



Title	環境インピーダンス制御型単電子トランジスタ
Author(s)	若家, 富士男; 蒲生, 健次
Citation	大阪大学低温センターだより. 1999, 106, p. 1-7
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/9485
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

環境インピーダンス制御型単電子トランジスタ

基礎工学研究科 若 家 富士男* (内線6302)

蒲 生 健 次 (内線6300)

*E-mail: wakaya@ee.es.osaka-u.ac.jp

1 はじめに

微小トンネル接合において、電子一つがトンネルするときのチャージングエネルギーのために、トンネルが禁止される現象はクーロンブロックードと呼ばれ、近年注目を集めている^[1]。クーロンブロックードを利用して電子を一つずつ伝導させる単電子トランジスタや、単電子メモリーなどは、現在の半導体集積回路の集積度が更に向上していった時の、究極の微細デバイスとしても期待されている。

クーロンブロックードは環境インピーダンスと呼ばれる外部インピーダンスの影響を強く受ける^{[2],[3]}。我々は、そのことを利用して単電子トランジスタの特性を制御できる事を数値計算と実験で示したので、本稿ではそれらの結果を簡単に紹介する。セクション3と4でそれぞれ数値計算結果と実験結果を紹介するが、その前に、セクション2でクーロンブロックードと環境インピーダンスについて、非常に簡単な説明を行ってみた。この分野に詳しい方はこのセクションを読み飛ばしていただけると幸いである。

2 微小トンネル接合におけるクーロンブロックード

図1(a)にトンネル接合の模式図を示す。まずは、微小でないトンネル接合について考える。トンネル接合とは、非常に薄い絶縁体を金属かまたは半導体のような導電的な部分でサンドイッチにした構造をしている。もし、絶縁体が厚いために電子がトンネルすることができなければ、この構造は単なる平行平板コンデンサであり、そのキャパシタンスは $\epsilon S/d$ (ϵ, S, d はそれぞれ誘電率、電極の面積、電極間距離)となるはずである。いま、絶縁体が非常に薄いために、電極間を電子がトンネルできるような場合を考えると、この構造は電極間に電流の可能性があるコンデンサということになる。正確な議論では、トンネル接合の電流-電圧(I - V)特性は非線形となるが、バイアス電圧が小さい時にはほぼ線形とみなす事ができる。すなわち、トンネル接合の I - V 特性は図1(c)のようになるのである。この I - V 特性の傾きがトンネル抵抗 R_T である。

トンネルキャパシタンス C_T が大きいときには、トンネル接合の I - V 特性は上述のようになるのだが、以下に述べるように、 C_T が小さくなってくると、クーロンブロックードのために I - V 特性が変化する。つまり、微小トンネル接合はもはや図1(b)の等価回路では正確には表現できないのである。微小トンネル接合を表現するために、図2(a)のような記号がよく使われる。

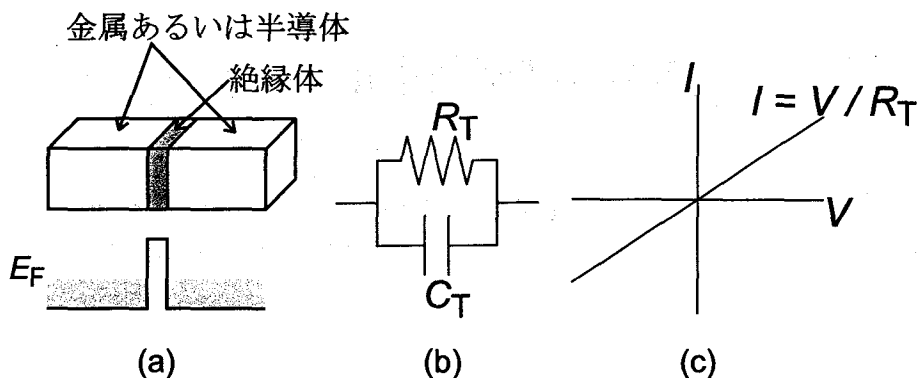


図1 トンネル接合の(a)模式図とエネルギーダイヤグラム、(b)等価回路、(c)電流電圧特性

さて、微小トンネル接合に電圧をかけて、電荷 Q がたまっているとする。この時の様子を表したのが、図2 (b)の上側である。この時、接合にかかっている電圧は $V=Q/C_T$ であり、接合の静電エネルギーは $E_1=Q^2/(2C_T)$ である。この状態から電子(電子の電荷を $-e$ とする)がひとつ電極間をトンネルしたとすると、電極の電荷は図2 (b)の下側の図のような状態になる。この時の接合の静電エネルギーは $E_2=(Q-e)^2/(2C_T)$ である。したがって、トンネルの前後でのエネルギーの変化は

