

## 半導体量子ドットの線形、非線形分光

鎌 田 英 彦

近年、半導体物理学の分野で量子ドットは重要な研究課題として注目を集めてきた。3方向からの量子化による状態密度の完全な離散化によって原子と同様な物性が期待できることに加えて、人為的に形状等を変えることによってこの物性を制御することが可能であることから、完全に人為的に原子を構成しその物性を調べることに對して大きな期待が寄せられている。実用的な素子に仕立て上げるデバイス化に向けた研究においては、この状態密度の完全な離散化が、光および電子デバイスの性能の向上にプレイクスルーをもたらし得るとの期待から多数の研究が行われている<sup>1)</sup>。

半導体量子ドットの作製はここ6, 7年の間に大きな転機を迎えた。大きな格子不整合を有するヘテロ構造を成長する際の2次元成長モードから3次元成長モードへの展開等を意図的に利用して微細な島状構造が作られるようになり、0次元閉じ込めが確認されるに至った<sup>2-6)</sup>。このような自己組織化現象を利用して作製した量子ドットは欠陥導入が最小限に抑えられているため非常に良好な発光効率を有する。この利点により0次元構造の物性研究、デバイス応用へ向けた研究は飛躍的に発展した。状態の離散化とクーロン相互作用によって支配される量子ドットの光物性は、完全に離散化した励起子状態と励起子間相互作用の増大による多励起子効果で特徴付けられる。光と励起子の相互作用、またそれによって生じる量子ドットの光応答は、原子様スペクトルを供する弱励起におけるほぼ線形な応答と、光に対する原子準位の量子力学的な応答に類似した現象や多励起子励起を引き起こす強励起時の非線形な応答に大別される。これらの量子ドット中の励起子の物性は、量子ドットを人工的な原子に見立てるに足る存在として位置

付けるのみならず、系の粒子数を光によって増減できるという原子にはないユニークな特徴を浮き彫りにする。この解説記事では、人工的な原子としてのGaAs(311)B面上のディスク状自然形成InGaAsドット<sup>7)</sup>中の0次元励起子の量子力学的な光応答を、単一ドット分光によって解析した結果について解説する。

### 1. 歪み半導体ヘテロ構造の自己組織化現象

われわれのグループはGaAs(311)B面上に順次成長された $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ヘテロ構造が成長中断によって自発的に島状の $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ に形状変化するとともに、本来 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ の下にあるべき $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ がその上を覆ってnanocrystallineを作る現象を発見した<sup>7,8)</sup>(図1)。この系にさらに特徴的なことは、多数のnanocrystallineが自発的に整列することである。この自発的な構造変化は $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ に内在する歪みによって誘起され、格子不整合ヘテロ構造が内包する歪みを緩和してよりエネルギーの低い安定な構造にしようとする傾向が原動力となっている。成長後の表面を電子顕微鏡で観察すると、自発的に整列した3次元的な微小な島状結晶が観察され、さらに断面像の観察、ならびに蛍光X線分析によって、各々の微小な島状結晶は直径30~1200 nm程度の円盤(disk)状の内部構造と $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ とAl-richな外部構造から構成されていることがわかった。すなわち、結晶成長以外は一切のプロセスを経ることなしに、整然と並んだ0次元閉じ込め構造を作ることができるわけである。

ディスク状の0次元構造の特徴は、それが量子井戸から円盤を切り出した形状であるがゆえに縦方向の閉じ込めが横方向に比べて強いこと、また、円偏光がよい量子数であることである。

NTT 物性科学基礎研究所 (〒243-0198 厚木市森の里若宮 3-1)  
E-mail: leroi@aecl.ntt.co.jp

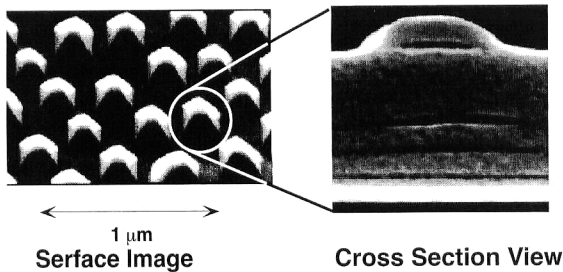


図1 GaAsの(311)B面上の自発的な量子閉じ込め構造の形成。サンプル表面、および断面の二次電子像。

## 2. 単一ドット分光

固体における究極の分光法として、単一分子（原子）分光が近年注目を集めている。1990年代の後半に始まったこのような分光法の最大の利点は、通常の分光法を用いる限りなかなか逃れることのできない不均一広がりによる束縛から解放されることである。従来の分光法では、その対象は巨視的な数の粒子であるので、現象には不均一広がりに基づく統計的な平均化が必然不可避に含まれる。これに対して、単一分子分光では真に微視的な物性の解明が可能になる。半導体量子ドットの線形/非線形分光において単一のドットの微視的な物性を観測し解析できることは非常に重要である<sup>9-11</sup>。ドット集団のゆらぎが複数の要因によって決定される場合、通常の分光法によってドットの性質を精密に解析することは非常に困難である。特に、ドットの量子状態の位相緩和やエネルギー緩和を調べる上で、単一ドット分光は必然である。また、ドット中の電子-正孔対の数の増減や局所的な摂動によって変化する物性等の非常に微妙な測定に対して単一ドット分光は最も有力かつ直接的である。

