでは、ドット内の電子数が丁度 n 個異なっている。ドット構造が単一のイオンによるトラップであった場合、ドットにトラップされ得る電子数は、高々1、2個程度と考え

られ、数個以上のピークを持つクーロン振動は現れ得ないと考えられる。図5.3-5.6の何れにおいても振動ピークは5個以上周期的に現れており、本研究で作製した試料の場合、ドット構造が単一のイオンによるトラップであるとは考え難い。

表5.3より、熱炉にて600°C、30分間熱処理した試料A1-3では、20-27nmの範囲のドット半径となっている。一方、RTAにて900°C、30秒間熱処理した試料B1では、ドット半径は14nmと得られ、やや小さい値が得られている。このことから、試料B1で明瞭なクーロン振動が観測された原因として、より小さい半径のドット構造が形成されたため、ドットにおける電子の閉じこめが強くなったことが考えられる。他の可能性としては、高温熱処理でより多くの欠陥が回復したために、ドット以外の局在準位（不純物イオンや欠陥など）を介した漏れ電流が減少したことも考えられる。

第1章および本章で既に述べたとおり、MOSFETの低温動作では、ホッピング伝導が支配的となることが知られている[25, 34-36]。また、narrow channel Si MOSFETでは、ホッピング伝導が支配的な低温領域において、閾値電圧付近でゲート電圧の変化に依存した周期的なドレイン電流の振動現象が観測されており、クーロンブロッケード振動であると考えられている[33, 36-37]。これらの系における電子の局在状態やドット構造の起源については厳密には明らかではないが、一般に次の様に考えられている。すなわち、Si-SiO₂界面の界面準位、Si基板中の不純物や欠陥、SiO₂中の固定電荷などにより、Si-SiO₂界面ではランダムなポテンシャルの揺らぎが存在する。閾値電圧付近では、これらにより局所的に低くなったポテンシャルの底の部分にのみ電子が存在していると考えられる。このようにして起こる電子の局在は熱履歴の影響を受けやすく、例えばnarrow channel Si MOSFETで観測されるクーロンブロッケード振動では、振動ピークの現れ方が熱履歴に対して大きく変わることが知られている[36]。本研究で作製した試料B1の場合、図5.11(a)に示したように電流振動ピークは熱履歴に対して再現性良く現れており、ドット構造が熱履歴に対して安定な構造であると考えられる。すなわち、ドット構造の起源はMOSFETの低温動作についてこれまで報告されているものとは異なると考えられる。

表5.3 ドット構造

試料名	A1	A2	A3	B1
振動周期 (V ⁻¹)	0.3	0.7	0.4	1.5
ゲート容量 (aF)	0.53	0.23	0.4	0.11
ドット半径 (nm)	24	20	27	14

一方、SiO₂中に打ち込まれたSnやSbが、イオン注入後の熱処理によってドット構造を形成することが知られており、これを用いたflash memory型の単電子メモリの研究が行われている[38-40]。本研究においても、高濃度のイオン注入を行っており、注入領域内には多くの電氣的に活性化していないGaが存在すると考えられる。したがって、SiO₂中に打ち込まれたSnやSbの場合と同様に、Gaが析出し、クラスター構造を形成していることも考えられる。この場合、ドット構造は熱履歴に対して安定であることが予想される。しかし、このようなドット構造の起源については実験的証拠がなく、SiO₂中のSnやSbで行われているように、透過型電子顕微鏡像（TEM像）などによる検討を行うことが必要である。

図5.12より、試料B1に対して、ドット-ドレイン間またはドット-ソース間の静電容量（ C_1 or C_2 ）とドット-ゲート間の静電容量（ C_G ）の比が、 $C_G/C_1=40$ 並びに $C_G/C_2=50$ と求められた。これより、 C_G として上述の表5.3の値を用いると、ドット-ドレイン、ドット-ソース間のトンネル接合の静電容量が4.4aFおよび5.5aFとして得られる。ドットと接地電極間に対して、 C_G 、 C_1 および C_2 は並列に接続されたコンデンサと見なすことができ、ドットの全静電容量は、

$$C_{total} = C_G + C_1 + C_2 \quad (5.7)$$

で与えられる。実験結果より、試料B1におけるドットの全静電容量は10.01aFである。これより、このドット構造において電子1個分の静電エネルギーは8.0meVと求められる。これは温度に換算すると93Kである。このことは、試料B1において、ホッピング伝導が支配的である40K以下の温度領域でクーロンブロックードが観測されたことに矛盾しない。

ドット-ゲート電極間の場合と同様に、ドット-ドレイン電極間およびドット-ソース電極間を、平行平板コンデンサで近似する。クーロン振動の周期より得られたドット半径 a を用いて、接合面積を $S=\pi a^2$ とする。

$$C_{1or2} = \frac{\epsilon_{Si} S}{d_{1or2}} \quad (5.8)$$

上式からドット-ドレイン間およびドット-ソース間のトンネルバリア幅は、17nmおよび14nmと得られる。次章にて詳述するように、本研究室におけるこれまでの研究から、集束イオンビーム装置を用いて作製したイオン注入領域において、ホッピング距離が8-9nmであることを得ている。これは、低温で一次元可変領域ホッピング伝導が支配的な伝導機構となる試料において、電気伝導度の温度依存性と磁気抵抗効果から得られた値である。また、他のグループの報告[18-20]においても、Si系でのホッピング伝導では、10 nm程度のホッピング距離が報告されている。クーロンブロッケード現象より得られたトンネルバリア幅が、一般に報告されているホッピング距離と同程度の値となっていることがわかった。

5.5 まとめ

集束イオンビーム装置を用いて、幅および長さが共に100nm程度の微小なホッピング伝導系を作製し、電気的特性を測定した。最近接ホッピング伝導が支配的となる、40K以下の温度領域で、 I_{DS} - V_G 特性に振動ピークが観測された。振動ピークには周期的なピークと非周期的なピークが存在し、各々、クーロンブロッケード現象とホッピングパスの変化に起因した振動ピークであると考えられる。クーロン振動は周期性良く現れており、温度の低下に伴うピークの分裂も観測されないことから、単一ドット系におけるクーロン振動であると考えられる。振動の頂点での電気伝導度の温度依存性において、20K以下で温度依存性が弱くなることがわかった。これは、ホッピング伝導における電界効果により説明できると考えられる。また、振動の底での電気伝導度も、同様の温度依存性を持っていることがわかった。ドットにおいてクーロンブロッケードが働いた状態での伝導が、同様のホッピング伝導であることを示唆していると考えられる。

600°C、30分間、熱炉にて熱処理をした試料では、観測されたクーロン振動の振幅が非常に小さいのに対し、900°C、30秒間、RTA処理した試料では、クーロン振動が

非常に明瞭に観測された。クーロン振動の振動周期より、ドット-ゲート間の静電容量が求められた。更に、ドット-ゲート間に平行平板コンデンサを仮定することにより、ドット半径が600°C、30分間、熱処理した試料では20-27nm、900°C、30秒間、RTA処理した試料では14nmと得られた。同一の熱処理条件の下ではドットの半径はほぼ等しく、高温でのRTA処理によりやや小さいドット構造が形成されることが明らかとなった。900°Cで30秒間RTA処理した試料において、4.2Kで観測されたクーロンギャップ領域から、トンネル障壁幅が14-17nmと得られた。

5.6 参考文献

1. K. K. Likharev, IBM J. Res. Develop. **32**, 144 (1988).
2. T. A. Fulton and G. J. Dolan, Phys. Rev. Lett. **59**, 109 (1987).
3. U. Meirev, M. A. Kastner and S. J. Wind, Phys. Rev. Lett. **65**, 771 (1990).
4. M. A. Kastner, Physics Today, p. 24 (January, 1993).
5. J. Weis, R. J. Haug, K. v. Klitzing and K. Ploog, Rev. Lett. **71**, 4019 (1993).
6. Y. Takahashi, M. Nagase, H. Namatsu, K. Kurihara, K. Iwadate, Y. Nakajima, S. Horiguchi, K. Murase and M. Tabe, Electronics Letters **35**, 136 (1995).
7. Y. Takahashi, H. Namatsu, K. Kurihara, K. Iwadate, M. Nagase and K. Murase, IEEE Trans. Electron Devices **43**, 1213 (1996).
8. H. Ishikuro, T. Fujii, T. Saraya, G. Hashiguchi, T. Hiramoto and T. Ikoma, Appl. Phys. Lett. **68**, 3585 (1996).
9. C. J. Golter, Physica **17**, 777 (1951).
10. K. K. Likharev, IBM J. Res. Dev. **32**, 144 (1988).
11. D. V. Averin and K. K. Likharev, Quantum Effects in Small Disordered Systems, ed. B. L. Altshuler, P. A. Lee and R. A. Webb (Elsevier, Amsterdam, 1991).
12. A. Dutta, M. Kimura, Y. Honda, M. Otake, A. Itoh and S. Oda, Jpn. J. Appl. Phys. **36**, 4038 (1997).
13. M. Fujii, T. Kita, S. Hayashi and K. Yamamoto, J. Phys. Condens. Matter **9**, 8669 (1997).
14. 望月麻里恵, 川崎宏治, 筒井一生, 第45回応用物理学関係連合講演会講演予稿集, P.192 (1998).
15. 矢野和男, 石井智之, 橋本孝司, 小林孝, 村井二三夫, 関浩一, 応用物理 **63**, 1248 (1994).
16. K. Yano, T. Ishii, T. Sano, T. Mine, F. Murai and K. Seki, 1996 IEEE Int. Solid-State Circuits Conference, P.266 (1996).
17. T. Hiramoto, H. Ishikuro, T. Fujii, G. Hashiguchi and T. Ikoma, Jpn. J. Appl. Phys. **36**, 4139 (1997).

