

## 二重および三重障壁構造における共鳴レベルの障壁幅依存性

山本 弘明\* 小泉 博靖\*\* 谷口 慶治\*

### Resonance Energy Dependence on Barrier Width in Double- and Triple-Barrier Structures

Hiroaki YAMAMOTO, Hiroyasu KOIZUMI, and Keiji TANIGUCHI

(Received Feb. 28, 1994)

The expression for eigenvalue in the symmetrical rectangular double-well structure is obtained. Furthermore, the resonance condition for the symmetrical triple-barrier structure is derived in which exist coupled quantum wells with a thin barrier. The values of the resonance energy in the triple-barrier structure are calculated as a function of barrier width. It is confirmed that resonant tunneling in the triple-barrier structure occurs when an incident electron energy coincides with a resonance energy which is almost equal to an eigenvalue in the double-well structure.

#### 1. 序論

半導体ヘテロ構造において、電子に対する障壁の厚さがナノメートルのオーダーになったときにみられるトンネル現象の中でも、障壁数が複数個存在する構造で生ずる共鳴トンネル現象は、応用のみならず基礎的にも非常に興味ある研究対象となっている。1969年のKaneの二重障壁構造に対する共鳴条件に対する理論[1]、1973年の Esaki と Tsuによる共鳴トンネルの観測[2]を先駆けとして、その後の半導体薄膜製作技術と微細加工技術の飛躍的な発展に伴って、特に1980年代の半ば以降、半導体超格子構造における共鳴トンネル現象の理論と実験の研究が盛んに行われてきている[3-11]。1987年、Yamamotoは矩形二重障壁構造の共鳴条件を導出し、Kaneの条件式は近似であり井戸の固有値を与える式と一致していることを指摘した[7]。この解析は、二重障壁構造における共鳴トネ

---

\* 情報工学科

\*\*大学院工学専攻科情報工学専攻

ルが井戸の固有値付近で生ずるという従来の見解に理論的確証を与えた。単一井戸の二重障壁構造は共鳴トンネルが起こる基本的構造であるが、井戸が二つ存在する二重井戸構造は井戸間の相互作用が加わるため、さらに興味もたれる。本研究では、井戸の相互作用が存在する対称二重井戸構造における電子のエネルギー固有値を与える式を導出する。さらに、これに対応する三重障壁構造での共鳴エネルギー値を計算し両者の比較対応を行い、この構造においても共鳴トンネルは井戸の固有値付近で生ずることを立証する。

## 2. 二重障壁構造の共鳴エネルギー

図1に示されるような幅  $L_w$  の井戸層をはさむ幅  $L_b$  で高さ  $V_0$  の障壁層を2つ有する二重障壁構造において、エネルギー  $E$  ( $0 < E < V_0$ ) の電子が  $x$  軸に沿って左方から入射する場合のトンネル現象について考察する。全領域において電子の有効質量  $m^*$  は一定と仮定し、 $x$  軸に垂直に  $x = x_1, x_2, x_3, x_4$  で分けられるそれぞれの領域を 1, 2, 3, 4, 5 とすると、領域  $i$  におけるシュレーディンガー方程式は、

$$\frac{d^2 \phi_i(x)}{dx^2} - \frac{2m^*(V_0 - E)}{\hbar^2} \phi_i(x) = 0 \quad (1)$$

と表わされる。ここで、

$\phi_i$  : 領域  $i$  での波動関数

$m^*$  : 電子の有効質量

$E$  : 電子の入射エネルギー

$V_0$  : ポテンシャル障壁の高さ

$\hbar$  :  $= h/2\pi$  ( $h$  : プランク定数)

式(1)に

$$k_i \equiv \{2m^*(E - V_0)\}^{1/2} / \hbar \quad (2)$$

を導入すると、(1)の一般解は次のように表わされる。

$$\phi_i = A_i \exp(ik_i x) + B_i \exp(-ik_i x) \quad (i=1, 2, 3, 4, 5) \quad (3)$$

式(1)の波動関数に対し、波動関数とその一次微分が各境界において連続である境界条件

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_i(x_i) = \phi_{i+1}(x_i) \\ \frac{d\phi_i(x_i)}{dx} = \frac{d\phi_{i+1}(x_i)}{dx} \end{array} \right. \quad (i=1, 2, 3, 4) \quad (4)$$

