

[110]方向に積層された InGaAs/InAlAs 量子井戸構造の 光学異方性

山下兼一^A、浅井裕充^B、尾江邦重^A

^A京都工芸繊維大学大学院工芸科学研究科電子システム工学部門

^BNTT フォトニクス研究所

Optical anisotropy of [110]-oriented InGaAs/InAlAs quantum well structure

K. Yamashita^A, H. Asai^B, and K. Oe^A

Department of Electronics, Graduate School of Science and Technology,

Kyoto Institute of Technology

NTT Photonics Laboratory

We have investigated optical anisotropy in [110]-oriented InGaAs/InAlAs quantum well. In polarized photoreflectance spectroscopy, the anisotropies of in-plane optical transition matrix element were clearly observed for higher-order interband transitions as well as for the band-edge transition. The degree of polarization depends on the quantum-well width and the order of quantum level related to the transition. The obtained experimental results qualitatively agree with a numerical calculation based on the Luttinger-Kohn Hamiltonian.

1. はじめに

閃亜鉛鉱型の結晶構造をとる III-V 族混晶半導体において、(110)方向の面方位を有する基板上に作製される 1 次元量子井戸構造では、(001)や(111)量子井戸とは異なり、異方的な原子配列に起因して面内での光学遷移強度に大きな異方性が生じることが知られている[1, 2]。この異方性は単にバルクでのエネルギーバンド分散特性から得られる結合状態密度の違いによるものではなく、量子効果の発現とスピン軌道スプリットオフバンドを含めたホールバンド間のミキシングによって得られるものであり、量子井戸幅などの関数として興味深い振る舞いを示す。特に基礎吸収端の光学遷移強度異方性につい

ては、1990 年代を中心に実験・計算の両面から盛んに研究された時期があり、面内の $[1\bar{1}0]$ の偏光方向で光学遷移強度が最も大きくなることが示され、[001]方向に共振器構造を有する低閾値レーザへの応用が当時は検討された[3]。この例のように、対称性の操作という概念を伴う(110)面量子井戸構造は、電子的・光学的特性を制御する一つのアプローチ手段であると捉えることができ、これを用いることによる新しい機能性の発現に向けて、その基礎物性を十分に理解しておくことは重要である。

本研究では、InP(110)基板上に成長した InAlAs/InGaAs 多重量子井戸構造(MQW)における光学遷移強度異方性について、

実験的な評価を行った。偏光フォトリフレクタンス法により、基礎吸収端はもとより、高次のエネルギー準位が関与した遷移に関する偏光異方性についても、Luttinger-Kohn ハミルトニアンに基づいた計算結果と比較することにより、詳細な検討を行った。

2. 試料と実験方法

測定を行った $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As} / \text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 量子井戸構造は、分子線エピタキシー法により $n\text{-InP}(110)$ 基板上に成長したものである。成長温度は 510 °C であり、井戸幅が 5nm もしくは 8nm の MQW (~ 20 周期) である。MQW 成長後に Be ドープの $p\text{-InAlAs}$ を 1.5 μm 堆積しており、 $p\text{-}i\text{-}n$ ダイオード構造となっている。有効質量近似を用いたラフな数値計算により、ミニバンドの形成あるいはシュタルクラダースhiftによる分離エネルギーは 2meV 以下であることが分かっている。面内光学遷移強度異方性の評価には偏光 PR 法を採用した。光誘起電界変調用光源として、InAlAs バリア層に対して透明な波長 980nm の半導体レーザダイオードを使用した (~ 20mW/cm²、500Hz)。測定温度は 6K である。

3. 実験結果と考察

図 1 は、井戸幅 (a)8nm と (b)5nm の InGaAs/InAlAs MQW の偏光 PR スペクトルであり、実線が $[1\bar{1}0]$ 、破線が $[001]$ 偏光での結果である。それぞれの遷移信号のアサイメントは、簡単な有効質量近似による計算結果より割り当てられたものであるが、実際は、 $[110]$ 量子井戸構造の場合は、ブリリアンゾーン中心においても価電子状態にミキシングが存在するため、それぞれ heavy hole-like もしくは

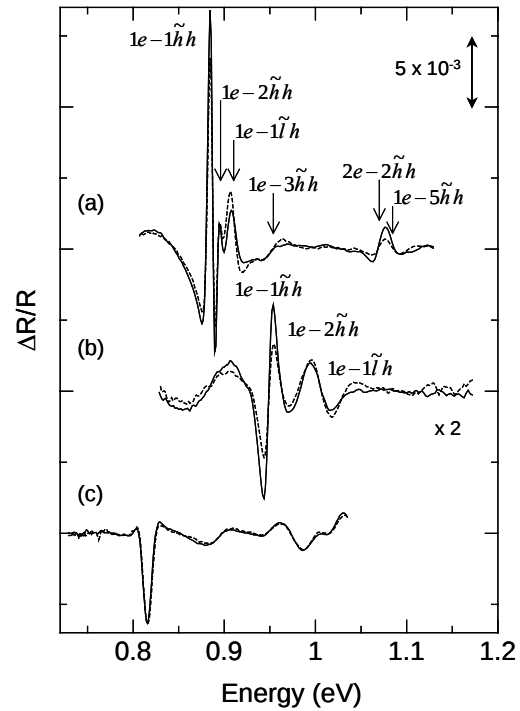


図 1 井戸幅 (a)8nm および (b)5nm の InGaAs/InAlAs(110) 量子井戸構造の偏光 PR スペクトル。(c)は InGaAsP(001) 量子井戸。