18. J. C. Bourgoin, G. Frossati, A. Ravex, D. Thoulouze, M. Vandorpe and B. Waksman, *Phys Stat. Soli. (b)* **92**, 585 (1979).
19. A. Lewis, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 1555 (1972).
20. M. L. Knotek, M. Pollak and T. M. Donovan, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 853 (1973).
21. 難波進, エレクトロニクス技術全書8: イオン注入技術, (工業調査会, 1975).
22. H. Iwano, S. Zaima, T. Kimura, K. Matsuo and Y. Yasuda, *Jpn. J. Appl. Phys.* **33**, 7190 (1994).
23. 御子柴宣夫, 半導体工学シリーズ2: 半導体の物理, (培風館, 1982)
24. P. A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 2042 (1984).
25. R. A. Webb, A. Harstein, J. J. Wainer and A. B. Fowler, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1577 (1985).
26. A. Miller and E. Abrahams, *Phys. Rev.* **120**, 745 (1960).
27. C. J. Stafford and S. Das Sarma, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3590 (1994).
28. F. R. Waugh, M. J. Berry, D. J. Mar, R. M. Westervelt, K. L. Campman and A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 705 (1995).
29. K. Nakazato, T. J. Thornton, J. White and H. Ahmed, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 3145 (1992).
30. J. Weis, R. J. Haug, K. von Klitzing and K. Ploog, *Semicond. Sci. Technol.* **10**, 877 (1995).
31. Y. Nakamura, D. L. Klein and J. S. Tsai, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 275 (1996).
32. T. Fujisawa and S. Tarucha, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 526 (1996).
33. H. Ishikuro, T. Fujii, T. Saraya, G. Hashiguchi, T. Hiramoto and T. Ikoma, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 3585 (1996).
34. A. B. Fowler, A. Harstein and R. A. Webb, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 196 (1982).
35. J. A. McInnes and P. N. Butcher, *Solid State Phys.* **18**, L921 (1985).
36. M. A. Kastner, R. F. Kwasnick, J. C. Licini and D. J. Bishop, *Phys. Rev. B* **36**, 8015 (1987).
37. S. B. Field, M. A. Kastner, U. Meirav, J. H. F. Scott-Thomas, D. A. Antoniadis, H. I. Smith and S. J. Wind, *Phys. Rev. B* **42**, 3523 (1990).

- 38. A. Nakajima, T. Futatsugi, N. Horiguchi and N. Yokoyama, Appl. Phys. Lett. **71**, 3652 (1997).
- 39. A. Nakajima, T. Futatsugi, H. Nakao, T. Usuki, N. Horiguchi and N. Yokoyama, J. Appl. Phys. **84**, 1316 (1998).
- 40. A. Nakajima, H. Nakao, H. Ueno, T. Futatsugi and N. Yokoyama, Appl. Phys. Lett. **73**, 1071 (1998).

第 6 章 一次元可変領域ホッピング伝導 におけるホッピング距離の 温度依存性および電界依存性

第6章 一次元可変領域ホッピング伝導における ホッピング距離の温度依存性および電界依存性

6.1 はじめに

ホッピング伝導では、系内でのホッピングネットワーク（以下、ホッピングパス）の形成が、系の伝導度やその他の特性（温度、電界、磁場などに対する依存性）を決定する。各々のホッピングに対し、ホッピング確率は波動関数の重なりに比例したトンネル確率と、準位間のエネルギー差に相当するフォノンとの相互作用に関するボルツマン因子によって、次のように与えられる[1-2]。

$$\Gamma_{ij} \propto \exp\left(-\frac{2r_{ij}}{a} - \frac{E_{ij}}{k_B T}\right) \quad (6.1)$$

ここで a は局在準位の波動関数の局在長、 r_{ij} は局在準位間の距離である。 E_i 、 E_j は局在準位 i 、 j のエネルギー、 k_B はボルツマン定数、 T は絶対温度である。 E_{ij} は局在準位間のエネルギー差を表し、 $E_{ij} = |E_i - E_j|$ である。第1項は準位間の波動関数の重なりを、第2項はキャリアとフォノンの相互作用に関するボルツマン因子を現している。高温時やフェルミレベル近傍の状態密度が低い場合では、第1項が効くために、より近くの準位へのホッピングが起こりやすく、最近接ホッピング伝導が優位となる。一方、低温時やフェルミレベル近傍の状態密度が高い場合には、第2項が第1項と同程度に効いてくる。そのため、エネルギー差の大きい近接の準位へのホッピングよりも、エネルギー差の小さい遠方の準位へのホッピングが優位に生じる。系内では準位間のエネルギー差と距離に応じて、最もホッピング確率の高いホッピングを紹介して、電流パスが形成される。これを可変領域ホッピング伝導と呼ぶ。また、温度が変わると第2項が変化するため、最も伝導度が低いホッピングパスは温度応じて変化する。

これまでのホッピング伝導の研究では、温度、磁気、電界に対する伝導度の特性

について、様々な報告が行われている[3-20]。特に、可変領域ホッピング伝導における伝導度の温度依存性に関する問題では、多くのモデルが提案されている[15-17, 21-26]が、実験結果を統一的に理解するモデルは確立されていない。ホッピング伝導系のような複雑系では考慮すべき要素が多く、数値計算においても、様々な効果を取り入れられている[15-17, 21-26]。しかし、モデルの基盤となるべき、局在長やホッピング距離の温度依存性、電界依存性については、実験的な報告は殆どなされていない。

ホッピング伝導におけるクーロンブロッキング現象に理解する上でも、局在長、ホッピング距離の特性は重要である。局在長やホッピング距離の変化によって、2章で述べたクーロンブロッキング現象が顕在化するための条件、式(2.7)および式(2.13)の成否が変わることも考えられる。本章では、一次元可変領域ホッピング伝導において、伝導度の温度依存性と磁気抵抗効果から局在長及びホッピング距離を求め、その温度依存性、電界依存性について考察する。

6.2 ホッピング伝導における局在長及びホッピング距離の評価

可変領域ホッピング伝導では、伝導度の温度依存性と、磁気抵抗効果より、局在長及びホッピング距離を評価することができる[1-2, 27-29]。以下に、その方法について述べる。

一次元可変領域ホッピング伝導では、伝導度の温度依存性は次式により与えられる。

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left[-(T_0/T)^{1/2}\right] \quad (6.2)$$

パーコレーション理論を用いた導出から、局在状態の波動関数の局在長 a とフェルミレベルにおける局在状態の状態密度 ρ_F により、 T_0 は次のように与えられる。

$$k_B T_0 = 2N_{pl}(a\rho_F)^{-1} \quad (6.3)$$

N_{pl} は、各局在準位に接続しているパーコレーションパスの平均の数を表す。更に、パーコレーション理論を用いた議論によれば、特徴的なホッピング距離 r_c により、伝導度は次のように与えられる。

$$\sigma \propto \exp(-2r_c/a) \quad (6.4)$$

式(6.2)および式(6.4)から、

$$2r_c/a = (T_0/T)^{1/2} \quad (6.5)$$

である。一般に、ホッピング距離 r は、 r_c 程度と概算することができる。

可変領域ホッピング伝導では、伝導方向に対して垂直に磁場を印加すると（横磁気）、正の磁気抵抗効果が強く現れる。これは、局在状態の波動関数が磁場によって縮むことに起因した現象で、抵抗変化率の対数は磁場の2乗に比例する。

$$\ln[R(H)/R(0)] = t_1 \left(e^2 a / \hbar^2 \right) r^3 H^2 \quad (6.6)$$

$R(H)$ は磁場 H 下における抵抗値である。 e は電荷素量、 \hbar はプランク定数である。定数 t_1 は、 $t_1 = N_{pl}^3/96$ で与えられる。

以上により、伝導度の温度依存性より r/a が、磁気抵抗より ar が求められる。また、これらを連立することで、局在長 a 、ホッピング距離 r が個々に求められる。但し T_0 は、I-V特性がオームの法則に従う低電界領域における伝導度の温度依存性から求められるため、式(6.5)の適応可能な範囲は、I-V特性が線形な低電界領域に限られる。

6.3 本研究の背景

本研究室では、集束イオンビーム装置を用いて作製した、極微細イオン注入領域

における電気伝導機構に関する研究を行っている。特に、低温領域で現れるホッピング伝導では、伝導領域の形状を反映した、一次元可変領域ホッピング伝導および二次元可変領域ホッピング伝導が観測されている[31]。

Iwanoらは一次元可変領域ホッピング伝導を示す試料を用いて、4.2Kにおいて局在長、ホッピング距離、フェルミレベルにおける局在状態の状態密度を求めた[32]。用いられた試料の作製条件と、求められた局在長及び状態密度を表6.1に示す。試料間に多少の差が見られるが、局在長はほぼ一定の2nm程度となっていることがわかる。キャリアがクーロン力により不純物イオンに束縛されていると考ええると、局在長はボーア半径程度であると考えられる。Si中の正孔の有効ボーア半径 $a = \frac{\epsilon_{Si} h^2}{\pi m^* e^2}$ は、重い正孔、軽い正孔それぞれについて、有効ボーア半径は1.3nm、3.9nmである。表6.1より実験結果より得られた局在長は、有効ボーア半径と同程度の値となっており、キャリアの局在はクーロン力によって不純物イオン等にトラップされているものと考えられる。