図2に筆者らが用いている顕微分光システムの概略を示す。顕微鏡を構成する部分は通常の顕微鏡と大差はないが、共焦点光学系として焦点面上の拡大された像の一部をピンホールあるいはスリットで切り出せるように設計されている<sup>12,13</sup>。励起光が700~800 nm程度である場合、対物レンズを通して試料上に集光されたレーザースポットの直径は約2 μm程度である。5×10<sup>8</sup>~5×10<sup>9</sup> cm<sup>-2</sup>のドット面密度<sup>7</sup>からスポット中のドットの個数は15~150個と推定される。さらに少数のドットの観測のため、試料表面には200 nm角の微細な窓を有する金属膜が誘電体膜を挟んで蒸着されている。このシステムを用いることの利点は励起光や試料からの信号光の偏光を容易に制御できること、また通常の分光で用いるあらゆる手法をほぼすべて用いることができることである。近年、位置分解能に非常にすぐれ、かつナノメートルの精度で形状の計測が可能ナノプローブ等の手法が開発されているが、光の導入/検出に光

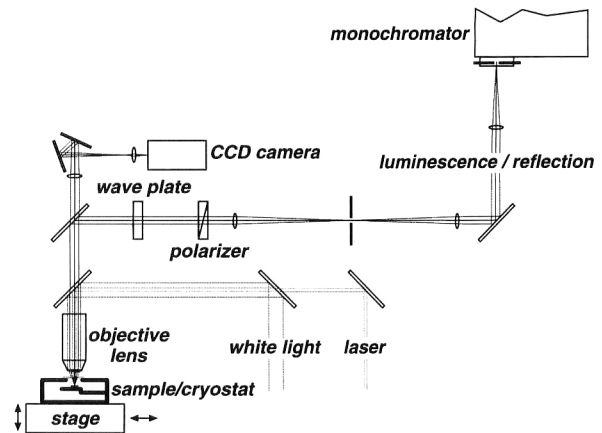


図2 顕微鏡を用いた単一ドット分光システム。

ファイバーを用いるため、偏光の制御やファイバー中のラマン散乱等の抑制に難がある。

次章以降で解説するディスク状InGaAsドット中の0次元励起子の単一ドット分光は3.8~5 Kにおいて行った。

## 3. 0次元励起子

はじめにも述べたように、状態の離散化とクーロン相互作用の結果として、量子ドットを特徴付ける光物性は完全に離散化した励起子状態と励起子間相互作用の増大による多励起子効果である<sup>12</sup>。クーロン相互作用による電子-正孔対（励起子）形成がもたらす光吸収の空間における限定と、自由な電子、正孔の状態の振動子強度が励起子基底状態に集中する結果として現れる振動子強度の増強は、量子ドットの大きさが励起子が占める体積の数倍である場合、なお健在である。量子ドットの閉じ込めポテンシャルが電子-正孔対の並進運動のみならず相対運動をも制限する結果として、励起子の結合エネルギーは増大する。したがって、ドット中の励起子はバルクや量子井戸における励起子と比べてはるかに安定に存在することができる<sup>9,11,13</sup>。3つの方向からの閉じ込めによって励起子状態が完全に離散化するため、フォノン等による散乱頻度の著しい低下がもたらされ、この散乱頻度の低下によって光励起によって作られたコヒーレンスの寿命、すなわち位相緩和時間は長くなる。以下に示す多数の発光線が非常にシャープなのはこの長い位相緩和時間のためである。図3は、単一ドットの photoluminescence (PL) スペクトルの振る舞いがいかに原子準位からの光放出と似ているかを示している<sup>12</sup>。ここでは、ドット集団の偏差からさらに離れたエネルギーのドットを観測することで単一ドット分光を実現している。励起にはAr<sup>+</sup>レーザーの514.5 nmの発振線を用いているため、ドット周囲のバリアを励起している。励起光強度の増大によってわずか0.5 W/cm<sup>2</sup>程度の励起強度において

