

スタブ構造を有する量子細線における干渉現象の電界による制御

Conductance Modulation of Quantum Wire with a Novel Stub Structure by an Electric Field

水 谷 孝*・相 原 公 久*・山 本 眞 史*

Takashi MIZUTANI, Kimihisa AIHARA and Masafumi YAMAMOTO

スタブ構造を有する量子細線において、量子干渉現象を制御する方法として、新たにスタブチューナーゲートを導入し、電界効果を利用した量子干渉現象の制御を初めて実現した。コンダクタンスは制御電圧の変化に対して周期的に振動し、この振動周期は、スタブ領域での電子波の干渉を仮定して求めた計算結果とよい一致を示した。

1. は じ め に

近年、MBE や MOCVD 等のエピタキシャル結晶成長技術、および電子ビーム露光をはじめとする微細パターン形成技術の進展により、電子の波動性が顕著となる微細構造素子の検討が可能となってきた。その中の代表的なものとして、電子波の干渉現象を利用した量子干渉素子がある。従来、量子干渉現象の測定は、磁場により電子波の位相を制御するものが主体であった。しかしこの現象をデバイスに適用するには、電子波の位相を電界で制御するのが望ましい。そのような試みとして、スタブ構造を有する量子細線を用いた量子干渉三端子素子が提案されている^{1)~3)}。このデバイスでは、スタブ領域での電子波長あるいはスタブ長を電圧で変化させることにより、細線のコンダクタンスを制御する。リング構造のいわゆる Mach-Zehnder 型^{4)~6)}にくらべると、構造が簡単で素子寸法も小さくできる利点を有している。理論計算によると、スタブ領域では準束縛状態が形成され、電子のエネルギーがこれに一致する時電子波はスタブ領域に局在し、コンダクタンスは最小となる^{2),7)}。

電界によりこの干渉現象を制御する試みとしては、メサエッチにより作製した T 字型量子細線において、スタブ端に設けたゲート電極により細線のコンダクタンスを制御した報告が最初である⁸⁾。しかし、スタブ長が $10\ \mu\text{m}$ と位相コヒーレンス長 $(1\sim 2\ \mu\text{m})$ ^{9),10)}よりも長い試料においてもコンダクタンス振動が観測されており、UCF (Universal Conductance Fluctuations) との分離は必ずしも明確ではなく、スタブでの量子干渉を明瞭に実証したとは言いがたい。

著者等は、モード数の制御・低減が可能なスプリットゲート構造により、スタブ長が約 $0.5\ \mu\text{m}$ の Y 字型量子細線を作製し、スプリットゲート電圧とコンダクタンス

との関係を調べた¹¹⁾。コンダクタンスはスプリットゲート電圧の変化とともに周期的に変化すること、その周期はスタブ領域での電子波の干渉と考えるモデルでよく説明できることを報告した。この実験では電子波長とスタブ長を同時に変化させていたが、より明瞭な三端子動作の実証には、これらを独立に制御することが望ましい。

本報告ではこの点を改善するため、スタブ領域に新たにスタブチューナーゲートを導入し、これにより電子波の干渉を制御することを試みた¹²⁾。その結果、細線のコンダクタンスはスタブチューナーゲート電圧の変化に対して周期的な変化を示し、この周期は計算結果と一致することを確認した。すなわち、スタブ構造量子細線における電子波の干渉を電界で制御する三端子動作を初めて実現した。ここでは、これらの実験結果の詳細と解析結果について述べる。

2. 素子製作技術

素子は、MBE 成長 n-AlGaAs/GaAs 変調ドープウェルハを用いて作製した。シュブニコフ・ドハース (S-dH) 振動より求めた $4.2\ \text{K}$ における2次元電子ガスの濃度は $4.2 \times 10^{11}\ \text{cm}^{-2}$ 、Hall 移動度は $2.1 \times 10^5\ \text{cm}^2/\text{Vs}$ であった。この値から弾性散乱長は $2.1\ \mu\text{m}$ と見積もられる。

図1(a), (b)に、今回製作したスプリットゲート型スタブチューナーゲート量子細線三端子素子の概念図と SEM 写真を示す。TiAu ショットキ接合よりなるスプリットゲートおよびスタブチューナーゲートのパターンニングには EB 露光を用いた。スタブチューナーゲートとスプリットゲートを電気的に分離しているため、スタブ長と電子濃度を独立に変化させることができ、干渉特性を観測しやすい構造となっている。なおスプリットゲートの電極間隔 $0.6\ \mu\text{m}$ に対し、ショットキ接合の空乏層により形成されたチャネル幅は $0.1\text{--}0.3\ \mu\text{m}$ である。ス