表6.1は、I-V特性がオームの法則に従う低電界領域より求められた値である。局在長 a は殆ど電界には依存しないと考えられる。高電界領域での局在長 a を電界に依存せず表6.1に示された一定の値であると仮定すると、4.2Kにおけるホッピング距離の電界依存性が得られる。4.2Kにおけるホッピング距離の電界依存性を図6.1に示す。何れの試料においても、低電界ではホッピング距離は一定となっており、200V/cm付近より減少していることがわかる。ホッピング伝導における伝導度の電界依存性は、各準位間での各々のホッピングにおける電界効果から、次のように理解される。図6.2に、3つの電界領域におけるホッピング確率を模式的に示す。電界印加時のホッピング確率は次のように与えられる[10]。

$$\Gamma_{ij} \propto \exp\left(-\frac{2r_{ij}}{a} - \frac{E_{ij} - eFr_{ij}}{k_B T}\right) \quad (6.7)$$

F は電界を表しており、局在準位間のエネルギー差 E_{ij} が電界によって減少することを表している。電界 F が極小さい場合（図6.2(a)）、 eFr_{ij} 項は無視されるためホッピング

表6.1 試料作製条件及び実験より求められた局在長と状態密度

試料名	A	B	C
線濃度 (cm^{-1})	5.6×10^9	3.5×10^9	5.2×10^9
熱処理温度 ($^{\circ}\text{C}$)	600	600	690
a (nm)	2.2	1.6	1.9
ρ_F ($\text{cm}^{-1}\text{eV}^{-1}$)	2.2×10^9	1.2×10^9	1.6×10^9

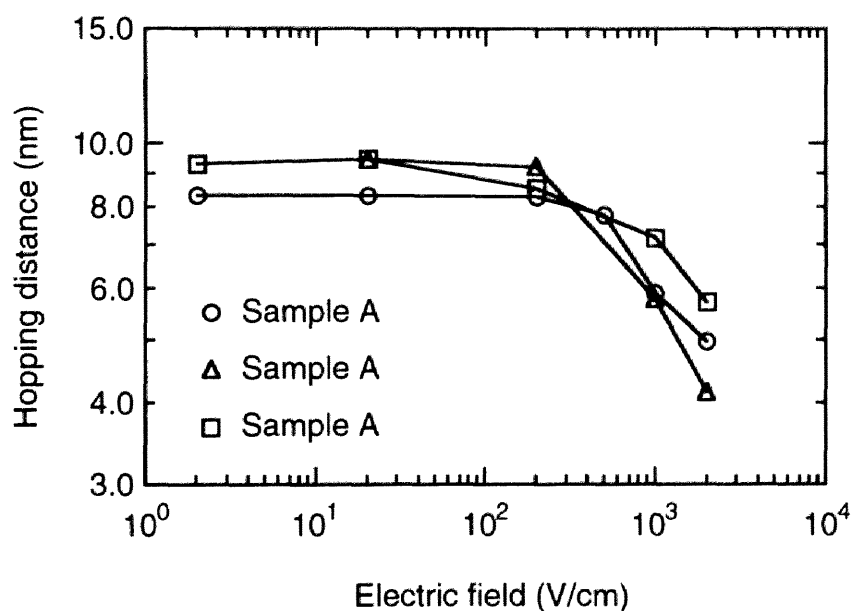
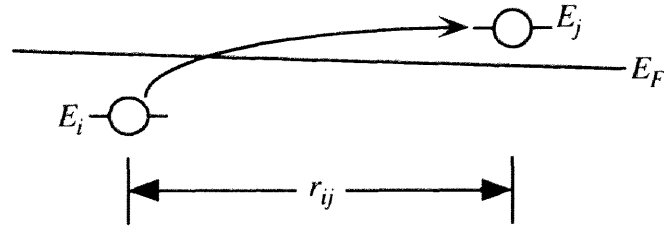
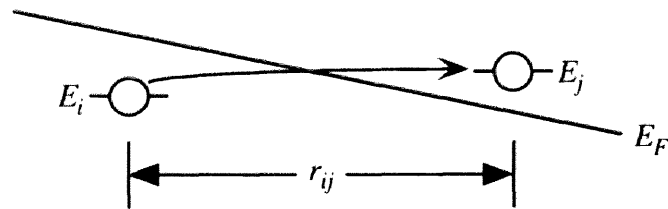


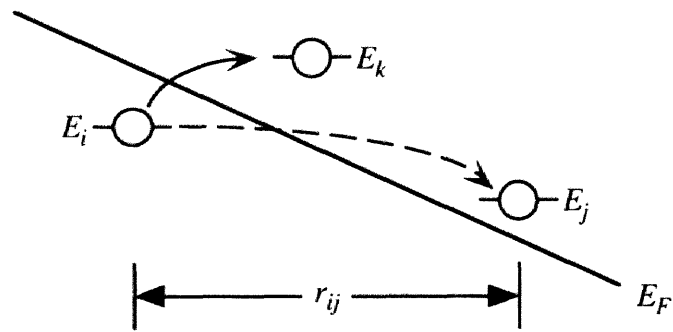
図6.1 一次元可変領域ホッピング伝導を示す3つの試料において、伝導度の温度依存性と磁気抵抗効果より求められた4.2Kにおけるホッピング距離の電界依存性。各試料の作製条件は表5.1の通り。



(a) 領域 I



(b) 領域 II



(c) 領域 III

図6.2 電界下におけるホッピングの模式図。 $eFr_{ij} \ll E_{ij}$ である低電界領域ではホッピング確率は電界に依存しない(a)。印加電界がやや大きくなると ($eFr_{ij} < E_{ij}$)、ホッピング確率は印加電界 F に対し指数関数的な依存性を持つ(b)。 $eFr_{ij} > E_{ij}$ である高電界領域では、電界効果によってホッピングパスの変化が生じる(c)。

確率 Γ_{ij} は電界に依存しない。したがって、印加電界 0V/cm 付近の低電界領域では伝導度は電界に依存せず一定となり、I-V 特性はオームの法則に従う。電界 F が大きくなり（図 6.2(b)）、 eFr_{ij} 項が無視できなくなると、ホッピング確率の電界に対する指数関数的な依存性が顕在化する。その結果、伝導度の電界依存性は、以下のような指数関数的な特性となる。

$$\sigma(F) = \sigma(0) \exp\left(\frac{eFr}{k_B T}\right) \quad (6.8)$$

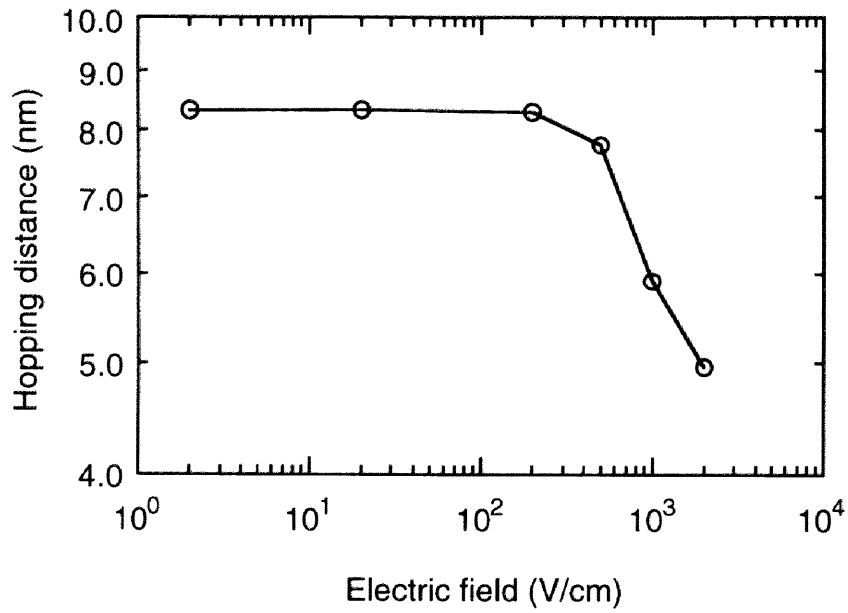
$\sigma(0)$ は印加電界 0V/cm 付近の ohmic な領域における伝導度である。更に高電界になり（図 6.2(c)）、印加電界によるエネルギー変化 eFr_{ij} が、局在準位間の本来のエネルギー差 E_{ij} と同程度となると、より高確率なホッピング先が存在するようになり、ホッピングパスの変化が起こる。電界によるホッピングパスの変化の結果、伝導度は指数関数的ではない、より複雑な電界依存性となる。

試料 A の 4.2K におけるホッピング距離の電界依存性を、伝導度の電界依存性と併せて、図 6.3 に示す。図 6.3(a) より、印加電界 200V/cm 付近よりホッピング距離が減少する事がわかる。一方、図 6.3(b) において、印加電界 50V/cm 付近から、伝導度が指数関数的な電界依存性より外れている。境界となる電界が多少異なるが、高電界側において、電界効果によるホッピングパスの変化が起こっていることがわかる。