light hole-like のバンドが関与したエネルギー遷移であると言える。比較のために、全く同じシステムで測定された InGaAsP(001) 量子井戸構造の偏光 PR スペクトルも (c) に示している。(001)MQW では偏光方向による遷移信号の変化は全く見られていないが、(110)MQW では信号強度に大きな異方性が現れていることがわかる。過去の数値計算に関する文献において予測されていた通り、 $1e-1hh$ 遷移においては $[1\bar{1}0]$ 偏光で遷移強度が最大、 $[001]$ 偏光で最小となり、 $1e-1lh$ 遷移はその逆の結果となった。さらに、この遷移強度異方性は井戸幅の低下とともに大きくなる。また、高次のエネルギー準位が関与した遷移信号も複数観測されており、それぞれ固有の偏光異方性を伴っていると思われる。

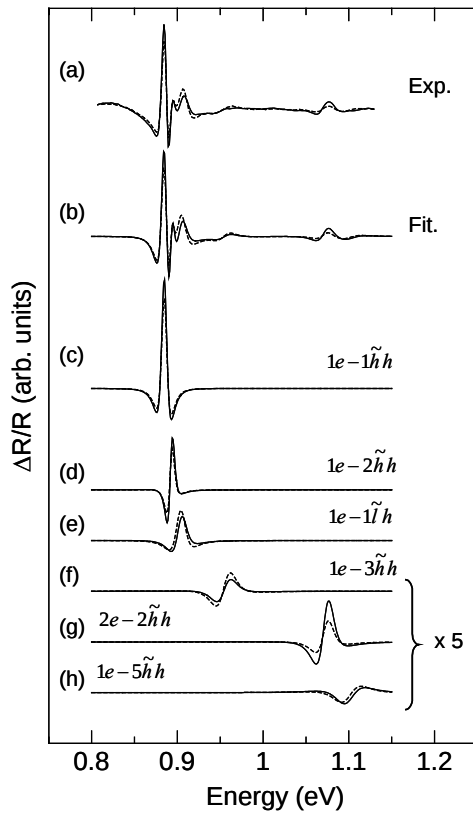


図2 井戸幅 8nm のサンプルにおける偏光 PR スペクトルのフィッティング。(a)実験結果、(b)フィッティングにより得られたスペクトル、(c)-(h)それぞれの遷移信号へのスペクトル分解。

得られた結果より光学遷移強度異方性を定量的に評価するために、フィッティングによるスペクトル解析を行った。よく知られているように、次式で表される変調反射スペクトルの理論式をそれぞれの遷移信号に割り当て最小二乗法によりフィッティングを行い、光学遷移行列要素 M 及び遷移エネルギー E_g を導出した[4]。

$$\frac{\Delta R}{R}(E) = \frac{q^2 \hbar^2 F^2}{2\mu_{ij}} \operatorname{Re} \left[M \left(\frac{\Gamma}{E - E_g + i\Gamma} \right)^m \exp(i\phi) \right] \quad (1)$$

図2は井戸幅 8nm の InGaAs/InAlAs MQW の偏光 PR スペクトルの解析結果を示している。(a)と(b)で比較しているように、フィッティング結果は実験結果を非常に

正確に再現できている。(c)-(h)はフィッティング結果をそれぞれの遷移信号にスペクトル分解したものである。同様の手順で井戸幅 5nm のサンプルに対しても解析を行い、遷移エネルギーを井戸幅の関数としてプロットした[図3(a)]。横軸2点しかデータはないが、量子効果による遷移エネルギー変化を定性的に説明できる。同時に、光学遷移行列要素の偏光依存性を、次式で表される偏光度 P として求めた。

$$P = \frac{|M_{1\bar{1}0}|^2 - |M_{001}|^2}{|M_{1\bar{1}0}|^2 + |M_{001}|^2} \quad (2)$$

