

半導体の光物性－励起子研究の歩み－

中山 正昭

大阪市立大学大学院 工学研究科電子情報系専攻

Progress in investigations of excitons in optical properties of semiconductors

Masaaki Nakayama

Department of Applied Physics, Graduate School of Engineering, Osaka City University

The progress in investigations of excitons is overviewed from the following two aspects: the hierarchy of photoexcited states and dimensionality of semiconductor structures.

1. はじめに

励起子は、半導体の光物性と光機能性を担う中核であり、長年にわたって膨大な研究が行われてきて、現在もお光物性の中心テーマの一つである[1]。励起子の理論的な概念は、1930年代に Frenkel[2]と Wannier[3]によって提案された。それらが、いわゆるフレンケル型励起子（励起子包絡関数の広がり単位格子内、もしくは、分子内）とワニエ型励起子（励起子包絡関数が結晶空間である程度広がっている）である。物質を無機半導体に限定すると、ワニエ型励起子が対象となる。ワニエ型励起子は、 Cu_2O 結晶を対象として Gross らによって 1952 年に初めて観測された[4]。また、励起子光学遷移の量子論は、1957 年に Elliott によって基礎が確立された[5]。励起子研究には、多様な視点があるが、光励起状態の階層性 [励起子（励起子ポラリトン）→励起子分子→励起子－励起子（電子）非弾性散乱→（モット転移）電子・正孔プラズマ] と半導体構造の次元性 [バルク結晶（3次元）→量子井戸・超格子（準2次元）→量子細線（準1次元）→量子ドット（準0次元）] が相互に絡み合っており、研究が進展してきたと捉えることができる。本稿では、上記の観点から、励起子研究の歩みについて概説するが、膨大な学問体系を限られた誌面で記すことは不可能であり、学術性を保ちながらも物語風に述べることにする。

2. 励起子ポラリトン

孤立した励起子が光と相互作用すると、励起子と光が結合した励起子ポラリトンが形成される。これは、古典電磁気学では、Maxwell 方程式から直接的に導出される以下のポラリトン方程式によって表現される。

$$c^2 \mathbf{k}^2 / \omega^2 = \varepsilon(\omega, \mathbf{k}) \quad (1)$$

ここで、 c が真空中での光速、 ε が励起子誘電関数である。この励起子ポラリトンの概念は、1963 年に Hopfield と Thomas の研究[6]によって飛躍的に進展し、それは光物性の基礎を築いたと言っても過言ではない。Hopfield と Thomas は、 CdS 結晶の反射スペクトルにおいて、縦型励起子エネルギー付近に特異的な反射構造が観測されることに着目し、それを解析するために励起子ポラリトンの量子力学的表現と付加的境界条件（電磁気学的に境界条件が不足するために人為的に境界条件を加える）を適用した。彼らの理論的枠組みは、その後広く応用されたが（現在においても）、任意性がある付加的境界条件が議論的となった。これに対して、1986 年に Cho は[7]、励起子ポラリトンを付加的境界条件なしで取り扱う理論を提案し、Ishihara と Cho は[8]、薄膜に対してそれを厳密に適用して、現実的なものであることを明らかにした。この理論はさらに発展し、微視的非局所応答理論が構築され、最近では特にナノ構造を対象として理論が展開されている[9]。

励起子ポラリトンは、式(1)で与えられる分散関係で決定される群速度で結晶中を伝播するこ

とは、飛行時間測定から明らかになっている[10, 11]。したがって、励起子ポラリトン発光は、ポラリトンが結晶中を伝播して表面に達した際に光に変換される過程として生じる[12]。そのために、励起子ポラリトンの発光寿命は、結晶中のポラリトンの平均走行距離を L 、群速度を $v_g(E)$ とすると、概略的にはその脱出時間 $t_{\text{escape}}=L/v_g(E)$ に相当する。これが、遷移確率（振動子強度）で決定される励起子発光過程との根本的な相違である。