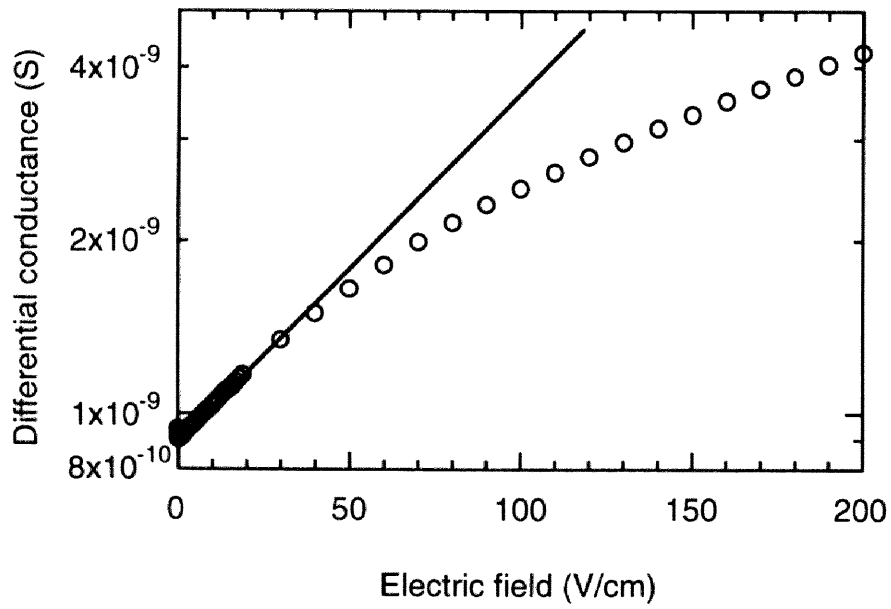
以上の議論は、局在状態の波動関数の局在長 a が温度に依存せず一定であり、ホッピング距離と局在長の間には式 (6.5) が成り立つと仮定している。本研究では、2.0K ～ 16.0K において磁気抵抗の測定を行い、局在長、ホッピングサイト間距離を求めた。それらを基に、局在長及びホッピング距離の温度依存性に関する考察を行った。また、ホッピング距離の電界依存性に関して、温度変化も含め、より詳細な考察を行った。

6.4 試料構造と試料作製方法

本実験では、上記の表 6.1 に示した試料 A を用い、4.2K ～ 16K における磁気抵抗効果



(a)



(b)

図6.3 一次元可変領域ホッピング伝導を示す試料Aの4.2Kにおけるホッピング距離(a)と微分伝導度の電界依存性(b)。

の測定を行った。試料の構造を、模式的に図6.4に示す。n型Si基板の上にビーム径100nm以下に集束させたGa⁺イオンビームを挿引することにより、p型の伝導領域を形成した。イオンビームを一方向に挿引することにより、一次元ホッピング伝導系を形成することができる。イオン注入は、加速電圧100keVで行った。本研究ではギャップ部は設けられておらず、細線中のイオン注入濃度は細線方向に対し一様となっている。イオン注入後、注入イオンの電氣的活性化と、イオン注入時に形成された欠陥の回復のため、熱炉にて600°C、30分間熱処理を行った。ソース電極、ドレイン電極は、FIBによるイオン注入を行う前に電極部分に予め硼素 (B⁺) をイオン注入して形成した。この時のイオン注入濃度は $2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ であり、十分に低抵抗な金属的伝導領域となっている。また、基板裏面には隣拡散を施し、基板電極を形成した。試料作製行程の詳細な手順は、Appendixに示した第4章の方法と同様である。

6.5 結果及び考察

6.5.1 電流-電圧特性及び伝導度の温度依存性

図6.5に、2.0K~300Kにおける、試料Aの電流-電圧特性を示す。縦軸は電流値の対数、横軸は印加電圧の対数である。測定は基板バイアスを0Vで行った。図中、全温度において、低電圧領域では線形な電流-電圧特性が現れており、オームの法則に従う特性であることがわかる。一方、低温、高電圧の領域では、電流が強い電圧依存性を示している。電圧の変化に対して、線形 (Linear) 以上に電流値が変化していることから、以下、Superlinear特性と呼ぶ。このようなSuperlinear特性は、低温であるほど、低電圧から現れていることがわかる。電流-電圧特性がオームの法則に従う低電圧領域より、各温度における伝導度が求められる。

図6.6に、試料Aの伝導度の温度依存性を示す。縦軸は伝導度の対数、横軸は $T^{-1/2}$ である。50K以下において伝導度が $T^{-1/2}$ に比例しており、低温で支配的な不純物帯における伝導が、一次元可変領域ホッピング伝導であることを示唆している。式(6.2)をグラフに対し最小二乗フィッティングすると、定数 T_0 が213K(18.4 meV)と得られた。

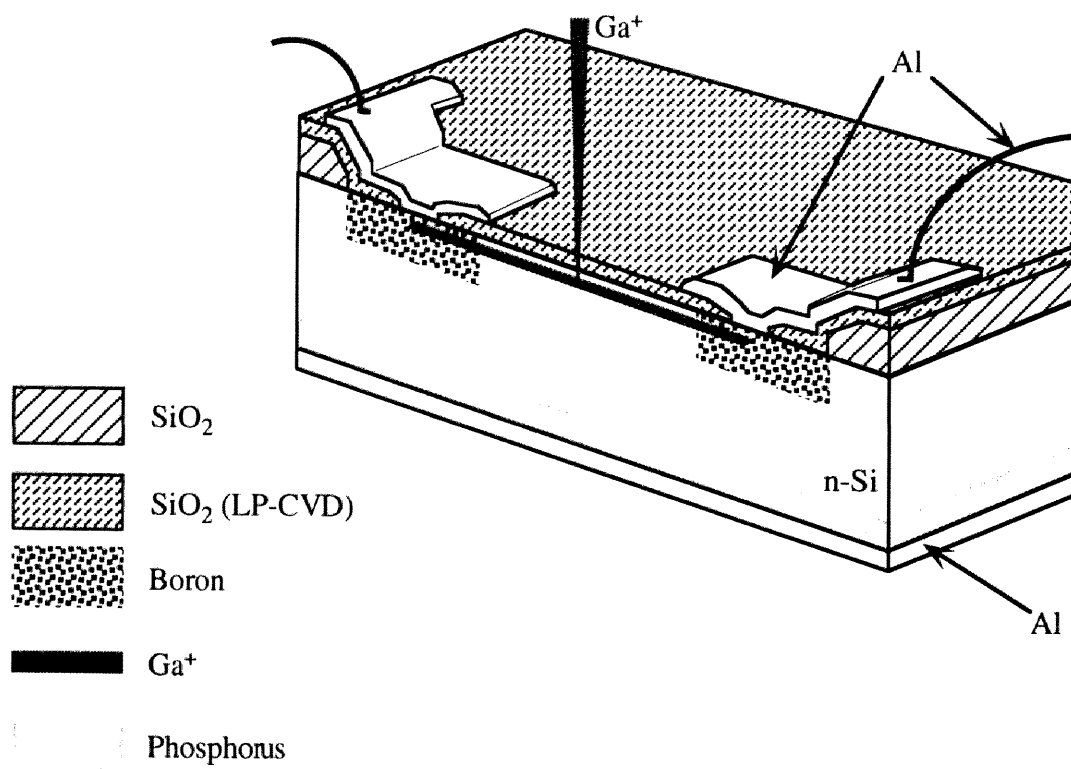


図6.4 作製した試料の模式図

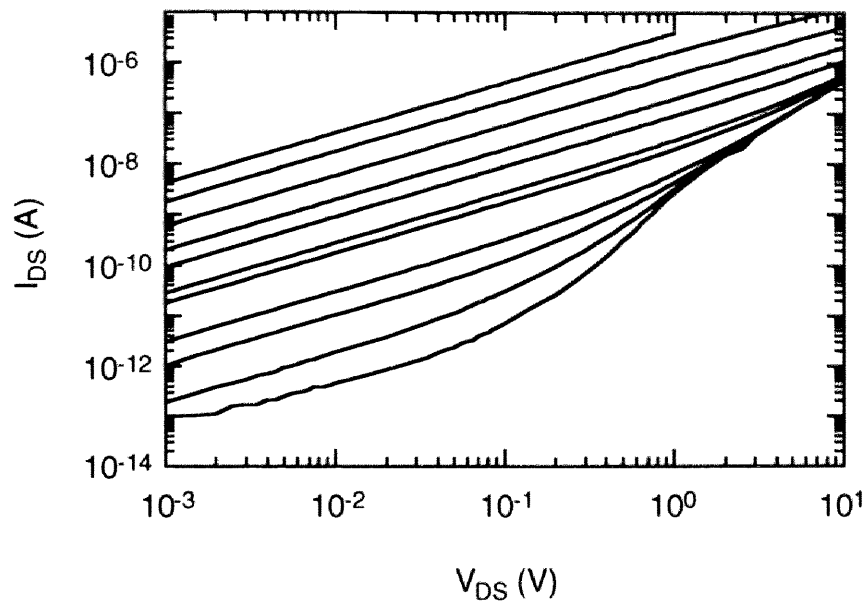


図6.5 2.0K～300Kにおける試料Aの電流-電圧特性。

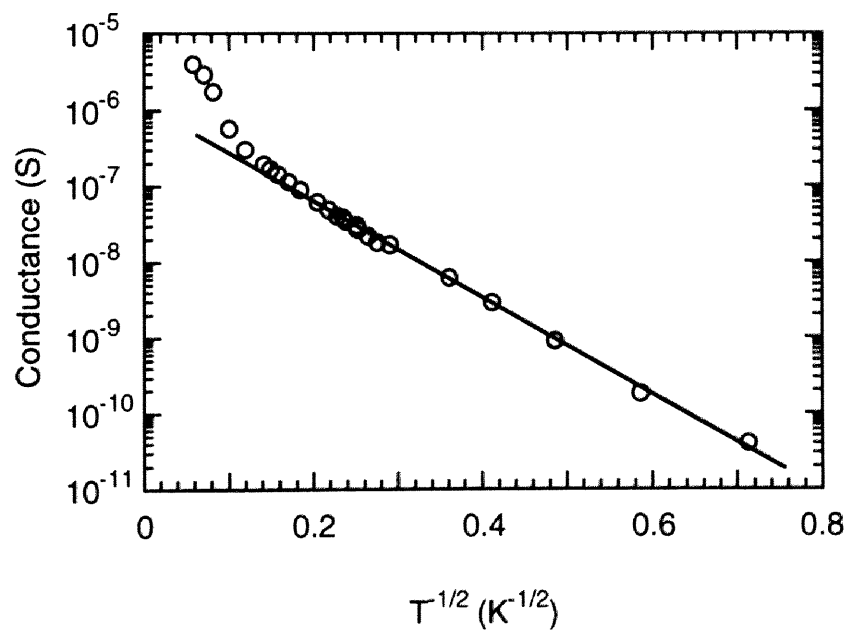


図6.6 電流-電圧特性が線形である低電圧領域から求めた、試料Aの伝導度の温度依存性。

6.5.2 横磁気抵抗効果

試料に一定の電圧を印加した状態で、伝導方向に対し垂直に磁場を印加し（横磁気）、電流値の変化を測定した（図6.7参照）。抵抗変化率の磁場依存性を図6.8に示す。ここで抵抗変化率とは、印加磁場 H (T)の時の試料の抵抗値 $R(H)$ と磁場0 (T)の時の値 $R(0)$ との比、 $R(H)/R(0)$ である。図6.8は印加電圧が0.1Vの時の測定結果である。縦軸は抵抗変化率の対数、横軸は磁場の2乗である。磁場の印加により抵抗値が増加する正の磁気抵抗が現れている。抵抗変化率の対数が磁場の2乗に比例しており、正の磁気抵抗効果が前節で述べた式(6.6)に従うことがわかる。また、温度の上昇に伴い、比例係数が減少していることがわかる。