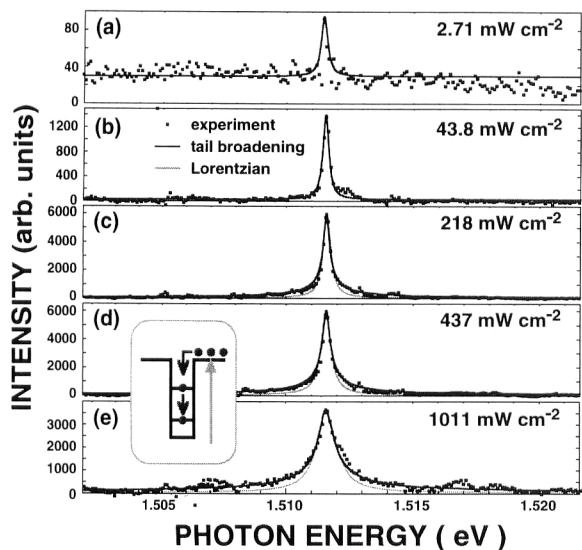


図3 単一ドット励起子発光スペクトルの異なる励起密度の増大による変化。励起光エネルギーは2.410 eV (量子ドットのバリア層を励起)。

も飽和と線幅の増大を引き起こすことがわかる。この振る舞いは原子準位のそれに非常に似ており、いわゆる飽和広がりと同様の現象である。一方、ドット中の励起子の離散的な励起準位を共鳴励起した場合はどうなるであろうか。図4はTi/Sapphireレーザーを用いてそれを行った場合の結果を示している。このドット中の励起子発光の半値全幅は約34  $\mu\text{eV}$ であり、分光器の分解能を考慮すれば  $T_2$  はゆうに40 ps以上もあることを意味する。先程と同様に励起光強度の増大によって発光強度の増大と飽和が観測されるが、1 kW/cm<sup>2</sup> 程度の高励起時にも線幅の増大はみられない。これは、励起子の励起メカニズムが2つの励起条件で著しく異なるためである。図3の挿入図に示すように、バリアを励起する場合は電子-正孔対ははじめにバリア中に作られる。電子と正孔は別個にドットのポテンシャル井戸に落ち込むことができ、そこで励起子を形成する。励起密度、0.5 W/cm<sup>2</sup> 時に Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>As バリア中の電子-正孔対のシート密度は  $1\sim 2\times 10^9\text{ cm}^{-2}$  程度と推定され、ドットの面密度が  $10^9\text{ cm}^{-2}$  程度であることを考慮すれば、0.5 W/cm<sup>2</sup> 時にドット中に1, 2個以上の電子-正孔対が落ち込むことになる。これに対して励起準位を共鳴励起する場合は、励起子がひとつ励起された後にはパウリの排他率と多体効果によって同一準位を介しての励起がブロックされるため(図4の挿入図を参照)、容易に励起子の数を増やすことはできない。これが共鳴励起の際の線幅の増大が起こりにくい理由である<sup>12)</sup>。バリア励起の場合に線幅の増大、すなわち位相緩和時間の短縮が容易に起きる理由は多体励起によって一種のオージェ効果、あるいはクーロン