*NTT LSI 研究所

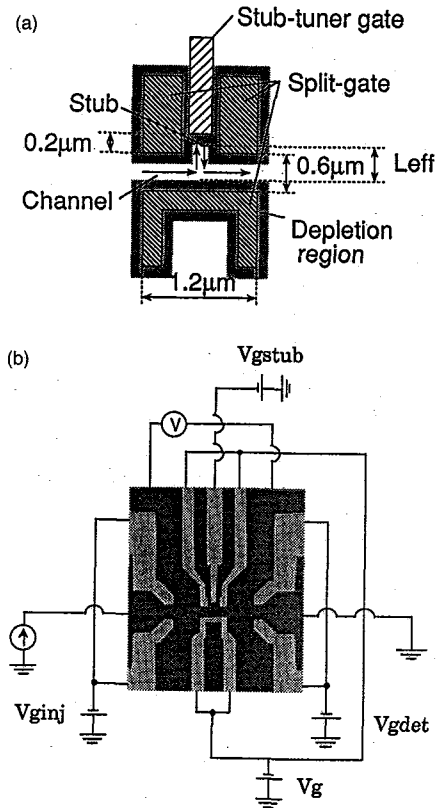


図1 スタブチューナーゲート量子細線三端子素子
(a)概念図, (b)SEM 写真

タブチューナーゲートは上側のスプリットゲート電極端より $0.2\ \mu\text{m}$ 後退した位置に設け、実効的なスタブ長 (L_{eff}) が位相コヒーレンス長 ($1 \sim 2\ \mu\text{m}$) よりも小さくなるようにパタンを設計した。スプリットゲート電圧を変化させることにより、この実効チャンネル幅と電子濃度を連続的に変化させることができる。また、スタブチューナーゲート電圧を変えることにより実効的なスタブ長を変化させている。

3. 実験結果および考察

コンダクタンスの測定は、定電流条件のもとロックインアンプを用いて $0.4\ \text{K}$ で行った。測定電流レベルは典型的には $5\ \text{nA}$ とし、素子にかかる電圧は、素子抵抗 $12\ \text{k}\Omega$ 以下の領域で $60\ \mu\text{V}$ 以下と充分小さな値に抑えている。細線形成用のスプリットゲート電極下の 2 次元電子がピンチオフする電圧 V_{th2d} は $0.3\ \text{V}$ 、1 次元チャンネルがピンチオフする電圧 V_{th1d} は $-1.2\ \text{V}$ であった。

図 2 は、スタブチューナーゲート電圧 (V_{gstub}) を変化させた時の細線のコンダクタンスを、スプリットゲート電圧 (V_g) をパラメータとして示したものである。 V_g によらず、明瞭なコンダクタンス振動が得られてい

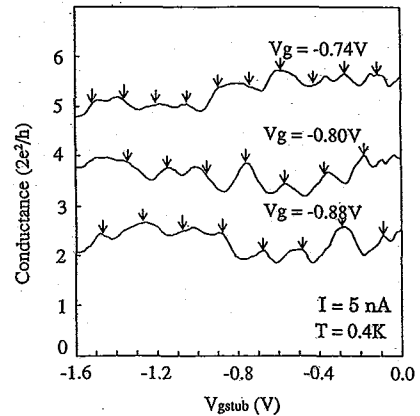


図2 コンダクタンスのスタブチューナーゲート電圧依存性
パラメータ：スプリットゲート電圧
(下から 2 番目以降のデータは順次 $2e^2/h$ のオフセットを加えてプロット)

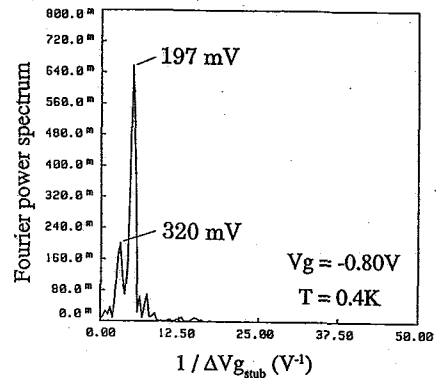


図3 コンダクタンスの一次微分のフーリエスペクトル
($V_g = -0.8\ \text{V}$)

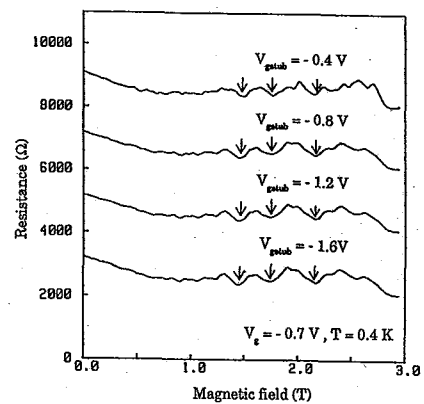


図4 量子細線の磁気抵抗特性
パラメータ：スタブチューナーゲート電圧
(下から 2 番目以降のデータは順次 $2\ \text{k}\Omega$ のオフセットを加えてプロット)