$$\Delta E = E_2 - E_1 = \frac{e}{C_T} \left(\frac{e}{2} - Q \right) = \frac{e^2}{2C_T} - eV \quad (1)$$

となる。最後の式の変形で $Q=C_TV$ の関係を使った。ここで現れた $e^2/(2C_T)$ をチャージングエネルギーと呼び、また、ここで導いた ΔE が $\Delta E > 0$ の時にはそのトンネルが禁止されるというのがクーロンブロッケードである。すなわち、式(1)より $V < e/(2C_T)$ では、トンネルが禁止されるのである。

以上が、よくあるクーロンブロッケードの解説である。この解説をそのまま信用すると図3 (a)のような回路の $I-V$ 特性は図4のようになるはずである。しかし実際には、上述の説明には不正確部分が含まれており、図3 (a)の $I-V$ 特性は図4のようにはならないのである。上の解説で抜け落ちていたのが環境インピーダンスの効果である。では、上の解説でどの部分が不正確だったのだろうか？ひとつには、図2 (b)のトンネル前後の電荷の様子の部分である。図3 (a)のように定電圧でバイアスされていると、電子がトンネルしても、電源から電荷が供給されるので、電極の電荷は Q から $Q-e$ にはならないのである。またもうひとつは、電極電荷 Q は平均値の回りに揺らぎを持っており、その揺らぎの大きさが e よりも大きくなると式(1)を導いた時の議論は意味が無くなるのである。以上の理由で、

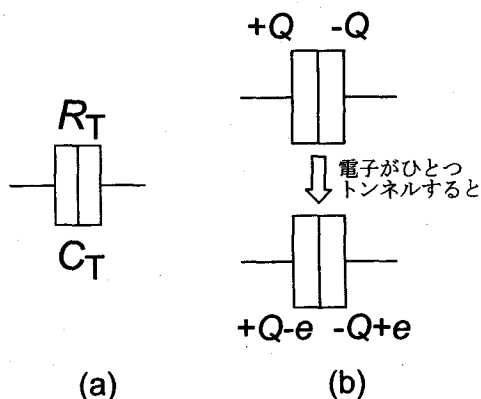


図2 (a)微小トンネル接合を表すための記号
(b)クーロンブロッケードを説明するための図。微小トンネル接合を電子一つがトンネルする前後の電荷の様子を表している。

図3 (a)の回路では、微小トンネル接合であるにもかかわらず、クーロンブロッケードが効かなくなり、その I - V 特性は、微小でないトンネル接合の時と同じになり、やはり図1 (c)のようになるのである。

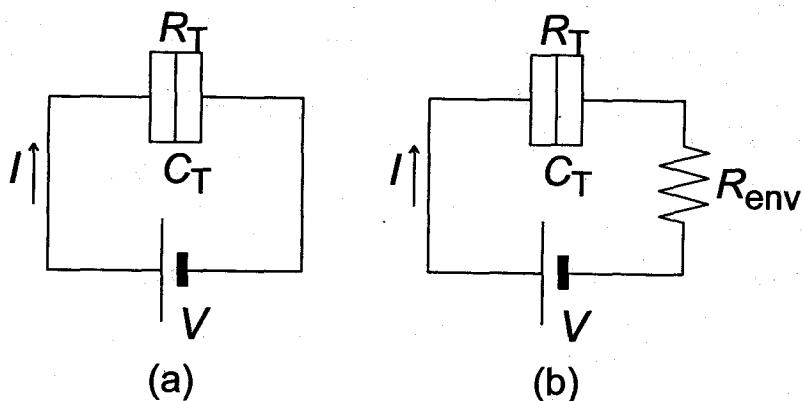


図3 (a)微小トンネル接合に電圧源をつないだ回路。(b)微小トンネル接合に高環境インピーダンス下で電圧源をつないだ回路。

それでは、クーロンブロッケードを実際に観測するにはどうすればいいのであろうか？図3 (b)のように、抵抗 R_{env} を入れて、高インピーダンス環境にすればよい。直感的には、この R_{env} のために、電源からの電荷の補充が遅くなり、トンネル前後の電極電荷の議論が図2 (b)のようになり、 I - V 特性が図4のようになるのである。もう一度繰り返すと、(単一の)微小トンネル接合では、高環境インピーダンスでないと、クーロンブロッケードは起きないのである。