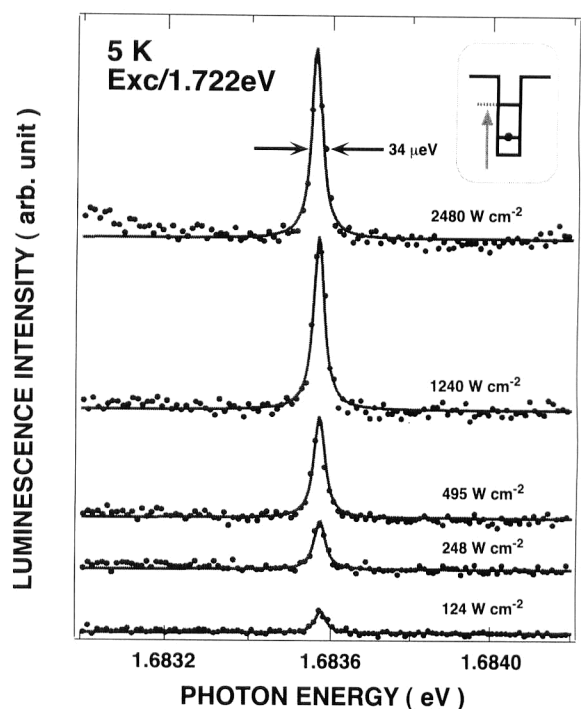


図4 異なる励起密度下での単一ドット励起子発光スペクトル。励起光エネルギーは1.722 eV (励起子の励起状態に共鳴)。

散乱に似た励起子散乱メカニズムが引き起こされるためであると解釈できる。

励起子がひとつだけ存在するような条件下では、位相緩和の主な原因はフォノン等による散乱、また発光緩和である。ゆうに40 ps以上もある  $T_2$  はこれらの散乱頻度が状態の離散化によって著しく抑制されるためである。2つ以上の対が存在し得る状況下ではこれに加えてオージェ効果に似た散乱機構が位相緩和を促進する。量子ドットの光応答には、ドット中の電子-正孔対の個数(多体効果)が大きな影響を与える。光によって空のドットに励起子を1つ作るときの光吸収のスペクトルと、そこからさらにもう1つ励起子を光励起するスペクトル(励起子分子の addition スペクトル)は大きく異なる。この状況はさらに励起子数が増える場合も同様であるが、励起子(電子-正孔対)数が増大するにつれて、電子と正孔の配置のバリエーションがいく通りにも可能になるため、addition スペクトルまた光放出スペクトルは多数の吸収/発光線スペクトルの集合になる。このような多体励起は Ar<sup>+</sup> レーザー等を用いてドットの周囲(バリア中)に電子/正孔を励起するとき起きやすく、これまでにも多数の報告がある<sup>14)</sup>。実際は、量子ドット中に存在するキャリアは対ばかりではなく、荷電励起子や荷電励起子分子といえるような状態も存在するため、状況はかなり複雑である。

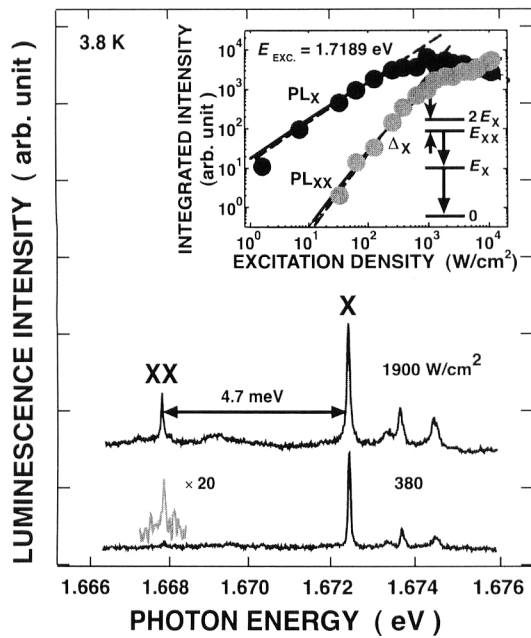


図5 3.8 Kにおける単一ドット中の励起子 (X) と励起子分子 (XX) の発光線. 挿入図は励起子/励起子分子発光の積分強度と光励起密度との関係を表す.

#### 4. 励起子相関

量子ドットの閉じ込めポテンシャルは励起子の安定化のみならず、励起子分子の安定化をももたらす<sup>9,13</sup>。量子ドットにおいては励起子同士の相関が増大するため、光に対する応答も必然的に非線形となる。数個のドットのみを観測する状況において、この事実を確認することができる。図5に200 nm角の微細な窓を通して観測した3 nm In<sub>0.4</sub>Ga<sub>0.6</sub>Asからの発光スペクトルを示す。試料中のディスク様ドットの横方向の広がりには30~50 nmである。励起光は約1.72 eV、直線偏光である。励起強度の増大によってXとラベルした励起子発光が線形に増大し飽和した後に徐々に消えていくことがみてとれる。これと同時にXより4.7 meV (励起子分子結合エネルギー) 程低エネルギー側の発光線XXが現れ、励起子発光が飽和した後も非線形に増大していくことがわかる<sup>13</sup>。この発光XXが励起子分子が励起子に分解するときに放出される発光である。図5にこれら2つの発光の積分強度の変化を励起密度の関数としてプロットした。発光線XXが励起密度の2乗で増大することが確認できる。図中の実線は励起子発光寿命と励起子分子発光寿命の比、 $\tau_r^X/\tau_r^{XX}=2.4$ としたときの励起子/励起子分子4準位系の速度方程式により計算した励起子/励起子分子発光強度を表している。計算は実験結果をよく再現し、発光XXが励起子分子起源であることが確認できる。励起子波動関数の2次元的な広がり数倍の広がりをもつ量子ドットにおいても励起子相関の増