る。図中の矢印は、コンダクタンスの一階微分のフーリエ解析から求めた振動周期に対応したピーク位置を示している。 $V_g = -0.8$ V の時のフーリエスペクトルの一例を図 3 に示す。周期 197 mV のメインピークと周期 320 mV のサブピークが得られている。これらの詳細については後で議論する。

コンダクタンス振動が重畳されているベースラインは、スタブチューナーゲート電圧を変化させてもほぼ一定であり、電子波のモード数は変化していないことがわかる。このことは図 4 に示すように、S-dH 振動のピークおよびバレーの位置がスタブチューナーゲート電圧を変えても変化しないことから確認できる。これらの結果は、 V_{gstub} の掃引範囲では細線の電子濃度、すなわちフェルミ波長は一定であることを示している。

図 5 は、スタブチューナーゲートによるコンダクタンスの制御特性が、測定電流によりどのように変化するかを調べた結果である。電流の増加とともにコンダクタンスの振動振幅は減少しており、このコンダクタンスの振動が、電子波の干渉に起因していることを示唆している。

図 2 に示したコンダクタンスの振動は、(1)スタブチューナーゲート電圧の変化に対して周期的であり、(2)この周期はスプリットゲート電圧を減少させるほど大きくなっている。これらの結果は、以下に述べるようにスタブ領域における電子波の干渉として説明できる。

スタブ構造量子細線のコンダクタンスは、実効的なスタブ長 L_{eff} が電子波の半波長 $(\lambda_F/2)$ の整数倍になる時に極小値をとる。従って

$$\frac{L_{eff}(V_{gstub})}{(\lambda_F(V_g)/2)} = N \quad (N: \text{整数}) \quad (1)$$

より振動周期 (ΔV_{gstub}) は

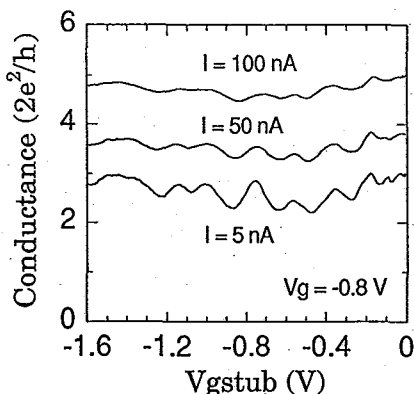


図 5 コンダクタンスのスタブチューナーゲート電圧依存性
パラメータ：測定電流
(下から 2 番目以降のデータは順次 $2e^2/h$ のオフセットを加えてプロット)

$$\Delta V_{gstub} = \frac{(\lambda_F(V_g)/2)}{(\partial L_{eff}/\partial V_{gstub})} \quad (2)$$

で与えられる。ただしフェルミ波長 λ_F については、各 V_g における S-dH 振動からフェルミエネルギー ε_F の実験式を以下のように求め、それを用いて得られた(4)式により計算した。

$$\varepsilon_F = 14.1 V_g + 16.1 \text{ (meV)} \quad (3)$$

$$\lambda_F = -57.3 V_g + 22.9 \text{ (nm)} \quad (4)$$

また $\partial L_{eff}/\partial V_{gstub}$ については、パラボリックな閉じ込めポテンシャルの仮定のもとに、図 6 に示すように、“Landau 指数 $-1/B$ ” の linear な関係からのずれより実効線幅を求め、この実効線幅の V_g 依存性から空乏層幅の依存性を求め、これから

$$\partial L_{eff}/\partial V_{gstub} = 173 \text{ (nm/V)} \quad (5)$$

の値を得た。

計算結果を図 7 に示す。ただし高次モードについては m 次モードの運動エネルギー ε_{km} を

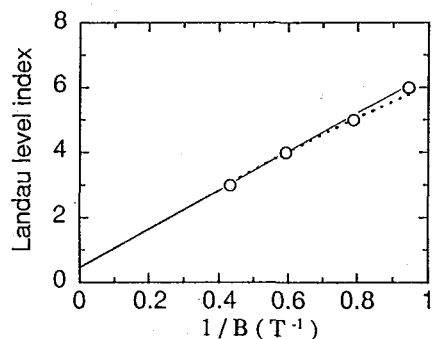


図 6 ランダウ指数と磁場の逆数との関係

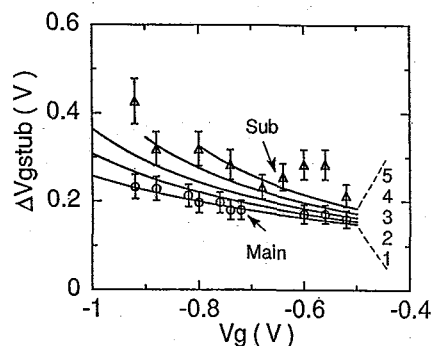


図 7 コンダクタンスの振動周期とスプリットゲート電圧との関係
(○：メインピーク，△：サブピークの測定結果
実線は計算結果)

$$\varepsilon_{km} = \varepsilon_F - (m-1)\hbar\omega_0 \text{ (meV)} \quad (6)$$