3. 束縛励起子

結晶中の不純物に束縛された励起子を束縛励起子と呼ぶ。一般的には、中性ドナー、中性アクセプター、イオン化ドナー、イオン化アクセプターに束縛された励起子 (D^0X 、 A^0X 、 D^+X 、 A^-X) がある。ただし、 A^-X は束縛状態が不安定になることが理論的に指摘されており[13]、通常は観測されない。1960年に Haynes は[14]、Si 結晶における束縛励起子の束縛エネルギー（自由励起子と束縛励起子とのエネルギー差）の不純物依存性を系統的に測定し、束縛エネルギーと不純物のイオン化エネルギーとの間に線形関係が成立するという経験則、Haynes 則を提案した。Haynes 則は、これまでに多くの半導体で確認されている。

4. 励起子分子

励起子 2 量体である励起子分子は、荷電励起子（励起子+電子、励起子+正孔）と合わせて、1958年に Lampert によって概念が提案された[15]。1光子励起において光励起密度がある程度高くなり、励起子-励起子衝突の頻度が顕著なると、励起子分子が形成される。1966年に Haynes が[16]、Si 結晶の発光スペクトルにおいて励起子分子を発見したと報告したが、後になって電子・正孔液滴（電子・正孔プラズマの凝縮相）であることが分かった。明確な励起子分子発光は、1968年から1970年に CuCl 結晶を対象に発見された[17, 18]。CuCl の場合、励起子分子束縛

エネルギーが 32meV であり、他の半導体と比べて非常に大きいために（Si で 1.5meV、CdS で 4.4meV、ZnO で 15meV）、初期段階での観測が容易であったと言える。励起子分子発光は、励起子分子 (XX) 分散から励起子 (X) 分散への光子放出遷移過程である ($XX \rightarrow \text{photon} + X$)。励起子分子の発光スペクトル形状は、励起子分子分散の有効質量が励起子分散の 2 倍であるために、上記の遷移過程での余剰エネルギーが負になり、低エネルギー側に裾を引く逆ボルツマン形状となる。励起子分子束縛エネルギーに関しては、1972年に Akimoto と Hanamura が[19]、電子 2 個と正孔 2 個の 4 体間クーロン相互作用を考慮したハミルトニアンの変分計算を行い、励起子と励起子分子束縛エネルギー比の電子と正孔有効質量比との関係を明らかにした（有効質量比が 0 から 1 になるにしたがって束縛エネルギー比が 0.298 から 0.0273 に単調に減少する）。この計算結果は、どのような半導体においても励起子分子が安定状態であることを示している。励起子分子と励起子の熱力学に関しては、Si 結晶を対象に Gourley と Wolfe による精密な研究が 1979 年に報告された[20]。その論文において、励起子分子と励起子が準熱平衡状態の場合、励起子分子発光強度は励起強度が比較的低い領域では励起強度の 2 乗に比例し、励起強度が高い領域では 1 乗に比例すること、さらに、励起子分子の見かけの発光寿命は励起子の 1/2 になることが明らかにされている。また、励起子分子も励起子と同様に不純物との束縛状態（束縛励起子分子）を形成する[21]。

励起子分子は、2光子共鳴励起によって直接に光生成することができる。Hamanura は、1973年に励起子分子による巨大 2光子吸収を理論的に予言し[22]、1975年に Nagasawa らによって CuCl 結晶で実証された[23]。近年では、フェムト秒パルスレーザーを用いて、励起子分子の 2光子共鳴励起を利用した縮退 4光波混合 (DFWM) による励起子分子のコヒーレントダイナミクスに関する研究が、バルク半導体では GaN や ZnO を

対象に盛んに行われている[24-26]。DFMWにおいて観測される量子ビートは、励起子分子束縛エネルギーを精密に決定するツールとして利用できる。

2 光子共鳴励起によって生成された励起子分子は、エネルギーと波数ベクトルがそろい、コヒーレンスが保たれた状態になる。このようなコヒーレント状態の励起子分子から、2つの励起子ポラリトン状態に散乱する遷移が生じる。これを、励起子分子共鳴ハイパーパラメトリック散乱 (BRHPS) と呼ぶ。BRHPS は、1978年に Itoh と Suzuki によって詳細な研究が行われた[27]。2004年に Edamatsu らは、BRHPS がコヒーレント過程であることに着目し、それによって発生する2つの散乱光子が量子もつれ状態であることを明らかにした[28]。量子情報通信や量子情報処理において、量子もつれ光子対生成は重要な基盤技術の一つである。