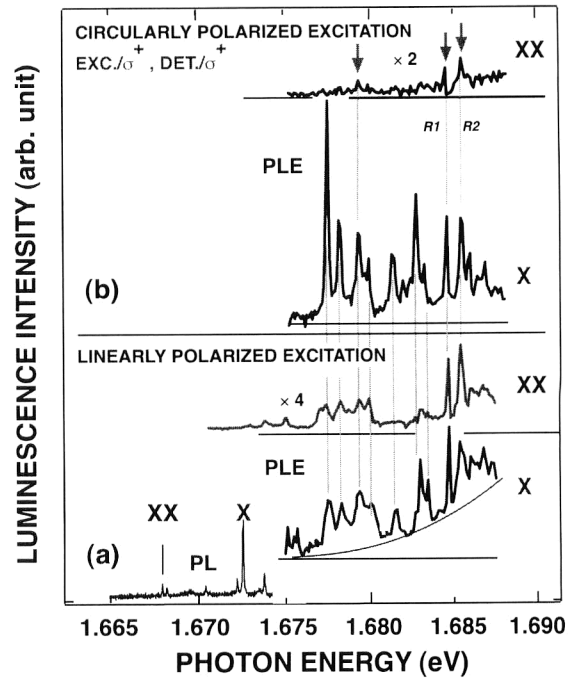


図6 単一ドット励起子および励起子分子の励起スペクトル。(a) 直線偏光励起、(b) 円偏光励起。

強は顕著であり相関エネルギーは4.7 meVにも達し、量子井戸における報告値1 meVやバルクGaAsにおける値0.2 meV<sup>15,16</sup>を大きく上回る。

前章でも述べたように励起子相関の増強は量子ドットの光応答を相当に複雑にする。上の実験結果より、バリア励起になっていない場合でも比較的高い励起子エネルギー準位を励起する場合には、励起子と同時に励起子分子も励起されることがわかる。したがって、励起子の離散化励起状態を励起している状況下においても常に励起子分子の同時励起を考慮する必要がある<sup>17</sup>。

単一ドット分光において非常に有効な分光法として励起関数 (photoluminescence excitation; PLE) の測定がある。これは、励起光のエネルギーを変えつつ単一ドットの蛍光強度を計測することにより励起状態の準位構造や励起メカニズムに関する情報を得る手法である。前章で述べた励起子と励起子分子発光についてこの方法を適用した結果を図6に示す。ディスク状の量子ドットでは励起子のスピンのよい量子数であるので、光の偏光状態を変えて励起スペクトルを測定することでスペクトル中の共鳴の角運動量についてある程度の情報を得ることができる<sup>13</sup>。励起子分子を考えると、発光にかかわる最低次の準位は角運動量  $J=0$  をもつ。これはスピンのいけば反平行スピンの対に相当する。励起状態には  $J=0$  以外の状態、例えば平行スピン対 ( $J=2$ ) の状態が考えられる<sup>18</sup>。円偏光の光を用いたとき、励起子に関してはスピン縮退によってどの準位

も励起することができるが、2光子吸収で励起される励起子分子状態は平行スピンのものだけである。図6の下側(a)の2つのスペクトルは直線偏光励起下の励起子発光、励起子分子発光のPLEスペクトルである。他方、(b)の2つのスペクトルは $\sigma^+$ 偏光励起下の励起子発光( $\sigma^+$ )、励起子分子発光( $\sigma^+$ )のPLEスペクトルである。励起子発光のPLEスペクトルにみられる多数の輝線吸収線は励起子の励起準位である。 $\sigma^+$ 偏光励起の下での励起子分子PLEスペクトルにおいては、3本の共鳴線を除いて観測されない。円偏光は角運動量1を持ち込むため、単一のスピン要素しか励起しないことに注意すれば、2光子吸収を要する励起子分子の生成は $J=2$ の励起子分子状態を介してのみ成される。したがって、R1とR2と記した2本の共鳴線は励起子分子の平行スピン状態の励起を反映した過程である可能性が高い。この点は次章においてさらに議論する。これに対して、励起光が直線偏光している場合、励起子分子の励起スペクトル中のほぼすべての共鳴が励起子励起スペクトル中にもみられる。2つの励起子からなる励起子分子の状態密度が励起子準位密度の2乗程度であることと、ほとんど相互作用をしない励起子対の存在をも考慮すると、40 nm程度のドットでは励起子分子の状態は非常に密に分布していることが推察される。光子エネルギーが特定の励起子準位に共鳴であっても、引き続く2つ目の光子吸収が励起子分子の密に分布する準位を励起するため、励起子分子の直線偏光での励起には励起子の準位構造を反映した共鳴構造が現れる<sup>19)</sup>。このスペクトルは先に述べた addition スペクトルとは異なる。 $\sigma^+$ 偏光励起下と直線偏

光励起下での励起子のPLEスペクトルを比較すると、図6中に実線で表した連続的なスペクトル成分が $\sigma^+$ 偏光励起下では消失していることがわかる。これも、 $\sigma^+$ 偏光励起ではほぼ連続的に密に分布する励起子分子からの寄与がないためであろうと思われる<sup>13,17)</sup>。

