

論文の内容の要旨

論文題目 顕微発光分光法によるドーブ量子細線中の1次元電子系の研究

(Investigation of one-dimensional electron systems in a doped quantum wire by microscopic photoluminescence spectroscopy)

氏名 井原 章之

ドーブ半導体量子構造は、空間自由度の制限された低次元電子系を内部に形成することができ、その光学応答には低次元系特有の物理現象の発現が期待され、注目を集めてきた。特にドーブ半導体量子細線に形成される1次元電子系の光学スペクトルには、状態密度やクーロン相互作用の特異性が顕著に現れることが期待されてきた。しかし、試料成長や測定が難しいため、量子細線のバンド端エネルギー領域の光学スペクトルに現れる特徴を明らかにした実験はこれまでに無かった。

本論文は、ドーブ量子細線に対する顕微発光分光測定によって、縮退/非縮退1次元電子系の存在下における光学スペクトルの性質を明らかにすることを目指したものである。特に1次元状態密度の特異性や、クーロン相互作用による発光や吸収の増強効果(クーロン増強効果)の影響を明らかにするため、電子濃度や電子温度、正孔の有効質量といった物理量がスペクトルに与える影響を実験的に調べ、自由粒子近似モデルやハートリーフォック近似モデルの数値計算結果との比較を行った。特に着目したのは発光励起(PLE)スペクトル測定であり、実験的に難しいバンド端エネルギー領域のPLEスペクトル測定を実現するため、独自の顕微発光分光測定光学系を開発した。研究に用いた試料構造と試料加工方法、測定方法、解析方法、理論モデルに関しては、第2章に詳細を記した。

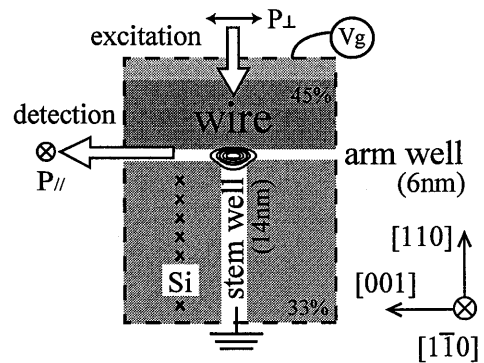


図1 ゲート付きn型変調ドーブT型量子細線の試料構造。6 nmのarm wellと14 nmのstem wellの交線部分に量子細線(wire)が形成されている。

第3章では、ゲート付き n 型変調ドープ T 型量子細線に対して測定した発光(PL)と PLE スペクトルの温度・電子濃度依存性の結果を示し、自由粒子近似モデル計算と比較した。図1が、用いた試料構造の概要図である。T型に組み合わさった2つの量子井戸の交線部分に、単一の量子細線が形成されている。Siの変調ドープによって、 $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 程度の2次元電子ガスが stem well 内部に形成されている。さらに arm well の上部にゲート電極を設けてあり、ゲート電圧 (V_g) の印加によって電子濃度を変えることができる。励起と検出を直交に配置し、さらに励起光と検出の偏光を互いに直交させることによって励起光の散乱を減らし、単一の量子細線に対するバンド端エネルギー領域の PLE スペクトル測定を実現した。

図2(a)が、電子ガスの濃度を高濃度($6 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}$)にして測定した PL(破線)と PLE(実線)の温度依存性である。5 K では電子ガスが縮退していることを反映して、フェルミ端に対応した PLE オンセット(FE)が現れ、PL スペクトルにはバンド端に対応した発光ピークが現れた。高温にすると縮退が解け、50 K では PL と PLE ピークが両方ともバンド端に観測された(BE)。これらの特徴は、自由粒子近似モデルによる1次元電子ガスのスペクトル計算(図2(b))によって、よく再現できた。高温の非縮退1次元電子ガスの存在下において、1次元系に特有の鋭い吸収ピーク構造がバンド端に現れることが明らかになった。一方で低温のフェルミ端吸収オンセットには、顕著なクーロン増強効果が現れなかった。

図3(a)は、ドープ量子細線において、ゲートで電子濃度を変えながら 5 K で測定した PL(破線)と PLE(実線)スペクトルである。0.7 V が $6 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}$ に対応し、電子濃度の減少とともに、フェルミエネルギーの減少を反映したフェルミ端吸収(FE)のレッドシフトが観測された。0.4 V あたりで縮退が弱まり、FE オンセットの低エネルギー側にバンド端の吸収ピークが現れ、0.35 V で特徴的なダブルピーク構造を示した。さらに濃度を下げると 0.2 V で非対称な形状の単一ピークとなり、このピークは 0.15 V で対称的な形状の吸収ピーク(X)となった。さらにここで高エネルギー