式(6.6)から明らかなように、図6.8においてグラフの傾きから ar^2 が求められる。 a は局在長、 r はホッピング距離である。グラフより求められた ar^2 を図6.9に示す。縦軸は ar^2 の対数、横軸は印加電圧の対数である。 ar^2 は低電圧領域では一定であるが、高電圧領域で減少している。更に、温度の上昇に伴い、 ar^2 が一定である領域が広い範囲となり、電圧の増加に伴う ar^2 の減少が起こり難くなっていることがわかる。

図6.9と式(6.5)から求めたホッピング距離の温度依存性を、印加電圧0.1Vについて図6.10に示す。縦軸はホッピング距離の対数、横軸は温度の対数を示している。最小二乗法により、グラフの傾きが -0.53 ± 0.03 と得られた。局在長は温度に対し殆ど依存せず、ホッピング距離は $T^{1/2}$ に比例することがわかった。

局在長 a は電界に殆ど依存しないと考えられる。低電界領域において求められた局在長を全電界領域に適用すると、図6.9からホッピング距離の電界依存性が求められる。ホッピング距離の電界依存性を図6.11に示す。縦軸はホッピング距離の対数、横軸は電界の対数を表す。低電界領域ではホッピング距離が電界に依存せず一定となっており、電界効果によるホッピングパスの変化が無いことを示唆している。高電界側では、電界の増加に伴うホッピング距離の減少が現れており、電界効果によるホッピングパスの変化が起こっていることがわかる。より低温では、より低電界からホッピング距離の減少が現れている。以上は、電界下でのホッピング確率が式(6.9)で表されることに一致している。図6.11において、高電界領域には、ホッピング