以上の結果から、量子ドットにおいては励起子効果の増強による非線形性に加え、励起子準位のコヒーレンス寿命の増大と励起子相関の増強による励起子分子効果によって2光子遷移(多光子遷移)の確率が大幅に増えると結論できる。このような量子ドットの物性はさらにきわめて興味深い現象を導く。それが次に述べる1光子遷移による励起子の励起過程と2光子遷移による励起子分子の形成/崩壊による励起子の再励起過程の間の量子力学的干渉現象である<sup>17,19)</sup>。

## 5. 量子力学的干渉効果

量子力学においては状態の遷移の道筋が複数あれば遷移の確率はそのすべての経路についての確率の和で表される。量子干渉とは、それぞれの経路の確率振幅の位相関係により全体としての遷移確率振幅に干渉効果が現れる現象である。光と原子の相互作用において最もよく知られている量子干渉現象は、原子の光イオン化閾値エネルギー以上の連続スペクトル中でみられるファノ共鳴である<sup>20,21)</sup>。光イオン化を閾値エネルギー以上で観測すると、自動イオン化離散準位を経由するイオン化過程と連続的に分布する直接イオン化準位を経る過程が競合し相殺的に干渉する結果、吸収の消失が観測される。これがファノ量子干渉である。その共鳴スペクトルは自動イオン化離散準位の片側でゼロ吸収を、反対側で最大吸収を与えるようなきわめて特徴的な形状になる。

量子ドットにおいては励起子相関の大幅な増大によって励起子のみならず励起子分子もが光応答に大きな役割を果たす。光励起が励起子状態の占有率の飽和に十分な水準にある場合、励起子は光によって作られたコヒーレンスを失う前に2番目の光子を吸収して励起子分子を形成する。励起子分子が光を放出して再び励起子に戻ることを考えれば、適当な強度の光励起の下で励起子の発光基底状態に至る複数の遷移経路を励起することが可能である<sup>19)</sup>。その一例を図7に示す。 $\phi_1$ においては光励起は励起子の励起状態 $X^*$ への遷移とそれに続く発光基底状態 $X_0$ への緩和を導く。これに対して $\phi_2$ の過程では、1光子吸収により励起子の励起状態 $X^*$ への遷移が起き、さらにこの励起状態 $X^*$ のコヒーレンスが失われる以前に2つ目の光子が吸収されることによって励起子分子の励起状態 $XX^*$ への遷移

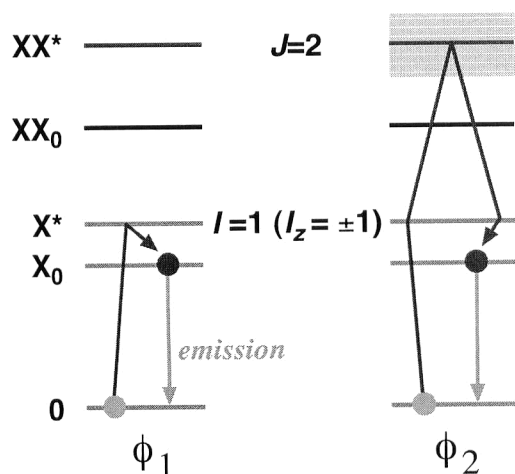


図7 0次元励起子の1光子、ならびに2光子励起遷移の例。励起子の励起準位 $X^*[I=1(I_z=\pm 1)]$ への1光子励起と引き続く発光準位 $X_0$ への緩和(経路 $\phi_1$ )。励起子の励起準位 $X^*[I=1(I_z=\pm 1)]$ を経由する2光子遷移による励起子分子 $XX^*[J=2]$ 準位の励起と誘導放射と緩和による発光準位 $X_0$ への遷移(経路 $\phi_2$ )。

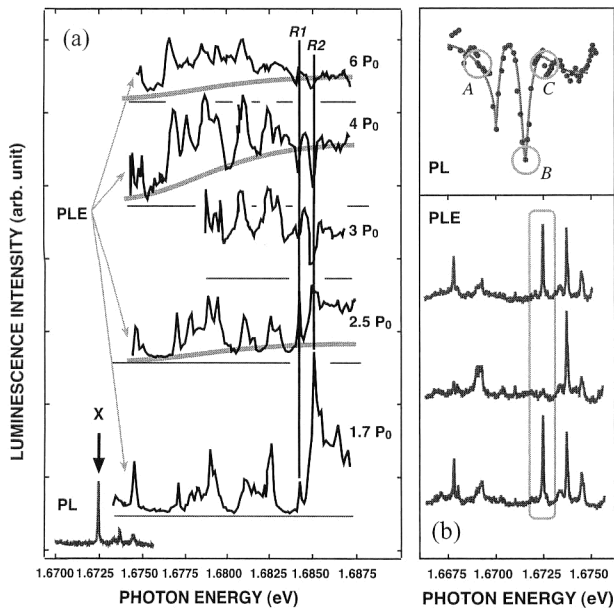


図8 (a) 単一ドットの励起子発光 (X) の励起関数スペクトル。光励起強度はそれぞれ1.7, 2.5, 4, 6  $P_0$ 。  $P_0$  は約49 W/cm<sup>2</sup>。励起強度の増大によってR1とR2はピークから徐々に増大する連続的なスペクトル成分中のディップに転じる。(b) R2がディップに転じるとき励起子発光線は消失する。