5. 励起子非弾性散乱発光

先に述べた1光子励起による励起子分子形成過程は、励起子と励起子が衝突して結合する過程であるが、それとは逆に散乱されて発光が生じる過程がある。励起子-励起子非弾性散乱発光は、1s状態の2個の励起子が、一つは2s状態以上の高エネルギー励起子状態に散乱され、エネルギーと波数ベクトル保存則から、他方がエネルギーが低い光子分枝に散乱されて光を放出する過程に相当する ($X+X \rightarrow X^* + \text{photon}$)。また、励起子-電子非弾性散乱発光も生じる。この場合、電子は大きな波数ベクトルを有する電子状態 (ホットエレクトロン状態) に散乱され、励起子が光子分枝に散乱される ($X+e \rightarrow e^* + \text{photon}$)。このような励起子非弾性散乱発光は、1970年代に ZnO や CdS などの励起子が安定なワイドギャップ II-VI 族半導体を中心に盛んに研究が行われた[29]。励起子-励起子非弾性散乱発光のエネルギーは、励起子エネルギーからほぼ励起子束縛エネルギーだけ低エネルギーとなる。一方、励起子-電子非弾性散乱発光のエネルギーは、バ

ルク結晶の場合、励起子とのエネルギー差が温度に比例するという特徴を有する[30]。

励起子非弾性散乱過程は、光学利得を生み出し、誘導放出が生じる。これは、光機能性の観点で興味深いものである。1974年の CdS 結晶を対象とした研究では[31]、励起子非弾性散乱過程によるレーザー発振が明確に報告されている。ZnO 微結晶薄膜において、1998年に室温で光励起レーザー発振が観測されて注目を集めたが[32]、その原理は励起子-励起子非弾性散乱過程であり、ZnO の励起子束縛エネルギーが 60meV と室温の熱エネルギーよりも大きいこと (励起子の室温安定性) が要因となっている。

近年では、GaN 系における励起子非弾性散乱発光が着目されている[33, 34]。また、従来は、励起子束縛エネルギーが大きいワイドギャップ半導体でのみ励起子非弾性散乱発光が観測されていたが、2010年に励起子束縛エネルギーが 4meV 程度のナローギャップ半導体である GaAs_{1-x}N_x 薄膜結晶において、励起子-励起子非弾性散乱発光が観測された[35]。ほぼ同じ励起子束縛エネルギーを有する GaAs 結晶では、励起子-励起子非弾性散乱発光に関する報告は全く無く、GaAs_{1-x}N_x 薄膜結晶の特異性の起源については明らかにされていない。

6. 励起子と励起子ポラリトンのボース凝縮

励起子密度が Mott 転移 (電子・正孔プラズマの形成) 密度よりも1桁以上小さい場合、励起子系はボース粒子ガスと見なすことができる。したがって、原理的にはボース・アインシュタイン凝縮 (BEC) が期待される。1964年に Keldysh と Kopaeв が最初の理論的な提案を行い (BCS 理論に類似したモデル) [36]、1970年以降、励起子と励起子分子を対象に盛んに研究が行われてきた。2000年までの励起子系 BEC の研究については、文献[37]に詳細がまとめられている。

これまでの励起子 BEC の研究において、多様な半導体を対象となってきたが、とりわけ Cu₂O 結晶が主対象となってきた。Cu₂O 結晶の場合、

最低エネルギー励起子状態は、直接遷移型であるが電気双極子遷移禁制でスピン禁制であり（パラ励起子と呼ばれる）、 μs オーダーの長い励起子寿命となる。この長い励起子寿命は、励起子有効温度の冷却において極めて有利であり、そのために BEC を発現する舞台として期待されてきた。1993 年に Fortin らは[38]、 Cu_2O 結晶の底面をパルスレーザーで励起し、上面に電極を付けて底面からの励起子輸送を光電流で検出する実験を行った。その結果、励起強度が低い条件では拡散的であった輸送挙動が励起強度の増大に伴ってパルスの（コヒーレント輸送と見なせる）になることを見だし、BEC による励起子超流動の発現であると解釈した。この解釈については、BEC ではなくフォノン風の効果であるという解釈が後に主流となった。2011 年に Yoshioka らは[39]、 Cu_2O 結晶に局所的な歪みを加えて励起子に対するポテンシャルトラップを形成し、試料温度を sub-K まで下げることによって励起子 BEC の観測に成功した。試料温度を sub-K まで下げることの必要性は、次式で定義される BEC 臨界密度（3 次元）を小さくして励起子-励起子衝突を避けるためである。

$$n_c = 2.612g \left(\frac{M_x k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \quad (2)$$