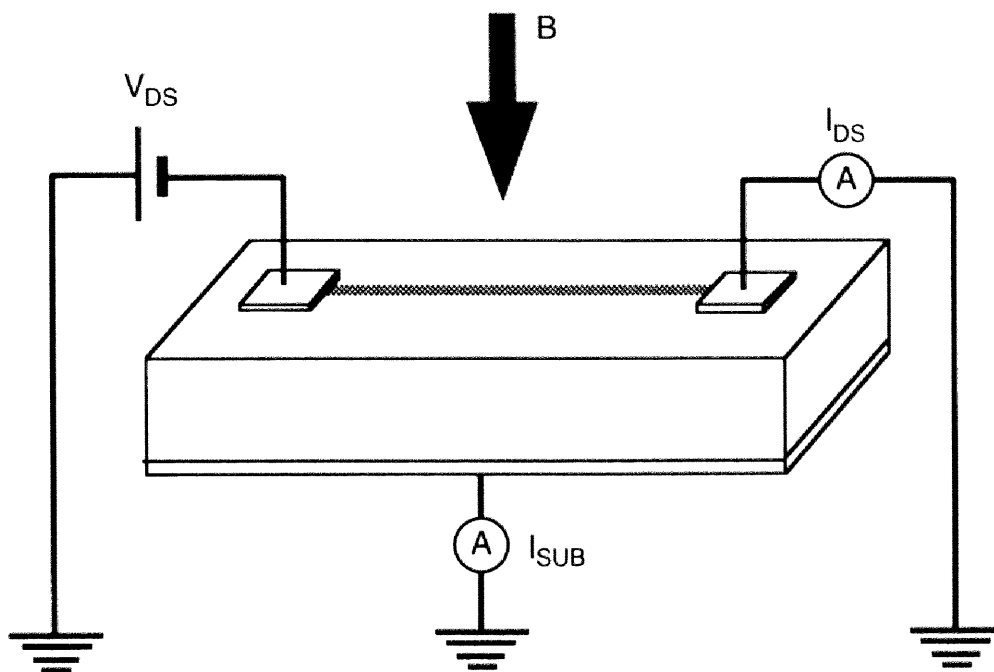


図6.7 横磁気抵抗効果の測定系

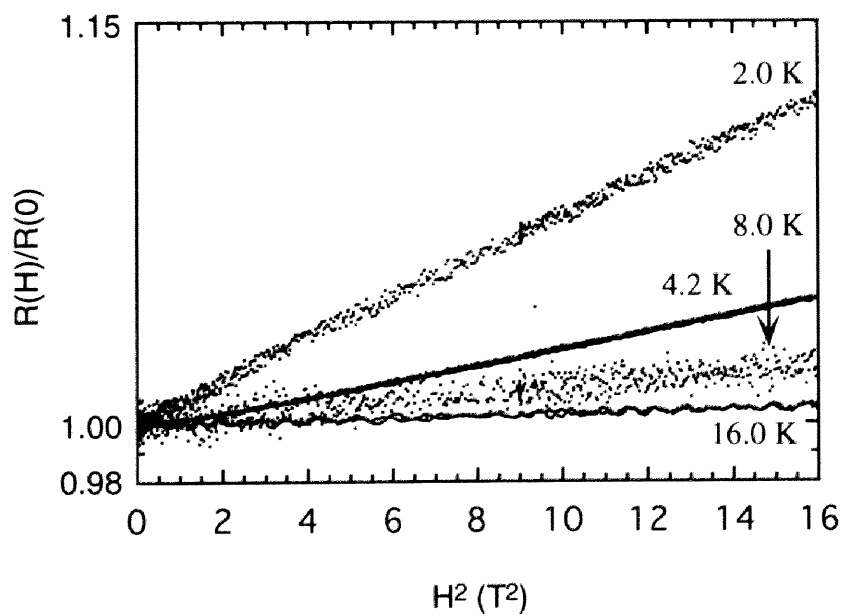


図6.8 試料Aにおける抵抗変化率の磁場依存性。印加電圧は1.0V。

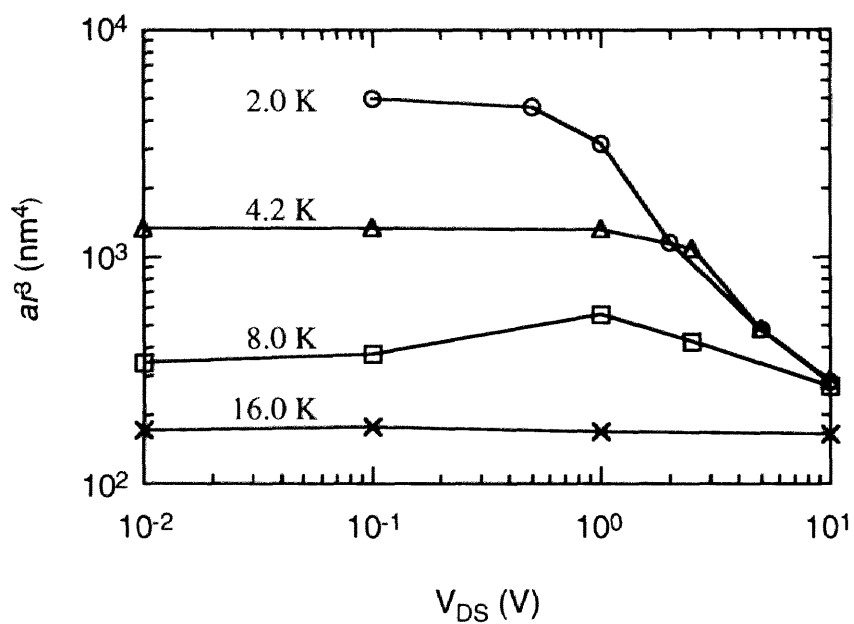


図6.9 試料Aの ar^3 の電界依存性

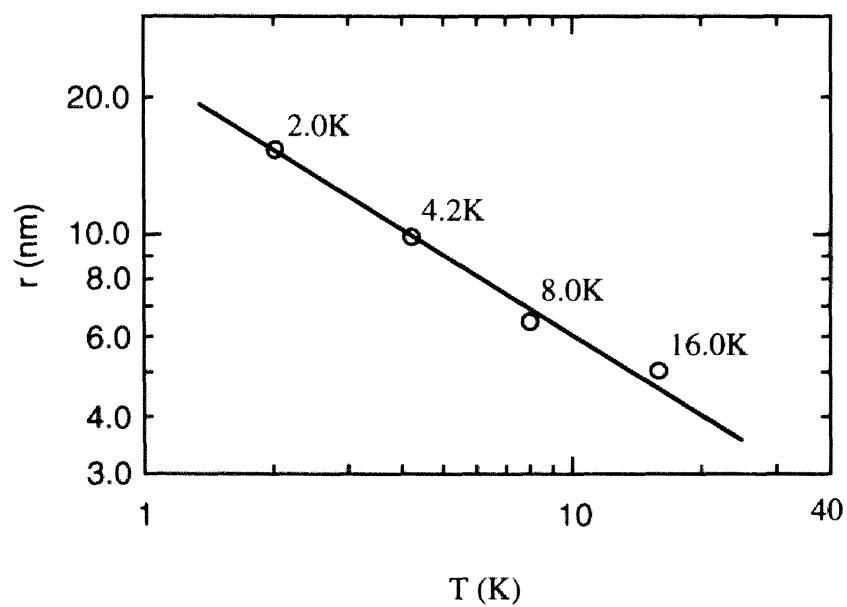


図6.10 試料Aのホッピング距離の温度依存性。
印加電圧は0.1V。

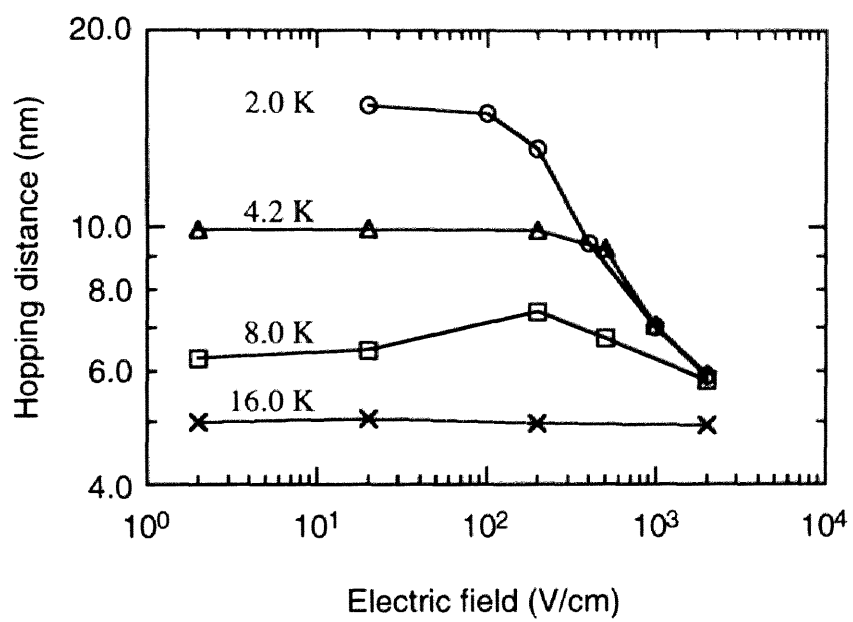


図6.11 試料Aのホッピング距離の電界依存性

距離は殆ど温度に依存せず、電界にのみ依存して変化している領域が存在することがわかる。図6.11から、このような高電界領域でホッピング距離は電界の $-1/3$ に比例することが分かった。この領域では、電界により与えられるエネルギーが大きいため、ホッピングが可能なエネルギー範囲は温度に依らず、電界によって決まる非平衡状態であると考えられる。このような高電界下のホッピング伝導では、電気伝導特性は強い非線形性を示す。この領域におけるホッピング伝導機構については、数値計算による解析が行われている[33-34]が、導出される電流-電圧特性はモデル依存性が強く、統一的な理解を与えるには至っていない。

6.6 まとめ

一次元可変領域ホッピング伝導において、2.0K～16.0Kの温度範囲で横磁気抵抗効果の測定を行った。測定結果より、試料における局在長、ホッピング距離を求め、それらの温度依存性、電界依存性について考察を行った。

本研究では、集束イオンビームを用いた選択的極微細イオン注入により、細線状のイオン注入領域を形成した。測定に使用した試料では、50K以下で伝導度の温度依存性は式(6.2)に従い、一次元可変領域ホッピング伝導が支配的となっている。測定結果より、式(6.2)における定数 T_0 は213K(18.4 meV)であった。

2.0K～16.0Kにおいて、横磁気抵抗効果の測定を行った。何れの温度においても、抵抗変化率の対数は磁場の2乗に比例しており、磁場により波動関数が縮む効果に起因した正の磁気抵抗効果が観測された。測定結果より、式(6.6)における ar^3 が求められ、これら測定より得られた T_0 、 ar^3 から局在長、ホッピング距離が求められた。その結果、低電界領域ではホッピング距離の対数は $T^{-1/2}$ に比例する事がわかった。すなわち、低電界領域では、局在状態の波動関数の局在長は温度に依存せず一定であり、局在長とホッピング距離には式(6.5)が成立していることがわかった。局在長は印加電界に依存しないと仮定することにより、2.0K～16.0Kにおけるホッピング距離の電界依存性が得られた。この結果、ホッピング距離は低電界領域では一定であり、高電界下では印加電界の増加に伴って減少することがわかった。また、より低

温では、より低電界からホッピング距離の減少が現れることがわかった。これらの結果から、ホッピング伝導における電界効果は、ホッピング確率の低下とそれに因るホッピングパスの変化によって理解できることが明らかとなった。

6.7 参考文献

1. A. Miller and E. Abrahams, Phys. Rev. **120**, 745 (1960). N. F. Mott, Philos. Mag. **19**, 835 (1969).
2. N. F. Mott, Phil. Mag. **13**, 989 (1966).
3. N. F. Mott and E. A. Davis, Electronic Processes in Non-Crystalline Materials, 2nd ed. (Clarendon, 1979).
4. R. F. Allen and C. J. Adkins, Philos. Mag. **26**, 1027 (1972).
5. I. S. Shlimak and E. I. Nikulin, Sov. Phys. Lett. JETP **15**, 30 (1972).
6. V. Ambegaor, B. I. Halperin and J. S. Langer, Phys. Rev. **B 4**, 2612 (1971).
7. R. J. Birgeneau, C. Y. Chen, D. R. Gabbe, H. P. Jenssen, M. A. Kastner, C. J. Peters, P. J. Picone, Tineke Thio, T. R. Thurston and H. L. Tuller, Phys. Rev. Lett. **59**, 1329 (1987).
8. U. Kabasawa, Y. Tarutani, M. Okamoto, T. Fukzawa, A. Tsukamoto, M. Hiratani and K. Takagi, Phys. Rev. Lett. **70**, 1700 (1993).
9. E. M. Gerohenzon, V. A. Il'in and L. B. Litvak-Gorskaya, Sov. Phys. Semicon. **8**, 189 (1974).
10. B. I. Shklovskii, Sov. Phys. Semicon. **10**, 855 (1976).
11. E. M. Hamilton, Philos. Mag. **B 26**, 1043 (1973).
12. C. J. Adkins, U. Dammer, T. Wright, E. A. Davis and R. Asal, *Hopping and Related Phenomena* (World Scientific, 1993).
13. D. van der Putten, J. T. Moonen, H. B. Brom, J. C. Brokken-Zijp and M. A. J. Michels, Phys. Rev. Lett. **69**, 494 (1992).
14. K. Hayashi, T. Watanabe, A. Mishima, K. Shimakawa and K. Morigaki, *Hopping and Related Phenomena* (World Scientific, 1993).
15. Y. E. Levy and B. Souillard, EuroPhys. Lett. **4**, 233 (1987).
16. G. Deutscher, Y. E. Levy and B. Souillard, EuroPhys. Lett. **4**, 577 (1987).
17. K. Morigaki, Philos. Mag. **42**, 979 (1980).
18. T. Chui, G. Deutscher, P. Lindenfield and W. L. Mclean, Phys. Rev. **B 23**, 6172 (1981).

19. B. Abeles, Ping Sheng, M. D. Coutts and Y. Arie, Adv. Phys. **24**, 407 (1975).
20. J. M. Valles, Jr., A. E. White, K. T. Short, R. C. Dynes, J. P. Garno, A. F. J. Levi, M. Anzlowar and K. Baldwin, Phys. Rev. **B 39**, 11599 (1989).
21. M. Pollak, Philos. Mag. **23**, 519 (1971).
22. A. L. Efros and B. I. Shklovskii, Solid State Phys. **8**, L49 (1975).
23. A. L. Efros, Solid State Phys. **9**, 2021 (1976).
24. D. Emin, Phys. Rev. Lett. **32**, 303 (1974).
25. K. Shimakawa, Phys. Rev. **B 39**, 12933 (1989).
26. K. Shimakawa and K. Miyake, Phys. Rev. Lett. **61**, 994 (1988).
27. B. I. Shklovskii and A. L. Efros, *Electronic Properties of Doped Semiconductors*, (Springer-Verlag, Berlin, 1984).
28. 嶋川晃一, 林浩司, 森垣和夫, 固体物理 **29**, 176 (1994).
29. 杉原硬, 固体物理 **12**, 267 (1977).
30. H. Iwano, S. Zaima, Y. Koide and Y. Yasuda, J. Vac. Sci. & Technol. B **11**, 61 (1993).
31. H. Iwano, S. Zaima, T. Kimura, K. Matsuo and Y. Yasuda, Jpn. J. Appl. Phys. **33**, 7190 (1994).
32. H. Iwano, S. Zaima and Y. Yasuda, J. Vac. Sci. & Technol. B **16**, 2551 (1998).
33. M. Pollak and I. Riess, J. Phys. C: Solid State Phys. **9**, 2339 (1976).
34. L. I. Glazman and K. A. Matveev, Sov. Phys. JETP **67**, 1276 (1988).

