

低次元電界効果素子における多体量子相関効果の分光計測

筑波大学大学院数理物質科学研究科 野村晋太郎

NTT 物性科学基礎研究所 山口真澄

多体相関効果が期待される低電子密度極限での研究は、Abrahams 等のスケーリング理論に端を発し、Finkelstein 等により金属絶縁体転移、強磁性転移等の理論的研究が精力的に開拓されてきた。当初、主にシリコン反転層の二次元電子系を対象にして、Kravchenko 等をはじめとして、電気伝導測定による実証等の先駆的な実験的研究がなされてきた[1]。しかし、シリコン反転層では不純物散乱の低減に限界があり多体相関効果の観測は容易ではなかった。この状況に革新をもたらしたのは、電界効果を用いて二次元電子系を誘起させる GaAs ゲート付非ドープ構造[2, 3]である。通常の GaAs ヘテロ構造は、ヘテロ界面の近傍にシリコンをドープした障壁層を有するいわゆる変調ドープ構造をとっている。これはシリコン反転層よりも電子移動度が高いという特徴があるが、低電子密度極限ではドーパントイオンからの散乱が無視できないという問題があった。この問題に終止符を打ったのが、GaAs ゲート付非ドープ構造であり、散乱要因となるドーパントイオン層のない構造となっている。これは、非ドープ GaAs 層に直接、オーミック電極を取り、電界効果のみによって電子系、正孔系を誘起するものである。 10^9cm^{-2} 代の低電子密度領域から 10^{11}cm^{-2} 代半ばまで電子密度を電圧印加により制御可能で、かつ、ピーク電子移動度は $300\text{万 cm}^2/\text{Vs}$ を超える革新的なものである[4]。

低電子密度領域での電子状態の観測が試みられてきているが、電気伝導の測定はコンタクトの問題によって非常に難しい。また、電気伝導は伝導する電荷が存在しなければ原理的に測定できない。完全に電子のない状態から、高電子密度の状態までを連続的に観察する方法として、光学的な手法はたいへん有効である。その一例として、図 1 に示すように発光スペクトルとキャパシタンス測定で得られた圧縮率の電子密度依存性とを対応させて、非線形遮蔽領域と線形遮蔽領域での荷電励起子の発光の振る舞いが明らかにされた[5]。

磁場下の発光スペクトルでは、二次元電子系のランダウ量子数 $N_L=0$ (LL0), 1 (LL1), 2 (LL2), ..., に対応する複数のピークが見られる。これらの発光ピークエネルギーは、一電子描像において磁場に対して線形に変化する。ところが、図 2 に示すように、 $\nu=2$ と 3 の間で磁場に対する線形の依存性から大きくはずれて、磁場中の二次元電子系の相関効果により、上に凸の弓形の

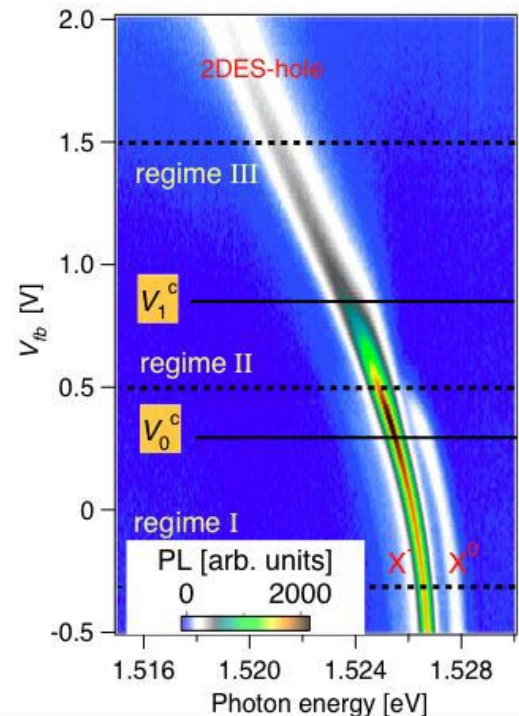


FIG. 1 Typical PL spectra at 0 T. The solid lines represent critical voltages V_0^c and V_1^c deduced from the capacitance measurement. The V_{fb} -independent backgrounds are subtracted.