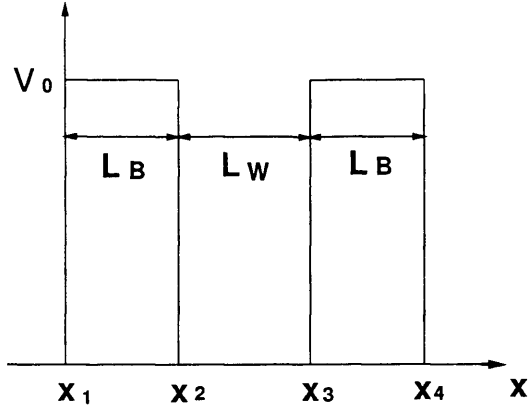


図 1 二重障壁構造のエネルギーバンド図

を考慮すると、領域1と領域5における波動関数の係数はトランスファ・マトリクス法[1]を用いて

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = R_1 \cdot R_2 \cdot R_3 \cdot R_4 \begin{pmatrix} A_5 \\ B_5 \end{pmatrix} \quad (5)$$

となる。ここで、

$$R_i = \frac{1}{2k_i} \begin{pmatrix} (k_{i+1} + k_i) \exp[i(-k_{i+1} + k_i)x_i] & (k_{i+1} - k_i) \exp[i(-k_{i+1} - k_i)x_i] \\ (k_{i+1} - k_i) \exp[i(k_{i+1} + k_i)x_i] & (k_{i+1} + k_i) \exp[i(k_{i+1} - k_i)x_i] \end{pmatrix} \quad (6)$$

ここに、対称二重障壁構造に対する次の定数を代入する。

$$\begin{aligned} x_2 - x_1 &= x_4 - x_3 = L_B, & x_3 - x_2 &= L_W \\ V_1 &= V_3 = V_5 = 0, & V_2 &= V_4 = V_0 \\ k_1 &= k_3 = k_5 = \{2m^*E\}^{1/2}/\hbar \\ k_2 &= k_4 = i\beta \equiv i\{2m^*(V_0 - E)\}^{1/2}/\hbar \\ &(0 < E < V_0) \end{aligned} \quad (7)$$

また、領域5においては、\$x\$軸の正方向に進む波のみが存在するから、

$$B_5 = 0 \quad (8)$$

以上より波動関数の係数の比は、

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = R_1 \cdot R_2 \cdot R_3 \cdot R_4 \begin{pmatrix} A_5 \\ B_5 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_5 \\ B_5 \end{pmatrix} \quad (9)$$

を用いて、

$$\frac{A_5}{A_1} = \frac{1}{R_{11}} \quad (10)$$

となる。そこで、透過率  $T_2$  を計算すると、

$$T_2 = \left| \frac{k_s}{k_1} \right| \cdot \left| \frac{A_s}{A_1} \right|^2 = \left( 1 + A^2 H^2 \right)^{-1} \quad (11)$$

を得る [8] .

ここで、

$$A = \{ V_0 \sinh(\beta L_B) \} / [2 \{ E(V_0 - E) \}^{1/2}] \quad (12)$$

$$H = 2 \cos(kL_w) \cosh(\beta L_B) - \{ (2E - V_0) \sin(kL_w) \sinh(\beta L_B) \} / [2 \{ E(V_0 - E) \}^{1/2}] \quad (13)$$

式 (11) より、障壁が1つの場合と異なり、電子の入射エネルギーが障壁の高さよりも低いときでも、 $H=0$ のもとで透過係数が1 ( $T_2 = 1$ ) となり共鳴状態が得られる。ここで、共鳴条件式  $H=0$ を変形して、

$$[2 \{ E(V_0 - E) \}^{1/2}] / (2E - V_0) = \tan(kL_w) \tanh(\beta L_B) \quad (14)$$