3 2重トンネル接合における環境インピーダンスの効果の数値計算

前節では、単一の微小トンネル接合について述べたが、実際にクーロンブロッケードを利用したデバイスは、ほとんどの場合2重（またはそれ以上）のトンネル接合になっている。2重トンネル接合では、低環境インピーダンスでもクーロンブロッケードが起こるからである。しかし、以下に述べるように、2重トンネル接合の場合でも、環境インピーダンスがデバイスの伝導特性に大きな影響を与えることに変わりはない。この節では、2重トンネル接合の伝導特性に、環境インピーダンスが与える影響について数値計算をもとに議論する。

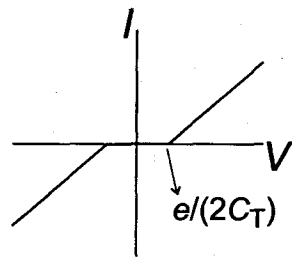


図4 微小トンネル接合の電流－電圧特性

単電子トンネルにおける環境インピーダンスの効果についての理論的な研究は文献(2)や(3)が有名である。これらの文献では、単一トンネル接合を扱っている。2重トンネル接合において環境インピーダンスの効果を自己無撞着な理論で扱ったのは文献(4)である。本稿での理論計算も基本的にはこの文献の方法に従っている。しかし、この文献ではインダクタンスのみか

ら構成されている環境インピーダンスを仮定しており、実験とは比較しにくい。そこで、我々は任意の環境インピーダンスを扱えるように理論を拡張した^{[5],[6]}。

図5は抵抗 R_{env} 、キャパシタンス C_{env} 、インダクタンス L_{env} からなる環境インピーダンスが接続された2重トンネル接合の模式図である。2つのトンネル障壁に囲まれた部分はアイランドと呼ばれ、アイランドの電荷は $q = Q_2 - Q_1$ である。図中の $R_i^{(j)}$ と C_i はそれぞれ、 i 番目のトンネル接合のトンネル抵抗とキャパシタンスである。また、 Q_i は i 番目のトンネル接合に蓄えられている電荷である。

一般に環境インピーダンスが高くなると電荷の揺らぎが抑えられることが知られている。従って、単一トンネル接合では、環境インピーダンスが小さい時には電荷の揺らぎが大きすぎてクーロンブロッケードは起こらない。し

かし、2重トンネル接合では、アイランドは高抵抗のトンネル障壁に囲まれているので、アイランドの電荷 $q = Q_2 - Q_1$ の揺らぎは環境インピーダンスが低くても、十分小さくできる。従って、2重トンネル接合では、環境インピーダンスが低い時にもクーロンブロッケードが起こり得る。しかし、環境インピーダンスが Q_1 や Q_2 の揺らぎの大きさを規定していることに変わり無く、以下に述べるように、この回路の電流電圧特性は環境インピーダンスに依存するのである。

まず、図5の回路を流れる電流 I を理論的に計算した結果について紹介する。電荷 Q_i の揺らぎはインダクタンス L_{env} のつくる磁束に対応する変数 ϕ_i との交換関係 $[Q_i, \phi_j] = i\hbar\delta_{ij}$ を使って導入される^[4]。ここで、 $i \equiv \sqrt{-1}$ である。計算の詳細は文献^{[4],[6]}に譲ることにして、数値計算の結果を図6に示す。ここでは、簡単のため、 $C_{env} = 0$ とした。温度については、 $U/k_B T = 25$ を仮定している。ここで、 $U \equiv e^2/(2C_z)$ (ただし $C_z \equiv C_1 + C_2$) はアイランドのチャージングエネルギーである。トンネル接合のパラメータは、 $C_1/C_2 = 10$ 、 $R_1^{(j)}/R_q = 1000$ 、 $R_2^{(j)}/R_q = 10$ を仮定した。この図ではインダクティブな環境インピーダンス L_{env} を十分低いと仮定し ($\hbar\omega_L/E_c = 1$, $\omega_L \equiv 1/\sqrt{LC}$, $C^{-1} \equiv C_1^{-1} + C_2^{-1}$, $E_c \equiv e^2/(2C)$)、 R_{env} を変化させた時の様子をプロットしている。というのは、実験では可変インダクタンスを実現するのは可変抵抗を実現するよりもはるかに難しいからである。図中で $\langle \dots \rangle_x$ は変数 x によるトレース (平均) を表し、 $\omega_R \equiv 1/(RC)$ 、 $R_z \equiv R_1^{(1)} + R_2^{(2)}$ である。