第 7 章 結論

第7章 結論

7.1 本研究の総括

高度に微細化が進んだ半導体素子では、微細な領域への高濃度不純物導入が必要とされる。この領域では、電子はポテンシャルの乱れに強く影響を受け、局在した状態となる。本研究では、このような電子が空間に局在した系で支配的となるホッピング伝導機構について検討を行った。ホッピング伝導は様々な材料系で観測されているが、その複雑な伝導機構に関する統一的な理解は未だ得られていない。伝導機構に関する統一的な理解を得るためには、モデルの基盤となる局在長やホッピング距離の特性について、実験によって明らかにすることが必要である。

一方、超低消費電力素子やニューロネットワークなどへの応用が期待される次世代電子素子として、クーロンブロックード現象を用いた単一電子素子が注目されている。ホッピング過程はフォノンとの相互作用を伴うトンネル過程であるから、ホッピング伝導系においてもクーロンブロックード現象の顕在化が予想される。ホッピング伝導機構の解明の上でも、単一電子素子の実現に向けた基礎的研究テーマとしても、ホッピング伝導系におけるクーロンブロックード現象は興味深い現象である。

本研究の目的は、極微細なイオン注入領域で観測されるホッピング伝導およびクーロンブロックード現象を明らかにすることである。具体的には次の2つを課題として、検討を行った。

[1]長さおよび幅が共に100nm程度の微小なホッピング伝導系を作製し、ホッピング伝導系におけるクーロンブロックード現象について検討を行った。

[2]一次元可変領域ホッピング伝導を示す試料において、実験からホッピング距離を求め、その温度依存性および電界依存性について検討を行った。

これらより得られた結論を以下にまとめる。

(1) ホッピング伝導系におけるクーロンブロックード現象

(1-1) 集束イオンビームを用いた選択的極微細イオン注入により、長さおよび幅が共に100nm程度のイオン注入領域を作製し、その電気的特性を測定した。作製した試料は、酸化膜を介したゲート電極を持つMOS型の3端子素子である。

40 K以下の低温において電気伝導度が熱活性型の温度依存性を示し、低温で支配的となる不純物帯での伝導が最近接ホッピング伝導であることがわかった。ホッピング伝導が支配的となるこの温度領域において、ドレイン電流 (I_{ds}) - ゲート電圧 (V_g) 特性に振動ピークが観測された。観測された振動ピークには、周期的なピークと、非周期的なピークが存在した。ドレイン電圧 (V_{ds}) の変化に対し、前者はピーク位置が線形にシフトし、後者はピーク位置が殆どシフトしないことがわかった。ピークの周期性と、ピーク位置の V_{ds} 依存性から、前者はクーロン振動に因るピークであり、後者はホッピングパスの変化に起因したピークであると考えられる。

(1-2) 600°C、30分間、熱炉で熱処理をした試料では、振動の振幅が小さかったのに対し、900°C、30秒間、RTAで熱処理した試料では明瞭な振動ピークが観測された。振動振幅に関して、試料のギャップ長に対する依存性は確認されず、高温でのRTA処理によって、明瞭な振動ピークが観測されたと考えられる。

(1-3) 900°C、30秒間、RTAで熱処理した試料で観測されたクーロン振動は、熱履歴に対しても再現性良く観測された。また、このクーロン振動は1.9~29.9 Kで観測されたが、多重接合系で特徴的な、温度の低下に伴う振動ピークの分裂は認められず、観測された振動は単一ドット系におけるクーロンブロックード現象に起因すると考えられる。

(1-4) クーロン振動の振動周期から、チャンネル内に形成されているドット構造の半径が求められた。600°C、30分間、熱炉で熱処理をした試料では、ドット半径が20-27 nmと得られた。これに対し、900°C、30秒間、RTAで熱処理した試料ではドット

半径が14 nmと得られた。同じ熱処理方法で作製した試料ではほぼ同程度の大きさのドット構造が得られるが、高温でRTA処理した試料では小さいドット構造となることがわかった。

(1-5) 900°C、30秒間、RTAで熱処理した試料では、4.2 Kにおける微分伝導度の等高線プロット (V_{DS} - V_G マップ) に、クーロンブロック現象で特徴的な、ダイヤモンド形状の電気伝導度0の領域 (クーロンギャップ領域) が観測された。この結果より、ドット左右のバリア幅が14-17 nmと得られた。

(2) 一次元可変領域ホッピング伝導における

ホッピング距離の温度依存性および電界依存性

(2-1) 集束イオンビーム装置を用い、一次元形状のイオン注入領域を作製した。電気的特性および磁気的特性を測定し、実験結果より局在長およびホッピング距離を求めた。測定には、40K以下で電気伝導度の温度依存性が $\sigma = \sigma_0 \exp[-(T_0/T)^{1/2}]$ に従う、一次元可変領域ホッピング伝導が支配的な伝導機構となる試料を用いた。電気伝導度の温度依存性から、特徴的な値 T_0 が213 K ($k_B T = 18.4$ meV) と得られた。また、横磁気抵抗効果を測定した結果、測定を行った温度領域2.0-16.0 K、電界領域2-2000 V/cmにおいて、印加磁場の増加に伴って試料の抵抗値が増加する、正の磁気抵抗効果が観測された。これらの結果より、2.0-16.0 Kにおける局在長およびホッピング距離が求められた。

(2-2) ホッピングパスの変化が起こらない低電界領域では、ホッピング距離は、 $(T_0/T)^{1/2}$ に比例し、局在長は温度に殆ど依存しないことがわかった。

(2-3) 高電界領域では、電界の増加に伴ってホッピング距離が減少することがわかった。ホッピング距離の減少は、より低温では、より低電界から顕在化することがわかった。これらより、ホッピング伝導における電界効果が、ホッピング確率の

低下と、それに伴うホッピングパスの変化によって理解できることがわかった。

7.2 今後の展望

本研究では、微小なホッピング伝導系におけるクーロンブロッケード現象と、一次元可変領域ホッピング伝導におけるホッピングパスの特性について検討を行った。各々について、今後以下のような展開が期待される。

(1) ホッピング伝導系におけるクーロンブロッケード現象に関して

第1に、ドット構造の形成要因を明らかにすることが望まれる。電気的特性からのアプローチとしては、磁気抵抗効果の測定が有効であると考えられる。また、より直接的な方法としては、透過型電子顕微鏡像を確認することも考えられる。また、更に試料作製条件を適正化し、試料作製条件とドット構造の形成との関係をより詳細に検討することが望まれる。実用化を念頭に、室温付近での観測を目的とする場合には、基板および注入イオンなどの材料の見直しも考慮する必要がある。また、クーロンブロッケード現象が顕在化するホッピング伝導機構については、数値計算も含めたモデルの確立が必要である。イオン注入領域を用いた単一電子素子として、今後より特性が改善され、単一電子素子の実用化における試料構造の新たな選択肢となることが期待される。

(2) 一次元可変領域ホッピング伝導におけるホッピングパスの特性に関して

一次元可変領域ホッピング伝導において、ホッピング距離の温度依存性および電界依存性など、伝導モデルの基盤となる物性が確認された。二次元系および三次元系においても同様の検討が今後望まれる。他方、最近接ホッピング伝導においては、磁気抵抗効果等の定式化が未だなされていない。数値計算等によってこれらの定式化が行われ、同様の検討を行うことが必要と考えられる。これらは、これまで行われてきたホッピング伝導のマクロな特性ではなく、個々のホッピング過程に関する検討である。今後、これらの結果を基盤として、ホッピング伝導機構に関する

統一的な解釈が構築されることが期待される。

謝辞

本論文は、筆者が名古屋大学大学院工学研究科結晶材料工学専攻博士課程後期課程に在学中に行った研究をまとめたものです。

本研究の機会を与えて戴き、懇切なる御指導と御鞭撻を賜りました、指導教官である名古屋大学大学院工学研究科安田幸夫教授に心より深く感謝の意を表します。本研究の全般に渡り、懇切なる御指導と的確なる御助言を賜りました名古屋大学先端技術共同研究センター財満鎮明教授に心より感謝の意を表します。本論文に対し、的確な御助言と貴重な御教示を賜りました、名古屋大学大学院工学研究科井上順一郎教授に深く感謝いたします。実験の遂行及び実験結果の解釈に際し、日々、有益な御討論をして戴き、様々な御助言を戴きました名古屋大学大学院工学研究科助手岩野博隆氏に深く感謝いたします。研究室の先輩またはスタッフとして、研究生活全般に渡って御助言を戴いた、名古屋大学大学院工学研究科助手池田浩也博士、坂下満男氏ならびに日本学術振興会未来開拓学術研究推進事業 Post Doctoral Fellow 岡田昌久博士に深く感謝いたします。

快く研究施設をお貸し下さいました、名古屋大学大学院工学研究科早川研究室、沢木研究室、並びに豊田中央研究所の皆様に深く感謝いたします。

日々、研究室での学生生活において、公私に渡り御世話になりました名古屋大学大学院工学研究科結晶材料工学専攻結晶デバイス工学講座の皆様に御礼申し上げます。特に次の方々には、共同研究者として多大なる御協力を戴きましたことを心より深く感謝致します。木村友則氏（現在、(株)デンソー勤務）、川畑史郎博士（現在、通産省電子総合技術研究所勤務）、松尾浩司氏（現在、(株)東芝勤務）、中塚理氏、加賀和孝氏、馬場伸一氏、泉川健太氏ならびに櫻井雅和氏、ありがとうございました。また、研究室での日常生活に便宜をはかって下さいました土岐照子教務員、浅井祥子氏、大西裕子氏、松永直子氏ならびに河尻幸江氏に感謝いたします。