を得る。式 (11) を用いて数値解析を実行し二重障壁構造のトンネル透過係数のエネルギー依存性を調べる。数値解析には  $m^* = 0.1m_0$  ( $m_0$ :自由電子質量),  $V_0 = 1.0\text{eV}$ , 障壁幅  $L_B = 3.0[\text{nm}]$ ,  $L_w = 5.0[\text{nm}]$ を採用し、その結果を図 2-a, b に示す。これらの図より、透過スペクトルは、共鳴エネルギー値付近において鋭いローレンツ型特性を示し、低い共鳴準位ではスペクトル幅は非常に狭いが、より高い準位であれば電子の透過が容易になるため、比較的広いスペクトルになっていることがわかる。また、共鳴状態からはずれたエネルギー値では透過係数は非常に小さい値になっている。ここで、井戸幅を広げた場合共鳴レベルは低エネルギー側にシフトし、逆に狭くすれば高エネルギー側にシフトする。

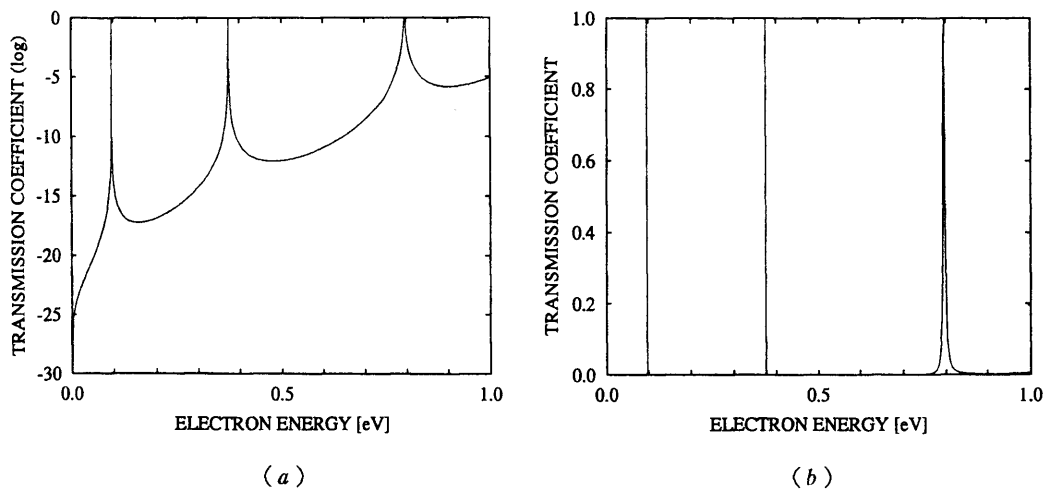


図 2 二重障壁構造の透過係数のエネルギー依存性

$L_B = 3.0[\text{nm}]$ ,  $L_w = 5.0[\text{nm}]$ ,  $m^* = 0.1m_0[\text{kg}]$ ,  $V_0 = 1.0[\text{eV}]$

### 3. 単一井戸構造の固有値

図1において障壁幅を無限大とすれば、図3に示すような単一量子井戸構造が得られる。ここでは単一量子井戸構造における固有値を導出し、二重障壁構造における共鳴エネルギー値との比較を行う。図3において、 $x = x_1, x_2$  で分けられる領域をそれぞれ領域 1, 2, 3 とすると、各領域における電子の波動関数の一般解は次のように表わされる。

$$\phi_i = A_i \exp(ik_i x) + B_i \exp(-ik_i x) \quad (i=1, 2, 3) \quad (15)$$

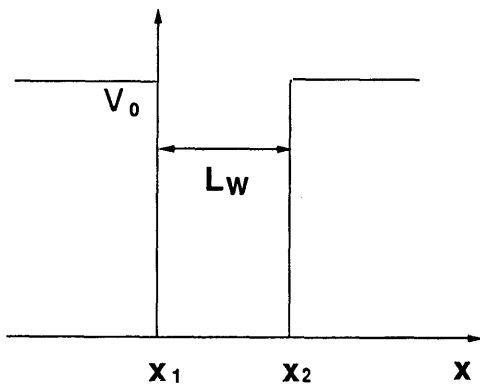


図 3 単一量子井戸構造のエネルギーバンド図

ここでは、

$$\begin{aligned} k_i &= \{2m^*(E - V_i)\}^{1/2}/\hbar \quad (i=1, 2, 3) \\ x_2 - x_1 &= L_w \\ V_1 = V_3 &= V_0, \quad V_2 = 0 \\ k_1 = k_3 &\equiv i\beta, \quad k_2 \equiv k \end{aligned} \quad (16)$$