ここで、 g は縮退因子、 M_x は励起子有効質量を意味する。尚、BEC 臨界濃度を超えると、緩和爆発という現象が生じ、凝縮体は不安定化する。

BEC に関する最近の研究は、半導体微小共振器（マイクロキャビティ）における励起子ポラリトン凝縮が主流となっている。微小共振器では、共振器に閉じ込められた光と励起子との強結合により、共振器ポラリトンが形成される。共振器ポラリトンは、1992 年に Weisbuch らによって GaAs 系微小共振器を対象として初めて観測された[40]。BEC における共振器ポラリトンの優位性は、その極めて小さい有効質量にあり、励起子有効質量の 10^{-4} 程度である。式(2)から、有効質量が小さくなると BEC 臨界濃度が低下すること、また、臨界温度が高くなることが容易

に理解できる。2006 年に CdTe 系微小共振器を試料として、共振器ポラリトン BEC が初めて実現された[41]。さらには、励起子が安定な GaN 系微小共振器を試料として、室温での共振器ポラリトン BEC（厳密には非平衡ポラリトン凝縮）が観測されている[42, 43]。

7. 低次元系半導体における励起子系

1970 年に Esaki と Tsu によって半導体超格子が提案され[44]、それがナノテクノロジーの嚆矢となり、量子井戸、量子細線、量子ドットという低次元系半導体における励起子系の研究が爆発的に行われてきた。低次元系半導体では、電子、正孔、励起子包絡関数に対する「量子閉じ込め効果」によって、励起子の遷移エネルギー、束縛エネルギー、遷移確率（振動子強度）、縦励起子-横励起子（L-T）分裂エネルギー、1 重項-3 重項分裂エネルギーを制御することができる。この量子閉じ込め効果は、量子井戸（準 2 次元）、量子細線（準 1 次元）、量子ドット（準 0 次元）と次元性が低くなるに従って大きくなる。低次元系の励起子光物性は、基本的にはこれまで述べてきたバルク結晶（3 次元）のものと同様である。ここで主張したいことは、低次元系半導体の場合、構造の制御によって励起子系光学応答を制御するという能動的な、もしくは、デザインする研究が展開できることであり、これは光物性研究の大きな意識変革となった。本節では、誌面の都合上、GaAs 系量子井戸における励起子系の制御という観点に限定して述べる。

量子閉じ込め効果が顕著に作用するためには、量子井戸層の層厚が励起子ボーア直径よりも薄いことが要求される。GaAs、GaN、ZnO の励起子ボーア半径は、それぞれ、13nm、2.8nm、1.8nm である。したがって、GaN では約 6nm 以下、ZnO では約 4nm 以下のかかなり薄い量子井戸層厚が必要となる。一方、GaAs の場合、約 30nm 以下の量子井戸層厚で量子閉じ込め効果が発現し、広い層厚範囲での制御が可能である。1980 年代は、励起子に対する量子閉じ込め効果（励起子束縛