とし、これから各モードのフェミル波長を求めることにより、各モードに対して独立に振動周期を計算した。ただしサブバンド間隔 $\hbar\omega_0$ は、図 6 の実効線幅を求める時に同時に求まり、 1.4 ± 0.07 meV であった。メインピークとサブピークに対応した実験結果をそれぞれ○と△で示す。なおフーリエピークの半値幅を error bar で示した。

メインピークの測定結果は、最低モードと第二モードの計算結果とよく対応している。このように一致が得られたことは、今回得られたメインピークに対応したコンダクタンス振動が、スタブ領域での量子干渉に起因していることを示している。一方、高次モードに対応した測定結果が得られていないのは、高次モードが干渉にあまり寄与していないことを示唆している。これは低次モードでは運動エネルギーが大きいため、不純物等が作る散乱ポテンシャルの影響を受けにくく、このため干渉によるコンダクタンス振動が明瞭に現れやすいのに対し、高次モードでは運動エネルギーが小さく散乱ポテンシャルの影響を受けやすいためではないかと考えている。

一方、サブピークに対応した振動については今後の検討が必要であるが、スプリットゲート電圧の変化に対して不規則な変化を示していることから、これはスタブでの干渉ではなく、細線中の不純物などによる散乱に起因する電子波の干渉の可能性が高い。

4. ま と め

スタブ構造を有する量子細線における電子波の干渉を電界により制御する方法として、新しくスタブチューナーゲートを導入した量子干渉素子を提案した。本提案の特徴はスタブ長と電子濃度をゲート電圧により独立に制御することであり、電子波の干渉を制御しやすい構造となっている。その結果、スタブチューナーゲート電圧の変化に対応したコンダクタンスの振動を観測した。フーリエ解析の結果明瞭なピークが得られ、このコンダクタンス振動が、スタブチューナーゲート電圧に対して

周期的であることを確認した。また、この振動周期のスプリットゲート電圧依存性は、スタブ領域での電子波の干渉として求めた計算値とよく一致しており、観測された振動がスタブ領域における量子干渉であることを示している。

本実験結果は、量子干渉現象を電界で制御する量子干渉三端素子の動作を初めて実証したものであり、量子細線の高品質化、散乱の制御等の課題はあるものの、量子干渉現象を利用した新しいデバイス探索の端緒になるものと考えられる。

(1992年12月10日受理)

参 考 文 献

- 1) 宝川, 山本: 信学会技報, ED88-92 (1988)
- 2) F. Sols, M. Macucci, U. Ravaionli, and K. Hess: J. Appl. Phys. **66** (1989) 3892
- 3) S. Datta: Supperlattices and Microstructures, **6**, (1989) 83
- 4) S. Bandyopphay, M. R. Melloch, S. Datta, B. Das, J. Cooper Jr., and M. S. Lundstrom: Proc. IEDM 1986, p. 76
- 5) M. Yamamoto and K. Hohkawa: Extended Abstracts Int. Conf. Solid State Devices and Materials, Tokyo, 1988, p. 495
- 6) K. Tsubaki, T. Honda, and Y. Tokura: Int. Symp. GaAs and Related Compounds, Karuizawa, 1992
- 7) T. Ito, N. Sano, and A. Yoshii: Extended Abstracts Int. Conf. Solid State Devices and Materials, Tsukuba, 1992, p. 753
- 8) D. C. Miller, R. K. Lake, S. Datta, M. S. Melloch and R. Reifenger: Nanostructure Physics and Fabrication, edited by M. A. Reed (Academic Press, Inc., New York, 1989), p. 165
- 9) H. van Houten, C. W. J. Beenakker, B. J. van Zees, and J. E. Mooij: Surface Science **196** (1988) 144
- 10) K. Aihara M. Yamamoto, K. Iwadate, and T. Mizutani: Jpn. J. Appl. Phys. **30** (1991) L 1627
- 11) K. Aihara M. Yamamoto, and T. Mizutani: Jpn. J. Appl. Phys. **31** (1992) L 916
- 12) K. Aihara M. Yamamoto, and T. Mizutani: Proc. IEDM 1992, San Francisco