となる。トランスファ・マトリクス法を用いると係数の間には次の関係が成立する。

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = R_1 \cdot R_2 \begin{pmatrix} A_3 \\ B_3 \end{pmatrix} \quad (17)$$

井戸構造においては進行波が存在しないため、 $X \rightarrow +\infty, -\infty$ において $\phi_1 = \phi_3 = 0$ となる。したがって、 $A_3 = B_1 = 0$ となり、井戸構造における電子の固有値は次式から計算される。

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = R_1 \cdot R_2 \begin{pmatrix} A_3 \\ B_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_3 \\ B_3 \end{pmatrix} \quad (18)$$

したがって、

$$R_{22} \cdot B_3 = 0 \quad (19)$$

この式を変形して、固有値を求める次式を得る。

$$2 \{E (V_0 - E)\}^{1/2} \cos(kL_w) - (2E - V_0) \sin(kL_w) = 0 \quad (20)$$

式(20)は、二重障壁構造における共鳴条件に対する式(14)において障壁幅を無限大としたときに得られる式と一致する。式(14)、(20)を用いて固有値と共鳴エネルギー値について数値解析を実行した： $L_w=5.0\text{nm}$ ，障壁層幅  $L_B=3.0\text{nm}$ ，障壁高さ  $V_0=1.0\text{eV}$ ，電子質量  $m^*=0.1m_0$  を採用した。この結果を表1に示す。このとき2つの値はエネルギーが高くなれば、電子の透過が比較的容易になるため一致度は少し低下するが、差は微小であり2つのエネルギー値はよく一致していることがわかる。

表 1 単一井戸構造の固有値と二重障壁構造の共鳴エネルギー値

エネルギー準位	固有値 $E_i$ [eV]	共鳴エネルギー値 $E_r$ [eV]	差 $ E_i - E_r $
$E_1$	0.0961043	0.0960987	0.0000056
$E_2$	0.3755284	0.3755028	0.0000256
$E_3$	0.7950497	0.7967380	0.0016883

$$L_B=3.0[\text{nm}], L_w=5.0[\text{nm}], m^*=0.1m_0[\text{kg}], V_0=1.0[\text{eV}]$$

#### 4. 共鳴レベルの障壁幅依存性

前節では、二重障壁構造の共鳴エネルギー値と単一井戸構造の固有値がほぼ一致することを述べた。ここでは、共鳴エネルギー値の障壁幅による変化を調べ、共鳴エネルギー値の障壁幅依存性を図4に示す。第一共鳴準位の共鳴レベルの障壁幅依存性を実線で、単一井戸構造の固有値を破線で示してある。この図から、障壁幅  $L_B$  が  $3.0[\text{nm}]$  より厚いときには2つのエネルギー値はよく一致しており、これより薄くなれば2つの値の差は大きくなることがわかる。しかしながら、その差は1%未満で全体的に両者はよく一致していることが確認できる。これより、従来より報告されているように、単一井戸構造の固有値と二重障壁構造の共鳴エネルギー値がほぼ一致していることが確認できる。