図6で電圧 V が小さい間は電流が全く流れていない領域があることがわかる。これはクーロンブロッケードのためであり、この領域をクーロンギャップと呼んでいる。クーロンギャップの外側では、電流が流れているが、アイランドの平均電荷の数がひとつずつ変化するのにともない、電流レベルも階段状に変化している様子がわかる。これをクーロンステアケースと呼んでいる。

図6の計算結果を見ると環境インピーダンスが低い時 ($\hbar\omega_R/E_c$ が大きい時) にはクーロンギャップ

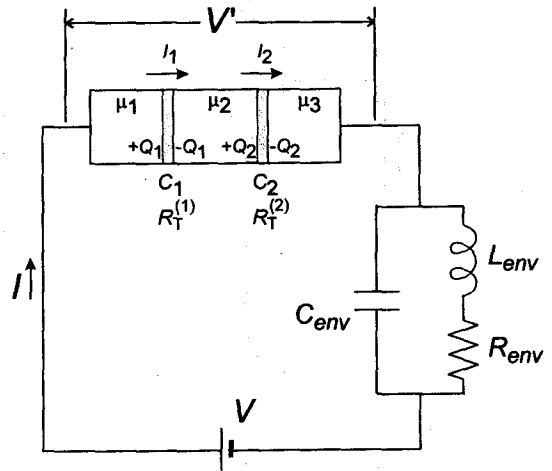


図5 任意の環境インピーダンスをもった2重トンネル接合の模式図

が小さく、環境インピーダンスを大きくすると、クーロンギャップが大きくなっていることがわかる。このことから、2重トンネル接合の場合でも環境インピーダンスが電荷の揺らぎを通して伝導特性に大きな影響を与えていることが分かる。この現象を逆に利用すれば、単電子デバイスの伝導特性を環境インピーダンスを変調することによって制御できることになる。たとえば、図6 (b)でバイアス電圧を固定したまま、環境インピーダンスを変化させると、このデバイスはONとOFFの間をスイッチすることがわかる。現在最も広く研究されているC-SETと呼ばれる単電子トランジスタはアイランドにキャパシタンス C_g を介してゲート電圧を印加することによって伝導特性を制御している。環境インピーダンスによって制御すれば C_g は必要なくなるため、アイランドのトータルキャパシタンスを小さくすることが可能となり、C-SETよりも高温で動作することが期待できる。

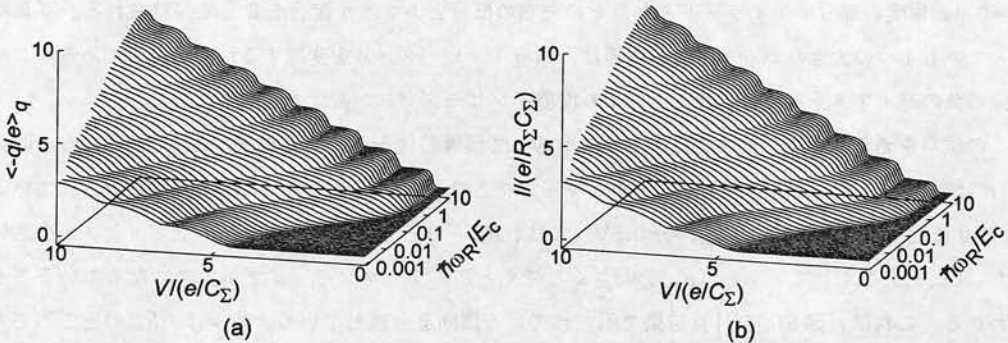


図6 様々な環境インピーダンスに対する(a)アイランド電荷および、(b)電流の電圧依存性の計算結果。ここでは、 $C_{env}=0$, $\hbar\omega_L/E_c=1$, $U/k_B T=25$, $C_1/C_2=10$, $R_T/R_0=10$ を仮定した。