最後に、最大限私の意志を尊重し、長く勉学の機会を与えてくれた両親と、日々応援してくれた妹に心から感謝致します。

研究業績

本研究に関する発表論文

1. “Conductance Oscillations in Hopping Conduction Systems Fabricated by Focused Ion Beam Implantation”
H. Kondo, H. Iwano, O. Nakatsuka, K. Kaga, S. Zaima and Y. Yasuda
Jpn. J. Appl. Phys. **36**, 4046 (1997).
2. “Conductance Oscillations in Low-Dimensional Ion Implanted Regions Annealed by Rapid Thermal Annealing”
H. Kondo, K. Kaga, S. Baba, H. Iwano, S. Zaima and Y. Yasuda
Jpn. J. Appl. Phys. 掲載決定
3. “The Property of Hopping Distance and Localized Length in One-Dimensional Variable Range Hopping Conduction Systems Fabricated by Focused Ion Beam Implantation”
H. Kondo, S. Baba, K. Izumikawa, H. Iwano, S. Zaima and Y. Yasuda
(準備中)

本研究に関する国際会議発表

1. “Conductance Oscillations in Hopping Conduction Systems Fabricated by Focused Ion Beam Implantation”
H. Kondo, H. Iwano, O. Nakatsuka, K. Kaga, S. Zaima and Y. Yasuda
The 1996 International Symposium on Formation, Physics and Device Application of Quantum Dot Structures
November, 1996, Sapporo, Japan

2. “Conductance Oscillations in Low-Dimensional Ion Implanted Regions Annealed by Rapid Thermal Annealing”

H. Kondo, H. Iwano, S. Baba, S. Zaima and Y. Yasuda

The 1998 International Symposium on Formation, Physics and Device Application of Quantum Dot Structures

November, 1998, Sapporo, Japan

本研究に関する学会発表

1. p型Si極微細イオン注入領域の非線形電気伝導特性

近藤博基、中塚理、加賀和孝、岩野博隆、財満鎮明、安田幸夫

第43回応用物理学関係連合講演会

1996年3月 東洋大学

2. ホッピング伝導系におけるクーロンブロックード現象

近藤博基、中塚理、加賀和孝、岩野博隆、財満鎮明、安田幸夫

第44回応用物理学関係連合講演会

1997年3月 日本大学

3. 微細ホッピング伝導系におけるコンダクタンス振動と熱処理効果

近藤博基、加賀和孝、馬場伸一、岩野博隆、財満鎮明、安田幸夫

第59回応用物理学会学術講演会

1998年9月 広島大学

Appendix

試料作製手順

1. ウェハー洗浄

王水 ($\text{HCl}:\text{HNO}_3=3:1$) : boil 10min [重金属除去]

超純水 : overflow 10min

硫酸 ($\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2=3:1$) : boil 10min [有機物除去]

超純水 : overflow 10min

塩酸 ($\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}=1:1:6$) : boil 10min [仮酸化]

超純水 : overflow 10min

弗酸 ($\text{HF}:\text{H}_2\text{O}=1:50$) : dip. [酸化膜除去]

超純水 : overflow 10min

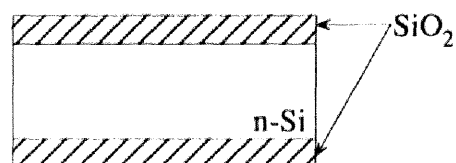
乾燥

2. フィールド酸化膜形成

Wet酸化 : 熱炉、 1030°C 、4hour

O_2 : 4.6l/min

H_2 : 2.6l/min



3. Photolitho 1 (基板表面保護)

塗布前bake : 150°C 、30min

nega-resist塗布

pre-bake : 80°C 、20min

露光 (表・全面)

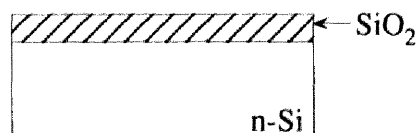
現像・rinse

post-bake : 150°C 、30min

4. 裏面酸化膜除去

buffered弗酸 : dip.

超純水 : overflow 10min



5. resist除去

硫酸 ($\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2=3:1$) : boil 10min

超純水 : overflow 10min

6. 磷拡散前処理

ウェハー洗浄。1.と同じ。

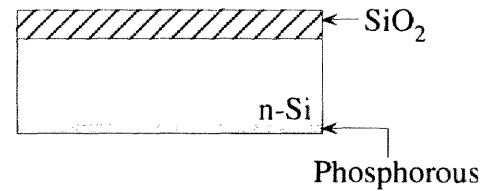
7. 基板裏面磷拡散

8. 裏面、磷硝子層除去

buffered弗酸：dip.

超純水：overflow 10min

乾燥



9. photolitho 2

(ソース、ドレイン電極用窓開け)

塗布前bake：150℃、30min

HMDS（界面活性剤）

posi-resist塗布

pre-bake：80℃、20min

露光（mask 1st）

現像・rinse

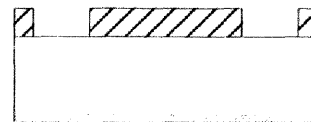
post-bake：120℃、30min

10. SiO₂-etching

(ソース、ドレイン電極用窓開け)

buffered弗酸：dip.

超純水：overflow 10min



11. resist除去

硫酸（H₂SO₄：H₂O₂=3：1）：boil 10min

超純水：overflow 10min

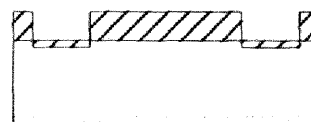
12. dry酸化前処理

ウェハー洗浄。1.と同じ。

13. dry酸化 [酸化膜厚500Å程度]

熱炉、1030℃、1hour

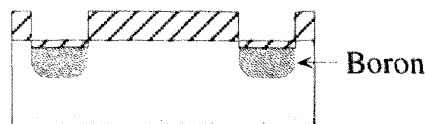
O₂：3.0l/min



14. Boron ion注入 (ソース、ドレイン電極形成) [豊田中央研究所]

加速電圧: 30kV

ion注入量: $2 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$



15. resist除去

硫酸 ($\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 = 3 : 1$) : boil 10min

超純水: overflow 10min

16. B⁺ anneal前処理

ウェハー洗浄。1.と同じ。

17. B⁺ anneal

熱炉、900℃、30min

N₂: 4.6l/min

18. photolitho 3 (FIB用窓開け)

9.と同じ。(mask 2nd)

19. SiO₂ etching (FIB用窓開け)

buffered弗酸: dip.

超純水: overflow 10min



20. resist除去

硫酸 ($\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 = 3 : 1$) : boil 10min

超純水: overflow 10min

21. FIB前処理

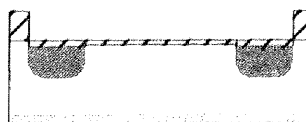
ウェハー洗浄。1.と同じ。

但し、(塩酸-フッ酸) × 2。

22. dry酸化 [酸化膜厚50 Å程度]

熱炉、900℃、15min

O₂: 4.6l/min

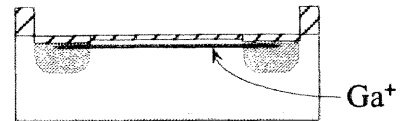


23.FIB ion注入

加速電圧：100kV

ビーム電流：50-100pA

倍率：400倍



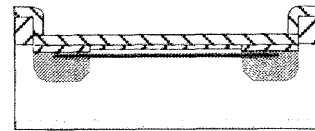
24.LP-CVD（表面保護膜またはゲート酸化膜形成）

[酸化膜厚1000～3000 Å]

400℃、20min

SiH₄：0.6l/min

O₂：0.4l/min



25.Ga⁺ anneal

熱炉：600～900℃、30min.

または、

RTA：900℃、30sec.

（Rapid Thermal Anneal）

26.photolitho 4

（ソース、ドレイン電極用コンタクト窓開け）

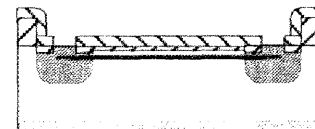
9.と同じ。（mask 4th）

27.SiO₂ etching

（ソース、ドレイン電極用コンタクト窓開け）

buffered弗酸：dip.

超純水：overflow 10min



28.resist除去

硫酸（H₂SO₄：H₂O₂=3：1）：boil 10min

超純水：overflow 10min

29.表面Al蒸着前処理

ウェハー洗浄。1.と同じ。

30.表面Al蒸着

Al真空蒸着：8×10⁻⁶Torr程度

31. photolitho 5 (ソース、ドレイン電極パターンニング)

9.と同じ。(mask 4th)

32. Al-etching (ソース、ドレイン電極パターンニング)

Al-etching液：55±5℃、泡が消えるまで
(H₃PO₄:CH₃COOH:HNO₃=250:20:3)

超純水：overflow 10min

乾燥



33. resist剥離

MS2001剥離液：boil 10min

超純水：overflow 10min

乾燥

34. photolitho 6 (基板表面保護)

3.と同じ。

35. 裏面Al蒸着前処理

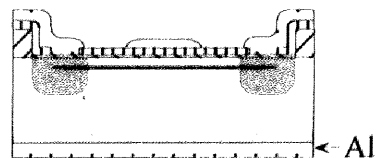
buffered弗酸：dip.

超純水：overflow 10min

乾燥 [bake炉]：80℃、20min

36. 裏面Al蒸着

Al真空蒸着：8×10⁻⁶Torr程度



37. resist剥離

乾燥 (bake炉)：80℃、15min

OMR83剥離液：70℃前後、dip. 5min以下

Acetone：dip. 5min

Methanol：dip. 少々

乾燥

38. scribe (chipに分割) [澤木研究室]

39.試料holder固定

極低温伝導epoxyで接着。

乾燥 [bake炉] : 120℃、30min

40.Al-bonding (各電極にAl配線を接続。)