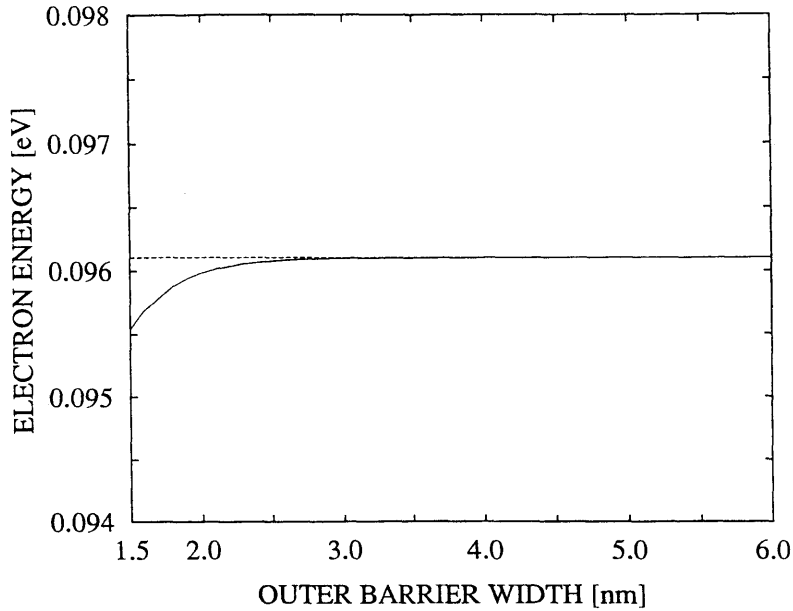


図 4 二重障壁構造の共鳴エネルギー値の障壁幅依存性  
 $L_w=5.0$  [nm],  $m^*=0.1m_0$  [kg],  $V_0=1.0$  [eV]

## 5. 三重障壁構造の共鳴エネルギー

二重障壁構造にさらに1つ障壁を追加した三重障壁構造に対するトンネル現象を解析する。対称三重障壁構造は図5に示すように、幅  $L_{B2}$  の障壁層を中心にして、左右に  $L_w$  の井戸幅をはさんで外側に幅  $L_{B1}$  の障壁層を配置した構造である。いま質量  $m^*$  一定の電子がエネルギー  $E$  ( $0 < E < V_0$ ) で  $x$  軸に沿って左方向より右方向へ進む場合を考える。

それぞれの領域でのシュレーディンガー方程式は式(1)のようになり、各領域における電子の波動関数の一般解は次のようにおける。

$$\phi_i = A_i \exp(ik_i x) + B_i \exp(-ik_i x) \quad (i=1, 2, 3, 4, 5, 6, 7) \quad (21)$$

ここで、三重障壁構造の物理定数として、

$$\begin{aligned} k_i &= \{2m^*(E - V_i)\}^{1/2} / \hbar \\ x_2 - x_1 &= x_6 - x_5 = L_{B1}, \quad x_4 - x_3 = L_{B2}, \quad x_5 - x_4 = x_3 - x_2 = L_w \\ V_1 &= V_3 = V_5 = V_7 = 0, \quad V_2 = V_4 = V_6 = V_0 \\ k_1 &= k_3 = k_5 = k_7 \equiv k, \quad k_2 = k_4 = k_6 \equiv i\beta \end{aligned} \quad (22)$$

を用いる。

この次元対称三重障壁構造を電子が通過する場合のトンネル透過係数  $T_{3s}$  は、波動関数の境界条件を基にしたトランスファ・マトリクスを用いて、波動関数の係数間の関係

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = R_1 \cdot R_2 \cdot R_3 \cdot R_4 \cdot R_5 \cdot R_6 \begin{pmatrix} A_7 \\ B_7 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11}' & R_{12}' \\ R_{21}' & R_{22}' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_7 \\ B_7 \end{pmatrix} \quad (23)$$

および,

$$B_7 = 0 \quad (24)$$

$$\frac{A_7}{A_1} = \frac{1}{R_{11}'} \quad (25)$$

を考慮して計算すると、トンネル透過率を与える式  $T_{3s}$  を得る[10],

$$T_{3s} = \left| \frac{k_7}{k_1} \right| \cdot \left| \frac{A_7}{A_1} \right|^2 = \left[ 1 + \frac{W_{3s}^2 V_0^2}{4E(E-V_0)} \right]^{-1} \quad (26)$$

ここで,

$$W_{3s} = [\sinh(\beta L_{B1})] H_{1s} H_{2s} - [\sinh\beta (2L_{B1} - L_{B2})] \quad (27)$$

$$H_{1s} = 2 \cosh(\beta L_{B1}) \cos(kL_w) - \{ (2E - V_0) \sinh(\beta L_{B1}) \sin(kL_w) \} / \{ E(E - V_0) \}^{1/2} \quad (28)$$

$$H_{2s} = 2 \cosh(\beta L_{B2}) \cos(kL_w) - \{ (2E - V_0) \sinh(\beta L_{B2}) \sin(kL_w) \} / \{ E(E - V_0) \}^{1/2} \quad (29)$$