エネルギー、振動子強度、及び、L-T 分裂エネルギーの増強)に関する研究が理論と実験の両面で非常に盛んに行われた。理論面では、1990年に報告された Andreani らの研究[45, 46]がその集大成と言える。GaAs 結晶の励起子束縛エネルギーは4.2meVであるが、GaAs/AlAs 量子井戸では、20nmで8.2meV、3nmで20.3meVと増大する[46]。完全2次元系の場合、励起子束縛エネルギーがバルク結晶の4倍 ($E_{b,2D}=4E_{b,3D}$)になることが知られているが、上記の計算結果はそれを越えている。その主原因は、電子・正孔有効質量の nonparabolicity とヘテロ界面での誘電率不連続性である。励起子発光ダイナミクスに関しては、1987年に Feldmann らが[47]、自由励起子発光寿命が音響フォノン散乱や界面散乱に起因するコヒーレント領域(発光スペクトル幅に反映される)によって決定されることを理論と実験の両面で示した(音響フォノン散乱が主体の場合は発光寿命が温度に比例する)。また、量子井戸系特有の現象として、量子閉じ込めシュタルク効果(QCSE)が、1985年に Miller らによって報告された[48]。QCSEは、量子井戸の成長方向に電場(バイアス電圧)を印加することによって、量子井戸に閉じ込められている電子・正孔絡関数が非対称化し、励起子の遷移エネルギーと振動子強度が変化する現象であり、励起子状態の制御において大きな意義がある。このQCSEを利用して、自己電気光学効果素子における光双安定性が実現されている[49]。

量子井戸系では、バルク結晶において Γ 点で縮退していた重い正孔(HH)励起子と軽い正孔(LH)励起子が分裂する。これを最も顕著に反映する光学応答が、HH-LH 励起子量子ビートであり、1990年に Göbel らによってDFWMの実験結果が初めて報告された[50]。また、上記のQCSEを利用すると、一つの試料で量子ビート振動数が可変となり、それに由来する周波数可変テラヘルツ電磁波発生(1.3~2.6THz)が実現されている[51]。さらには、HH-LH 分裂エネルギーをLOフォノンエネルギーにチューニングすることに

より、HH-LH 量子ビートを駆動力としてコヒーレントLOフォノンを増強できることが、2003年に反射型ポンププローブ法を用いて報告されている[52]。また、この現象を利用することによって、室温でコヒーレントLOフォノンからのTHz電磁波を増強できることが実証されている[53]。

量子井戸系の励起子分子に関しては、1982年に Miller らによって初めて発光スペクトルが観測された[54]。励起子分子束縛エネルギーは、励起子束縛エネルギーと同様に量子閉じ込め効果をうける。その理論計算は、1983年に Kleinman によって変分法に基づいて行われた[55]。また、1998年には、変分関数を用いない直接的計算である量子モンテカルロ法を用いた計算が Tsuchiya と Katayama によって報告された[56]。励起子分子量子ビートは、1992年に Lovering らによって初めて観測され[57]、Adachi らは量子ビート振動数から励起子分子束縛エネルギーの量子井戸層厚依存性を精密に決定している[58]。

8. おわりに

以上、半導体の光物性について「励起子研究の歩み」という観点から概説した。その内容は、膨大な学問体系の一部にすぎないが、歩みの中の歴史と物理を点から線に繋ぐように努力したつもりであり、出来る限り詳細に参考文献を示した。温故知新という言葉は研究を行う上で重要であり、本稿を読まれた学生諸君や若い研究者の方々が、知新をイノベーションまで高める視点を持つきっかけを掴んでいただければ望外の幸いである。

参考文献

- [1] 中山正昭、半導体の光物性(コロナ社、2013)。
- [2] J. Frenkel, Phys. Rev. **37**, 17 (1931).
- [3] G. H. Wannier, Phys. Rev. **52**, 191 (1937).
- [4] E. F. Gross and N. A. Karryev, Doklady Akad. Nauk. S.S.S.R **84**, 471 (1952).
- [5] R. J. Elliott, Phys. Rev. **108**, 1384 (1957).
- [6] J. J. Hopfield and D. G. Thomas, Phys. Rev. **132**,