その結果を図3(b)のプロットで示す。

ここで、光学遷移強度異方性の実験結果を説明するために理論計算に基づいた

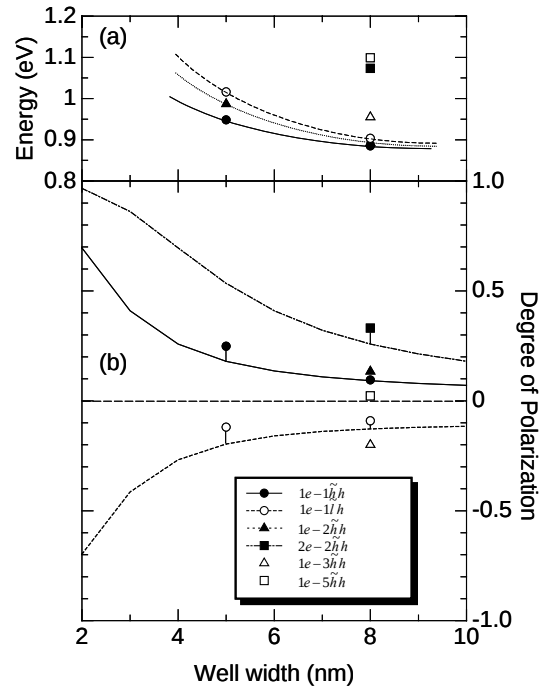


図3 (a)遷移エネルギーと(b)偏光度 P の井戸幅依存性。プロットは実験結果を示しており、(a)における曲線は guyed to eye、(b)における曲線は無限大ポテンシャルを仮定した理論計算結果。

考察を行う。この場合、偏光異方性を決める根源となる要素はバルクでの価電子帯分散特性、つまり Luttinger パラメータであり、Luttinger-Kohn ハミルトニアンを用いてホールの波動関数を計算することによりほぼ正確に理解できる。(110)面量子井戸構造の価電子状態のゾーン中心でのハミルトニアン H はスピン軌道スプリットオフバンドとの相互作用も含めて次式で現される[1,2]。

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \begin{bmatrix} H_{LK}^{(3)} & 0 \\ 0 & H_{LK}^{(3)} \end{bmatrix} \frac{d^2}{dz^2} + \begin{bmatrix} H_{SO}^{(3)} & 0 \\ 0 & H_{SO}^{(3)} \end{bmatrix} + V(z) \quad (3)$$

ここで、

$$H_{LK}^{(3)} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 2\gamma_1 - (\gamma_2 + \gamma_3) & -\sqrt{3}(\gamma_2 - \gamma_3) & \sqrt{6}(\gamma_2 - \gamma_3) \\ -\sqrt{3}(\gamma_2 - \gamma_3) & 2\gamma_1 + (\gamma_2 + \gamma_3) & \sqrt{2}(\gamma_2 + 3\gamma_3) \\ \sqrt{6}(\gamma_2 - \gamma_3) & \sqrt{2}(\gamma_2 + 3\gamma_3) & 2\gamma_1 \end{bmatrix}$$

及び

$$H_{SO}^{(3)} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta \end{bmatrix}$$

である。ここで簡単のために井戸幅 L の無限大ポテンシャルを仮定すると、得られる波動関数の包絡関数部分は $\exp[(in\pi/L)z]$ に比例すると考えることができ (n は量子数) これを式(3)のハミルトニアンで作用させると、式(3)の第 1 項目のみが演算子の効果により $(n/L)^2$ に比例するようになる。この結果、得られる固有関数は量子井戸幅もしくは量子数に依存するようになる。

図 3(b)の曲線は、 $1e-1\tilde{h}h$ 、 $1e-1\tilde{l}h$ 、及び $2e-2\tilde{h}h$ の遷移について、実際に計算した偏光度 P の井戸幅依存性である。無限大ポテンシャルの仮定のために井戸幅 5nm のサンプルで違いが大きくなっているが、定性的には実験結果を説明でき

る。井戸幅低下による異方性の増大は、量子化エネルギー増大に伴うスピン軌道スプリットオフバンドとのミキシング効果が大きくなったためである[1]。また、井戸幅の減少と量子数の高次化は、固有関数を導出する上では全くの等価とみなすことができるため、 $2e-2\tilde{h}h$ の異方性が $1e-1\tilde{h}h$ と比較すると 4 倍程度大きくなる。

一方、PR スペクトルにて観測されているその他の遷移信号 ($1e-2\tilde{h}h$ 、 $1e-3\tilde{h}h$ 、 $1e-5\tilde{h}h$) については、当然のことながら、波動関数の直交条件を満たさないため、無限大ポテンシャルの仮定の下では説明することができない。言い換えると、これらの遷移信号の異方性は主に InAlAs バリア層でのホール固有関数が重要な役割を果たしていると考えられる。

4. まとめ

本研究では、(110)基板上 InGaAs/InAlAs 量子井戸構造の面内光学遷移強度異方性の評価を行った。偏光 PR スペクトル測定において、信号強度の異方性は井戸幅と遷移に関与する準位の量子数に依存することが実証された。Luttinger-Kohn ハミルトニアンを用いた理論計算により実験結果は定性的に説明することができ、スピン軌道スプリットオフバンドのミキシングが異方性の変化に関わっていることが示された。

参考文献

- [1] S. Nojima, Phys. Rev. B **47**, 13535 (1993).
- [2] Y. Kajikawa, Phys. Rev. B **47**, 3649 (1993).
- [3] K. Oe, et al., Appl. Phys. Lett. **77**, 4083 (2000).
- [4] F. H. Pollak, *Handbook on Semiconductors*, edited by T. S. Moss (Elsevier, Amsterdam, 1994), Vol. 2, p. 527.