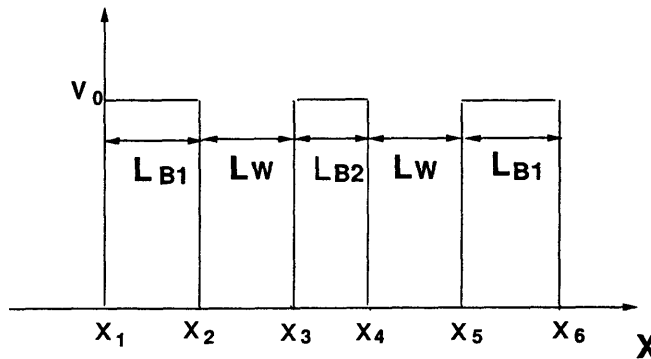


図 5 三重障壁構造のエネルギーバンド図

式 (26) において、 $W_{3s} = 0$  となる時共鳴トンネル現象が起こり、透過率  $T_{3s}$  は 1 となる。したがって、 $W_{3s} = 0$  が共鳴条件であることがわかる。透過係数のエネルギー依存性の一例を図 6 に示す。この図より、共鳴準位が 3 つ、各準位で共鳴エネルギー値が 2 つ存在し、合計 6 つの共鳴エネルギー値が現れる。特に、 $L_{B1} = L_{B2}$  の条件下では、

$$H_{1s} = H_{2s} = H \quad (30)$$

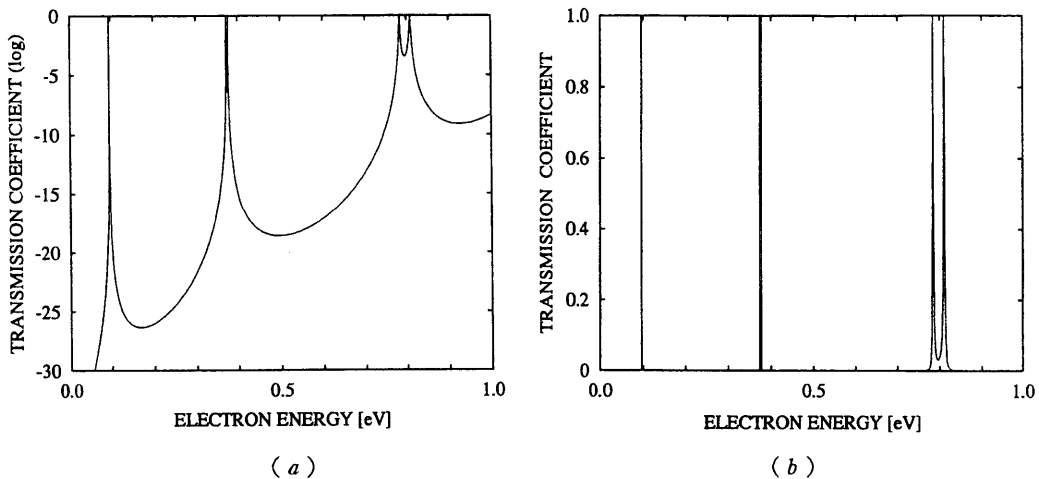
となり、共鳴条件は、 $H^2 - 1 = 0$  より

$$H = \pm 1 \quad (31)$$



となる。

図6-a, bに示すように、透過係数のエネルギー依存性は1つの共鳴準位に2つのピークが存在するためダブルレットになっており、中央障壁幅が厚くなれば2つのピークの間隔は広がり、逆に薄くなれば狭くなることがわかる。そして、二重障壁構造の場合と同様に、共鳴エネルギー値付近では透過係数は鋭いローレンツ型の特性を示し、共鳴から外れたところでは、透過率は非常に小さい値になっていることがわかる。



(a) (b)  
 図 6 三重障壁構造の透過係数のエネルギー依存性  
 $L_{B1}=L_{B2}=3.0$  [nm],  $L_w=5.0$  [nm],  $m^*=0.1m_0$  [kg],  $V_0=1.0$  [eV]