曲線が得られた[6]。この振る舞いは $\hbar\omega_c \ll \hbar\omega_c$ の強磁場極限でかつランダウ準位間の混合が小さい極限について、浅野、安藤によって厳密対角化の手法で計算された光遷移確率のスペクトルの結果[7]から定性的に説明される。ここで $\hbar\omega_c = \sqrt{\pi/2} e^2 / (\epsilon\hbar)$ は LL0 の磁気励起子の束縛エネルギー、 $\hbar\omega_c \sqrt{\epsilon\hbar} eB$ は磁気長である。理論の予測するとおり電子-正孔間距離 d と磁気長との比 d/λ_m の値に依存して、図2に示すように d/λ_m が大きい場合に弓形構造が大きく現れ、 d/λ_m が小さい場合に弓形構造がほとんど消失することが観測された。

磁気発光スペクトルに現れるランダウ準位に対応する複数の発光ピークから、電子及び正孔の有効質量を決定することが可能である。求められた電子の有効質量は電子密度 (n_s) の低下に伴って増大することがわかった。フェルミ面近くの電子だけではなく、伝導電子帯の底の方にある電子の有効質量も増大していることがわかった。これは特徴的な電子-電子相互作用の指標である $\hbar\omega_c = \sqrt{\pi/2} e^2 / (\epsilon\hbar)$ が低電子密度領域ではフェルミポテンシャルよりも大きいため、発光で見ている電子の準位がクーロン力で強く混合しているためである。正孔の有効質量は電子密度の低下に伴い、 $0.18m_0$ から $1.0m_0$ へ増大し、 $n_s < 3.0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ では正孔が局在していることがわかった[6]。

極低温での低電子密度領域の多体量子相関効果の分光計測は、スピンの関わる現象や分数量子ホール効果等との関連から、研究すべき課題が多く残されており、理論的研究とあわせて、これからの進展が期待される。

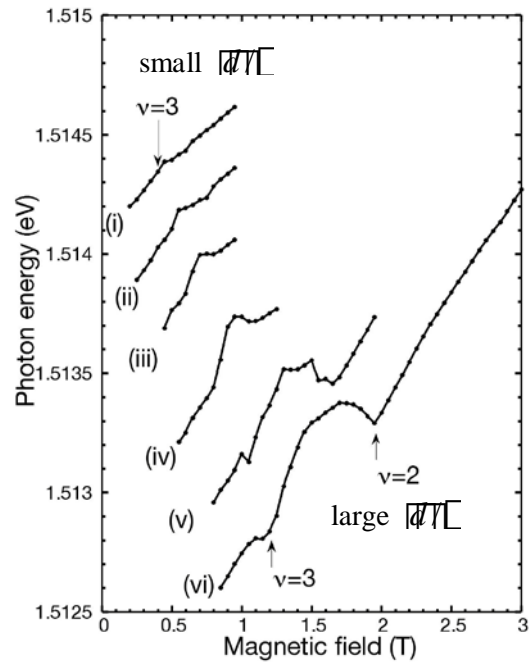


FIG 2. The Electron density dependence of the PL peak position between $\nu=2$ and 3 at $n_s = 3.0$ (i), 3.9 (ii), 5.1 (iii), 6.3 (iv), 7.5 (v), and $9.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ (vi).

[1] S. V. Kravchenko and M. P. Sarachik, Reports on Progress in Physics, **67**, 1 (2004).

[2] B.E. Kane, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Appl. Phys. Lett. **63**, 2132 (1993).

[3] Y. Hirayama, K. Muraki, and T. Saku, Appl. Phys. Lett. **72**, 1745 (1998)

[4] 野村晋太郎、他、「低密度二次元系のキャリア相関の発光測定」固体物理、Vol. 44, No. 1 p. 43 (2009).

[5] M. Yamaguchi, S. Nomura, T. Akazaki, H. Tamura, T. Maruyama, S. Miyashita, and Y. Hirayama, Phys. Rev. Lett. **101**, 207401 (2008).

[6] S. Nomura, M. Yamaguchi, T. Akazaki, H. Tamura, T. Maruyama, S. Miyashita, and Y. Hirayama, Phys. Rev. B **76**, R201306 (2007).

[7] K. Asano and T. Ando, Phys. Rev. B **65**, 115330 (2002).