が起きる。励起状態  $XX^*$  は光放出によって再び励起子状態に戻り、さらに発光基底状態  $X_0$  に戻るであろう。励起子/励起子分子を経由する遷移の経路はほかにも多数存在し、あるものはさらに3励起子状態をも経由するであろう。系の基底状態（無励起状態）から励起子状態  $X_0$  への遷移確率はそのようなすべての経路の確率振幅の和であり、それぞれの位相関係により励起子状態  $X_0$  の占有率は干渉効果で増減する。われわれはこのような現象を励起子発光の励起スペクトルに観測した。図8(a)に異なる励起強度の下に計測した励起子発光の励起スペクトルを示した。ここに励起光は直線偏光とし、蛍光の直線偏光成分を検出した。6通りの励起強度はそれぞれ0.55, 1.7, 2.5, 3, 4, 6  $P_0$ , ( $P_0=49$  W/cm<sup>2</sup>) である。励起光強度の増大とともに励起スペクトルは非常に非線形な振る舞いをする。低励起においてはスペクトル中の狭い励起準位共鳴はすべてピークとして現れる。励起強度とともに、各共鳴はほぼ線形に増大し、かつ徐々にブロードになる。同時に各共鳴間に連続帯様のスペクトル成分が徐々に増加する。先程の議論から、これは励起子分子の励起/分離の寄与であると考えられる。注目すべきことに、励起強度の増加によってR1, R2と記した2本の共鳴は非対称なピークに変化し、さらに連続帯様のスペクトル成分がかなりの寄与を与えるようになると、R1とR2はピークから非対称なディップに変化してしまう。図8(b)に示すように、ディップでは

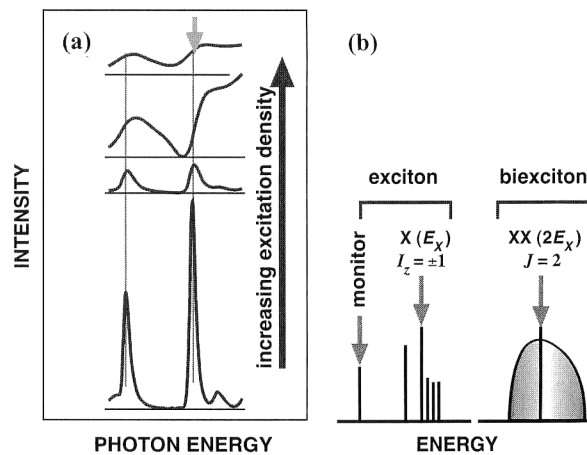


図9 (a) 励起子発光 (X) の励起関数スペクトルの光励起強度の増大に対する変化のシミュレーション。光励起強度の増大により励起子分子経由の遷移が可能になり量子干渉を示す。(b) 励起子分子擬連続帯中の励起子分子の  $J=2$  状態が励起子の  $I=1$  ( $I_z=\pm 1$ ) 状態の2倍のエネルギーをもつと仮定した。

励起子の発光はほぼ消失し励起子基底状態の占有率がほぼゼロになることがわかる<sup>19)</sup>。

図7の  $\phi_2$  のような励起子のみならず励起子分子をも経由する遷移は励起子状態の飽和が起きるような励起レベルではじめて可能になる。したがって、図7の  $\phi_1$  のように励起子を経由する遷移と、 $\phi_2$  のような励起子のみならず励起子分子をも経由する遷移との間の量子干渉は励起強度の増大とともに変化するはずであり、上に示した斬新的な吸収と干渉効果の変化はまさにこのためであると思われる。この現象で大きな役割を果たすのは、R1, R2が励起子分子の離散的な平行スピン状態への遷移であり、かつそれらが励起子分子の連続的なエネルギー状態の中に位置することである。この様子を図9(b)に模式的に示した。