4 環境インピーダンス制御型単電子トランジスタの作製および伝導特性

単電子デバイスの実験は、ほとんどの場合、低インピーダンス環境で行なわれている。その原因は、配線の浮遊容量のために、普通に実験すると、低インピーダンスになってしまうためである。高環境インピーダンスの実験結果を報告している文献は数えるほどしかない^{[7]-[9]}。我々は、ゲートで制御できる可変環境インピーダンスを作製し、伝導特性を評価した^[10]。この節ではその結果を紹介する。

実際に環境インピーダンスを変調することにより単電子デバイスの伝導特性を制御できることを確認するために、図7に示す試料を作製した。単電子デバイスではaFの容量を問題にしているので、実際の試料を作製する時には、理論計算で無視していた試料の各部分の自己容量や浮遊容量が問題になる。アイランドが大きい時には、その自己容量が大きくなり、クーロンブロッケードが起こらなくなる。また、高インピーダンスの部分アイランドから離れた位置

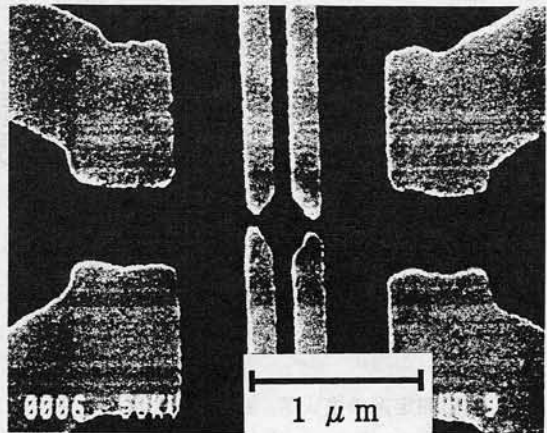


図7 試作した可変環境インピーダンスをもつ単電子デバイスの電子顕微鏡写真

に存在しても、その間の配線の浮遊容量のためにクーロンブロッケードにとっての環境インピーダンスは低くなってしまいます。従って、トンネルキャパシタンスを小さくすればいいだけではなく、アイランドの大きさを小さくし、また、環境インピーダンスをアイランドの近くに作製することも重要である。

図7で黒く写っている部分はGaAs/AlGaAsヘテロ基板の表面である。表面から80nm下のヘテロ界面に2次元電子ガス(2DEG)が存在する。2DEGの濃度と移動度はそれぞれ、 $4.1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ および $1.1 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ であった。写真で白く写っている部分は電子ビームリソグラフィーとリフトオフを用いて基板の上に作製されたAuPdの微小ショットキーゲート電極である。これらのショットキー電極に負のバイアスを印加することによりその直下の2DEGが空乏化する。さらに負のバイアスを強くすると空乏領域はショットキー電極の周辺に広がる。その結果、適当なバイアス条件で、写真の中央に写っている直径 $\approx 0.4 \mu\text{m}$ 程度の部分がアイランドとなりその左右の部分とトンネル接合を介して接続される。写真に写っている4つの大きなショットキー電極は、環境インピーダンスを変調するためのものである。この部分の負のバイアスを変化させることにより環境インピーダンスが変化する。

この試料を希釈冷凍機で約30mK程度まで冷却して伝導特性を測定した結果が図8(b)である。図8(a)には測定系の模式図を示した。クーロンギャップとクーロンステアケースが明確に観測されている。 V_{env} が0に近い時(たとえば、 $V_{\text{env}} = -0.5\text{V}$)には、 $R_{\text{env}} = 0$ となっていて、クーロンギャップが小さい。また、 V_{env} を小さくしていくと(R_{env} を大きくしていくと)、クーロンギャップが大きくなっていることがわかる。これは、図6(b)の計算結果で示されている傾向と一致している。我々は、 R_{env} のところでの電圧降下や V_{env} を印加しているショットキー電極とアイランドの容量性の結合などの、見かけ上クーロンギャップの大きさを変化させるかもしれない様々な要因についても詳細に検討を加えた結果、観測されたクーロンギャップの増大は環境インピーダンス変調の効果であることを確信している。