## 6. 二重井戸構造の固有値

前節に示した図5の三重障壁構造において外側障壁層幅を無限大とすれば、図7に示すような高さ  $V_0$  の中央障壁層（幅  $L_B$ ）とその両側に幅  $L_w$  の井戸層を持つ二重量子井戸構造と等価な構造が得られる。この二重井戸構造における固有値を求め、三重障壁構造の共鳴エネルギー値との比較を行う。x軸に垂直に、 $x=x_1, x_2, x_3, x_4$  で分けられる領域をそれぞれ領域 1, 2, 3, 4, 5 とすると、各領域でのシュレーディンガー方程式は式(1)で表わされ、各領域における電子の波動関数の一般解は次のようになる。

$$\phi_i = A_i \exp(ik_i x) + B_i \exp(-ik_i x) \quad (i=1, 2, 3, 4, 5) \quad (32)$$

電子の有効質量  $m^*$  は全領域で一定であると仮定し、二重井戸構造の物理定数として、

$$\begin{aligned} k_1 &= \{2m^*(E-V_1)\}^{1/2}/\hbar \\ x_2-x_1 &= x_4-x_3 = L_w, \quad x_3-x_2 = L_B \\ V_1 &= V_3 = V_5 = V_0, \quad V_2 = V_4 = 0 \\ k_1 &= k_3 = k_5 \equiv i\beta, \quad k_2 = k_4 \equiv k \end{aligned} \quad (33)$$

を考慮すると、

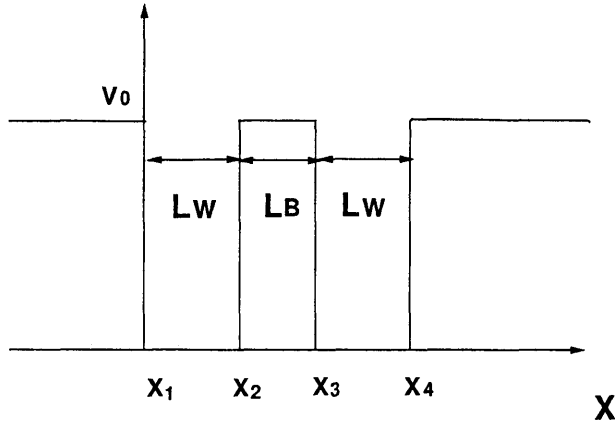


図 7 対称二重量子井戸構造のエネルギーバンド図

領域1, 5 における波動関数の係数の間には次式が成立する.

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = R_1 \cdot R_2 \cdot R_3 \cdot R_4 \begin{pmatrix} A_5 \\ B_5 \end{pmatrix} \quad (34)$$

ここで,  $X \rightarrow +\infty, -\infty$ において $\phi_1 = \phi_5 = 0$ となり,  $A_5 = B_1 = 0$ であるから,

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ B_5 \end{pmatrix} \quad (35)$$

と表わされ,

$$R_{22} \cdot B_5 = 0 \quad (36)$$

すなわち,

$$\left\{ [2 \{E(V_0 - E)\}^{1/2} \cos(kL_W) - (2E - V_0) \sin(kL_W)]^2 - \{V_0 \exp(-\beta L_B) \sin(kL_W)\}^2 \right\} \cdot B_5 = 0 \quad (37)$$

から固有値が求められる.  $B_5 \neq 0$ のもとで, 上式を書き換えると固有値を与える次式

$$\begin{aligned} 2 \{E(V_0 - E)\}^{1/2} \cos(kL_W) - (2E - V_0) \sin(kL_W) \\ = \pm V_0 \exp(-\beta L_B) \sin(kL_W) \end{aligned} \quad (38)$$

を得る. 式(38)において数値解析を行い固有値を計算した.  $L_W = 5.0$ [nm],  $L_B = 3.0$ [nm], ポテンシャル障壁の高さ  $V_0 = 1.0$ [eV], 電子の質量  $m^* = 0.1m_0$  を用いた. 得られた固有値を表2に示す. ここでは, 3つのエネルギー準位があり1つの準位に2つのエネルギー固有値が存在し, 合計6つのエネルギー固有値が得られている. 単一井戸構造の固有値は1つの準位に対して1つのエネルギー値しか存在しないが, 二重井戸構造においては, 2つの井戸層の相互作用つまり各井戸層領域からしみ出す波動の重なりによって, 2つのエネルギー値に分裂するためである. また, 中央