- 563 (1963).
- [7] K. Cho, *J. Phys. Soc. Jpn.* **55**, 4113 (1986).
- [8] H. Ishihara and K. Cho, *Phys. Rev. B* **41**, 1424 (1990).
- [9] K. Cho, *Optical Response of Nanostructures* (Springer, Berlin, 2003).
- [10] M. Kuwata *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1226 (1988).
- [11] T. Ikehara and T. Itoh, *Phys. Rev. B* **44**, 9283 (1991).
- [12] C. Weisbuch and R. Ulbrich, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 654 (1977).
- [13] F. H. Gertler *et al.*, *Phys. Rev.* **172**, 110 (1968).
- [14] J. R. Haynes, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 361 (1960).
- [15] M. A. Lampert, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 450 (1958).
- [16] J. R. Haynes, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 860 (1966).
- [17] A. Mysyrowicz *et al.*, *Phys. Lett.* **26A**, 615 (1968).
- [18] H. Souma *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **29**, 697 (1970).
- [19] O. Akimoto and E. Hanamura, *J. Phys. Soc. Jpn.* **33**, 1537 (1972).
- [20] P. L. Gourley and J. P. Wolfe, *Phys. Rev. B* **20**, 3319 (1979).
- [21] M. Nakayama, H. Ichida, and H. Nishimura, *J. Phys.: Condens. Matter* **11**, 7653 (1999).
- [22] E. Hanamura, *Solid State Commun.* **12**, 951 (1973).
- [23] N. Nagasawa *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **39**, 987 (1975).
- [24] K. Kyhm *et al.*, *Phys. Rev. B* **65**, 193102 (2002).
- [25] S. Adachi *et al.*, *Phys. Rev. B* **67**, 205212 (2003).
- [26] S. Adachi *et al.*, *Phys. Status Solidi C* **2**, 890 (2005).
- [27] T. Itoh and T. Suzuki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **45**, 1939 (1978).
- [28] K. Edamatsu *et al.*, *Nature* **431**, 167 (2004).
- [29] C. Klingshirn and H. Haug, *Phys. Rep.* **70**, 315 (1981).
- [30] C. Yu, T. Goto, and M. Ueta, *J. Phys. Soc. Jpn.* **34**, 693 (1973).
- [31] T. Fischer and J. Bille, *J. Appl. Phys.* **45**, 3937 (1974).
- [32] Z. K. Tang *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 3270 (1998).
- [33] M. Nakayama *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 031909 (2006).
- [34] M. Nakayama *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 261904 (2008).
- [35] J. Hashimoto, Y. Maeda, and M. Nakayama, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 081910 (2010).
- [36] L. V. Keldysh and Y. Kopaev, *Fiz. Tv. Tela* **6**, 279 (1964) [*Sov. Phys. Solid State* **6**, 2219 (1965)].
- [37] S. M. Moskalenko and D. W. Snoke, *Bose-Einstein Condensation of Excitons and Biexcitons* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2000).
- [38] E. Fortin, S. Fafard, and A. Mysyrowicz, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3951 (1993).
- [39] K. Yoshioka, E. Chae, and M. Kuwata-Gonokami, *Nature Commun.* **2**, 328 (2011).
- [40] C. Weisbuch *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3314 (1992).
- [41] J. Kasprzak *et al.*, *Nature* **443**, 409 (2006).
- [42] S. Christopoulos *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 126405 (2007).
- [43] J. Levrat *et al.*, *Phys. Rev. B* **81**, 125305 (2010).
- [44] L. Esaki and R. Tsu, *IBM J. Res. Dev.* **14**, 61 (1970).
- [45] L. C. Andreani and F. Bassani, *Phys. Rev. B* **41**, 7536 (1990).
- [46] L. C. Andreani and A. Pasquarello, *Phys. Rev. B* **42**, 8928 (1990).
- [47] J. Feldmann *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2337 (1987).
- [48] D. A. B. Miller *et al.*, *Phys. Rev. B* **32**, 1043 (1985).
- [49] D. A. B. Miller *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **45**, 13 (1984).
- [50] E. O. Göbel *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1801 (1990).
- [51] P. C. Planken *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3800 (1992).
- [52] O. Kojima, K. Mizoguchi, and M. Nakayama, *Phys. Rev. B* **68**, 155325 (2003).
- [53] M. Nakayama *et al.*, *Appl. Phys. Express* **1**, 012004 (2008).
- [54] R. C. Miller *et al.*, *Phys. Rev. B* **25**, 6545 (1982).
- [55] D. A. Kleinman, *Phys. Rev. B* **28**, 871 (1983).
- [56] T. Tsuchiya and S. Katayama, *Solid State Electron.* **42**, 1523 (1998).
- [57] D. J. Lovering *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1880 (1992).
- [58] S. Adachi *et al.*, *Phys. Rev. B* **55**, 1654 (1997).