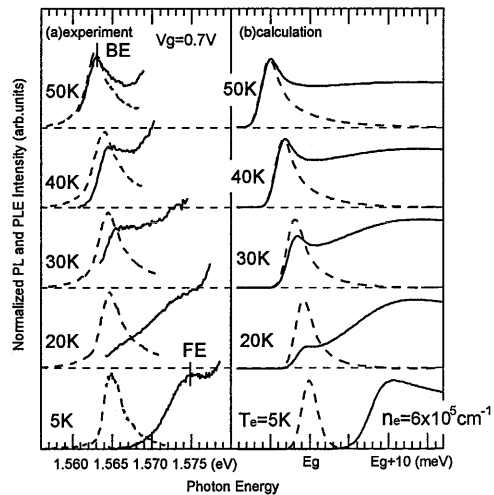


図2 (a)ドープ量子細線の PL(破線)と PLE(実線)スペクトルの温度依存性と、(b)自由粒子近似モデルで計算した1次元電子系の発光(破線)と吸収(実線)スペクトルの計算結果。ゲート電圧は $V_g=0.7 \text{ V}$ 。

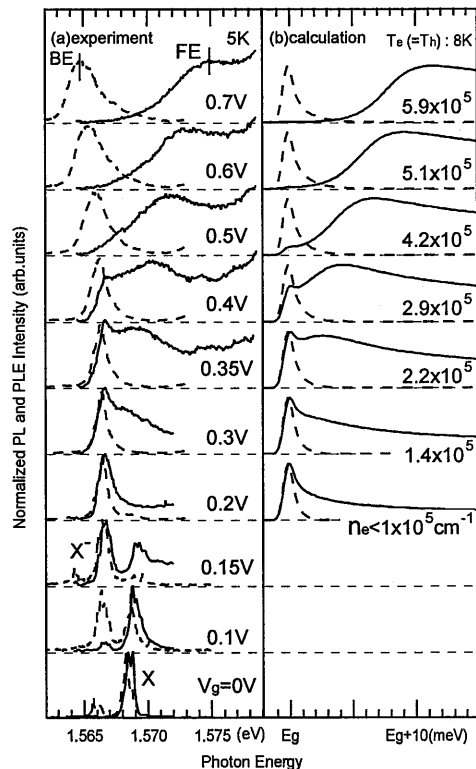


図3 (a)ドープ量子細線の PL(破線)および PLE(実線)スペクトルの電子濃度依存性と、(b)対応する計算結果。

側に別の吸収ピークが現れ、0 V ではこのピーク (X)のみが観測された。ノンドープ系の実験結果との比較、および2次元電子系の実験結果との類推から、X と X⁻ピークはそれぞれ中性励起子および荷電励起子と同定された。0.2 V より高電圧側の特徴は、自由粒子近似モデルによる1次元電子ガスのスペクトル計算(図3(b))によって、よく再現できた。特に0.35-0.4 V の特徴的なダブルピーク構造がほぼ完全に再現できており、1次元系に特有のバンド端の鋭い吸収ピーク構造が、低濃度の非縮退電子ガスの存在下においても発現することが明らかになった。

図4は、PL と PLE のピークエネルギー(a)、および自由粒子モデルによるフィッティングから決定した電子濃度とフェルミエネルギー(b)を、ゲート電圧に対してプロットしたものである。BE のシフトはバンド端収縮効果を反映したものである。1x10⁵ cm⁻¹以下の電子濃度では、励起子効果による束縛状態(中性励起子および荷電励起子)を反映した鋭い吸収ピーク構造が現れた。フェルミ端やバンド端といったバンド間遷移の構造は荷電励起子ピークから連続的に生じ、クロスオーバーの途中(0.2 V)において1次元系に特有の単一ピーク構造が現れることが分かった。

第4章では、低温1次元電子ガスの存在下における光学スペクトルの特徴とクーロン増強効果の影響を調べるため、静的プラズマ遮蔽効果を取り入れたクーロン相互作用を用いてハートリーフォック近似のもとで数値計算を行ない、第3章の実験結果と比較した結果を示した。

図5は、0.7 V の PL と PLE の実験結果(点線)に対してハートリーフォック近似モデル計算(実線)でフィッティングを行なった結果である。電子温度は Kennard-Stepanov(KS)関係式から決定し、電子濃度をパラメータとした。現実的な正孔の有効質量の値を用いた場合は、比較的高濃度の領域で実験結果とよく合うことが分かった。一方で正孔の有効質量を大きくして計算すると、フェルミ端のクーロン増強効果が顕著に現れ、実験とは一致しなかった。このことから、縮退1次元電子ガスのフェルミ端オンセットに顕著なクーロン増強効果が現れなかったことが、有限温度であることと、正孔の有効質量の小さいバンド間遷移の特徴を反映したものであることが結論づけられた。

また、クロスオーバーの中間濃度にあたる、非縮退1次元電子ガスの存在下において、クーロン増強効果によってバンド端の吸収ピークがより顕著になる効果が発現することが分かった。このことから、非縮退1次元電子ガスの存在下で実験的