励起子発光基底状態からの蛍光の強度は図7に示したような多数の励起プロセスの確率振幅の和の絶対値で表される。そこで励起子発光 (X) の励起関数スペクトルの光励起強度の増大に対する変化のシミュレーションを行ってみる。ここで、図9(b)に示すように励起子分子擬連続帯中に励起子分子の  $J=2$  状態が位置し、そのエネルギーを励起子の  $I=1$  ( $I_z=\pm 1$ ) 状態の2倍と仮定した。図7に示したような多数の遷移プロセスについて確率振幅を足し合わせ、その絶対値の2乗を計算することによって励起スペクトルを再現できる。詳細の解説は他の文献<sup>19)</sup>に譲ることにして、結果だけを図9(a)に示すこととする。励起強度の増大に伴って、励起スペクトルの共鳴形状がピークから非対称なピークを経て、励起子分子励起に起因する連続帯様スペクトル成分中のディップに変遷する様子がよく再現されている。



## 6. 今後の展開

半導体ナノ構造の自然形成の利用によってわれわれは人工原子たる量子ドットを手に入れた。粒子数の増減というユニークな特徴を示すこの固体人工原子は光に対して純粋に量子力学的な応答を示し、きたるべき量子状態の光学的マニピュレーション<sup>22)</sup>の実現に向けて、先駆的な役割を果たすと思われる。今後、例えば前述の量子干渉現象等の詳細をさらに解析することで、量子ドットの光学応答を制御するひとつのプロトタイプをデモンストレーションできるであろう。

## 文 献

- 1) Y. Arakawa and H. Sakaki: Appl. Phys. Lett., **40** (1982) 939-941.
- 2) D. Leonard, M. Krishnamurthy, C. M. Reaves, S. P. Denbaars and P. M. Petroff: Appl. Phys. Lett., **63** (1993) 3203-3205.
- 3) D. Leonard, M. Krishnamurthy, S. Fafard, J. L. Merz and P. M. Petroff: J. Vac. Sci. Technol. B, **12** (1994) 1063-1066.
- 4) J. M. Moison, F. Houzay, F. Barthe, L. Leprinc, E. André and O. Vatel: Appl. Phys. Lett., **64** (1994) 196-198.
- 5) J. Oshinowo, M. Nishioka, S. Ishida and Y. Arakawa: Appl. Phys. Lett., **65** (1994) 1421-1423.
- 6) M. Grundmann, J. Christen, N. N. Ledentsov, J. Börner, D. Bimberg, S. S. Ruvimov, P. Werner, U. Richter, U. Gösele, J. Heydenreich, V. M. Ustinov, A. Yu. Egorov, A. E. Zhukov, P. S. Kopev and Zh. I. Alfenov: Phys. Rev. Lett., **74** (1995) 4043-4046.
- 7) R. Nözel, J. Temmyo and T. Tamamura: Nature, **369** (1994) 131-133.
- 8) R. Nözel, J. Temmyo, H. Kamada, T. Furuta and T. Tamamura: Appl. Phys. Lett., **65** (1994) 457-459.
- 9) K. Brunner, G. Abstreiter, G. Böhm, G. Träkle and G. Weimann: Phys. Rev. Lett., **73** (1994) 1138-1141.
- 10) J.-Y. Marzin, J.-M. Gerard, A. Izraël, D. Barrier and G. Bastard: Phys. Rev. Lett., **73** (1994) 716-719.
- 11) D. Gammon, E. S. Snow, B. V. Shanabrook, D. S. Katzer and D. Park: Phys. Rev. Lett., **76** (1996) 3005-3008.
- 12) H. Kamada, J. Temmyo, M. Notomi, T. Furuta and T. Tamamura: Jpn. J. Appl. Phys., **36** (1997) 4194-4198.
- 13) H. Kamada, H. Ando, J. Temmyo and T. Tamamura: Phys. Rev. B, **58** (1998) 16243-16251.
- 14) 杉崎 満, 任 紅文, 舛本泰章: 固体物理, **35** (2000) 335-345.
- 15) R. C. Miller, D. A. Kleinman, A. C. Gossard and O. Munteanu: Phys. Rev. B, **25** (1982) 6545-6547.
- 16) G. W.'t Hooft, W. A. J. A. v. d. Poel, L. W. Molenkamp and C. T. Foxon: Phys. Rev. B, **35** (1987) 8281-8284.
- 17) H. Kamada, H. Ando, T. Takagahara, J. Temmyo and T. Tamamura: J. Lumin., **87-89** (2000) 46-51.
- 18) S. Nair and T. Takagahara: Phys. Rev. B, **55** (1997) 5153-5170.
- 19) H. Kamada, T. Takagahara, H. Ando, J. Temmyo and T. Tamamura: Phys. Status Solidi A, **178** (2000) 291-296.
- 20) U. Fano: Phys. Rev., **124** (1961) 1866-1874.
- 21) H. Beutler: Z. Phys., **93** (1935) 177.
- 22) N. H. Bonadeo, J. Erland, D. Gammon, D. Park, D. S. Katzer and D. G. Steel: Science, **282** (1998) 1473-1476.

(2000年9月20日受理)