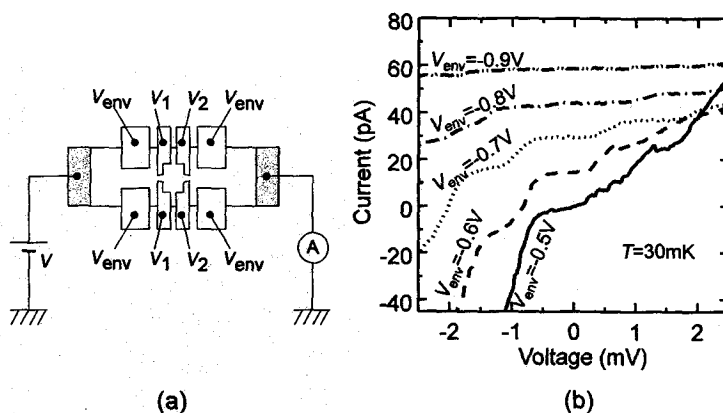


図8 (a)測定系の模式図。(b)様々な環境インピーダンスに対する電流電圧特性の実験結果。電流は15pAずつオフセットしてある。 V_1 と V_2 はそれぞれ -0.621V および -0.662V に固定されている。

5 おわりに

クーロンブロッケードと環境インピーダンスについて、直感的な（回路的な）解説を行ったあと、数値計算と実験結果の紹介をした。環境インピーダンスを変調することにより、微小トンネル接合の電荷ゆらぎを制御でき、その結果デバイスの伝導特性も制御できることを示した。単電子デバイスのこの新しい制御法は、アイランドのトータルキャパシタンスを小さくでき、デバイスの高温動作に有利である。また、多様な単電子デバイスの開発は、回路設計の自由度を増大させ、単電子エレクトロニクスの発展に寄与すると期待できる。

謝辞

本稿で紹介した仕事は、奈良女子大学理学部物理科学科の岩渕修一先生との共同研究の成果です。岩渕先生には、研究の様々な段階でご協力いただいております、ここに感謝の意を表します。本稿で紹介した実験結果の一部は、元蒲生研の学生でありました吉岡史善氏（現シャープ）が行ったものです。

希釈冷凍機を使った測定系の立ち上げ時には、日本電気基礎研究所の阪本利司氏に、様々なことを教えていただきました。また、本学理学部の邑瀬和生先生と、邑瀬研の鷹岡貞夫先生、音賢一先生にも日頃から測定系についていろいろ教えていただいております。この場を借りて謝意を表します。

参考文献

- [1] 例えば、H. Grabert and M. H. Devoret (eds), *Single Charge Tunneling*, New York: Plenum Press, 1992.
- [2] M. H. Devoret, D. Esteve and H. Grabert: *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 1824.
- [3] G. -L. Ingold and H. Grabert: *Europhysics Lett.* **14** (1991) 371.
- [4] H. Higurashi, S. Iwabuchi and Y. Nagaoka: *Phys. Rev. B* **51** (1995) 2387.
- [5] F. Wakaya, S. Iwabuchi, H. Higurashi, Y. Nagaoka and K. Gamo: *Appl. Phys. Lett.* **74** (1999) 135.
- [6] F. Wakaya, S. Iwabuchi, H. Higurashi, Y. Nagaoka and Kenji Gamo: *Solid State Electronics* **42** (1998) 1401.
- [7] A. N. Cleland, J. M. Schmidt and John Clarke: *Phys. Rev. B* **45** (1991) 2950.
- [8] D. Popović, C. J. B. Ford, J. M. Hong and A. B. Fowler: *Phys Rev B* **48** (1993) 12349.
- [9] Y. Shimazu, S. Ikehata and S. Kobayashi: *J. Phys. Soc. Jpn.* **64** (1995) 2738.
- [10] F. Wakaya, F. Yoshioka, S. Iwabuchi, H. Higurashi, Y. Nagaoka, and K. Gamo, *Semiconductor Science and Technology*, **13** (1998) A107.