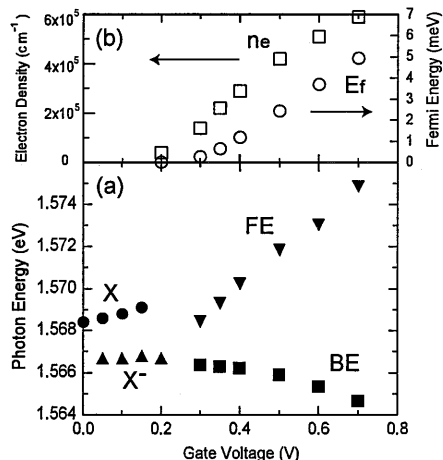


図4 ゲート電圧に対してプロットした、ドープ量子細線の(a)PL と PLE ピークのエネルギーシフト、および(b)計算から求めた電子濃度とフェルミエネルギー。

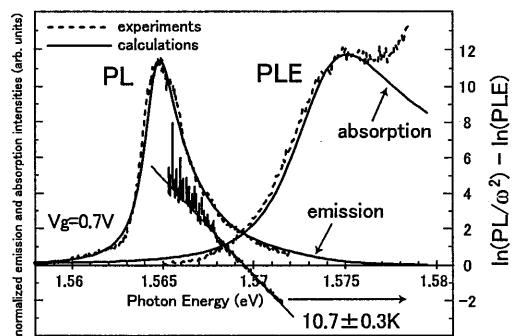


図5 0.7 V の PL と PLE の実験結果(点線)に対する、ハートリーフォック近似モデル計算によるフィッティング結果(実線)。

に観測されたバンド端の鋭い PLE ピーク構造が、1 次元状態密度そのものではなく、クーロン増強効果の影響が加わったものであることが示された。

第 5 章では、正孔の局在が 1 次元電子系の光学スペクトルに与える影響を実験的に調べるため、アクセプター不純物を有する n 型変調ドープ量子細線に対して光学スペクトル測定を行った結果を示した。arm well において、2 次元電子ガスの濃度を変えた時のピークシフトの様子から、band-to-acceptor 発光はフェルミ端が強調されることが分かった。wire に関しても、やはり band-to-acceptor 発光のフェルミ端が強調され、バンド端が抑制されることを示唆する結果が得られた。これによって、発光スペクトルのバンド端が顕著に現れ、フェルミ端のクーロン増強効果がほとんど現れなかった第 3 章の実験結果が、正孔の有効質量の小さいバンド間遷移の特徴を反映したものであることが、より確証付けられた。

第 6 章では、バンド端エネルギー領域で測定した PL および PLE スペクトルから KS 関係式を用いて電子温度を測定することの妥当性を検証するため、単一のドープ量子井戸に対して 5-220 K の範囲で PL と PLE 測定を行った結果を示した。KS 関係式とは、熱平衡系の発光(I)と吸収(A)の間に成立する一般的関係式として知られ、以下の表式で書かれる。

$$I/\omega^2 \propto A \times \exp(-\hbar\omega/k_B T_{env})$$

ここで $\hbar\omega$ は光子エネルギー、 k_B はボルツマン定数、 T_{env} は環境温度である。

図 6 は $6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ 程度の電子ガスをドープした単一量子井戸に対する測定結果の例で、環境温度は $33 \pm 1 \text{ K}$ である。実線が共鳴励起で測定した PL スペクトル、破線が PLE スペクトルで、縦の線分が $\ln(PL/\omega^2) - \ln(PLE)$ をプロットしたものである。プロットの傾きの逆数が温度に対応するとして重み付き最小二乗法を用いて見積もったところ、 $T^* = 33.4 \pm 0.1 \text{ K}$ となり、環境温度と良く一致した。さらに温度を 5-220 K の範囲で変えて測定したところ、共鳴励起の条件下であれば、PL と PLE スペクトルは Kennard-Stepanov 関係式に従い、式から決定される電子温度が環境温度と良い一致を示すことが明らかになった。非共鳴励起の条件下では、求まる温度が環境温度とずれ、その大きさは 50 K 以下において共鳴励起近傍で $\pm 0.5 \text{ K/meV}$ 以下であった。関係式がスペクトル形状に依らずに一般的に成立したことから、第 4 章において 1 次元電子系の電子温度を見積もる際に、この手法を用いたことの妥当性が確かめられた。

第 7 章では、本研究で得られた知見をまとめ、今後の課題を記した。

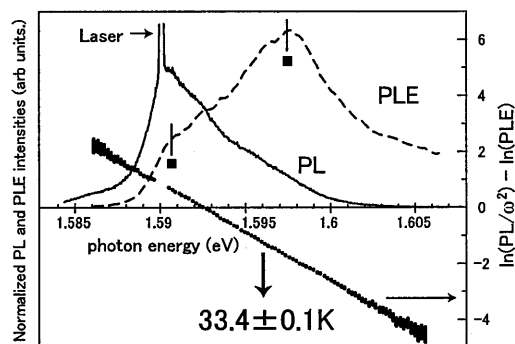


図 6 環境温度 $33 \pm 1 \text{ K}$ において共鳴励起の条件下で測定した PL(実線)と PLE(破線)、および $\ln(PL/\omega^2) - \ln(PLE)$ (縦の線分)のプロット。2つの PLE ピーク(四角印)は ML 揺らぎに起因。