障壁幅  $L_B = 2.0\text{nm}$ ,  $3.0\text{nm}$ ,  $5.0\text{nm}$  に対する固有値の変化について調べた。中央障壁幅  $L_B$  が厚くなれば井戸間の結合力が弱くなり、 $E_{11}$  と  $E_{12}$  のエネルギー差は小さくなり、また中央障壁幅  $L_B$  が薄くなれば、井戸間の結合も強く井戸層領域からしみ出す波動の影響も強くなって  $E_{11}$  と  $E_{12}$  のエネルギー差は大きくなることわかる。

表 2 中央障壁層幅を変化させたときの固有値

エネルギー準位	固有値 [eV] ( $L_B = 2.0\text{nm}$ )	固有値 [eV] ( $L_B = 3.0\text{nm}$ )	固有値 [eV] ( $L_B = 5.0\text{nm}$ )
$E_{11}$	0.0944216	0.0957501	0.0960881
$E_{12}$	0.0977131	0.0964554	0.0961205
$E_{21}$	0.3669751	0.3731416	0.3753433
$E_{22}$	0.3842185	0.3779376	0.3757139
$E_{31}$	0.7723817	0.7835155	0.7922110
$E_{32}$	0.8281137	0.8094569	0.7980990

$$L_w = 5.0[\text{nm}], m^* = 0.1m_0[\text{kg}], V_0 = 1.0[\text{eV}]$$

## 7. 三重障壁構造における共鳴レベルの障壁幅依存性

三重障壁構造は構造的に見ると外側障壁幅を無限大にすれば二重井戸構造と等価になる。また、解析式においても、三重障壁構造の共鳴条件 (27) において外側障壁層幅  $L_{B1}$  を無限大にした時の解析式は、二重井戸構造の固有値を求める式 (38) と一致する。共鳴エネルギー値と固有値の数値解析を行い、中央障壁幅  $L_{B2} = 3.0[\text{nm}]$ 、井戸幅  $L_w = 5.0[\text{nm}]$  を共通の条件として、外側障壁幅  $L_{B1} = 3.0[\text{nm}]$  に対する計算結果を表 3 に示す。これより、 $L_{B1} = 3.0[\text{nm}]$  に対して、エネルギー準位が高くなれば、電子の透過が比較的容易になるため共鳴エネルギー値と固有値との一致度は低下するが、差は最大で 0.1% 程度であり、よく一致していることが確認できる。また、第一共鳴準位の共鳴エネルギー値と障壁幅の関係を図 8 に示す。この図は第一共鳴レベルと外側障壁層幅の関係を実線で、井戸の固有値を破線で示してある。この図から、 $E_{11}$  と  $E_{12}$  の 2 つのエネルギー値に対して、外側障壁幅  $L_{B1}$  が中央障壁幅  $L_{B2}$  より厚い条件のもとではよく一致しており、逆に、これより薄くなれば 2 つの値に差が生ずることが確認できる。これより、三重障壁構造においても、共鳴トンネル現象が対応する二重井戸構造の固有値付近で起こることがわかる。

表 3 二重井戸構造の固有値と三重障壁構造の共鳴エネルギー値

エネルギー準位	固有値 $E_i$ [eV]	共鳴エネルギー値 $E_r$ [eV]	差 $ E_i - E_r $
$E_{11}$	0.0957501	0.0957474	0.0000027
$E_{12}$	0.0964554	0.0964525	0.0000029
$E_{21}$	0.3731416	0.3731294	0.0000122
$E_{22}$	0.3779376	0.3779241	0.0000135
$E_{31}$	0.7835155	0.7842629	0.0007474
$E_{32}$	0.8094569	0.8104571	0.0010002

$L_{B1}=3.0$ [nm],  $L_{B2}=3.0$ [nm],  $L_w=5.0$ [nm],  $m^*=0.1m_0$ [kg],  $V_0=1.0$ [eV]

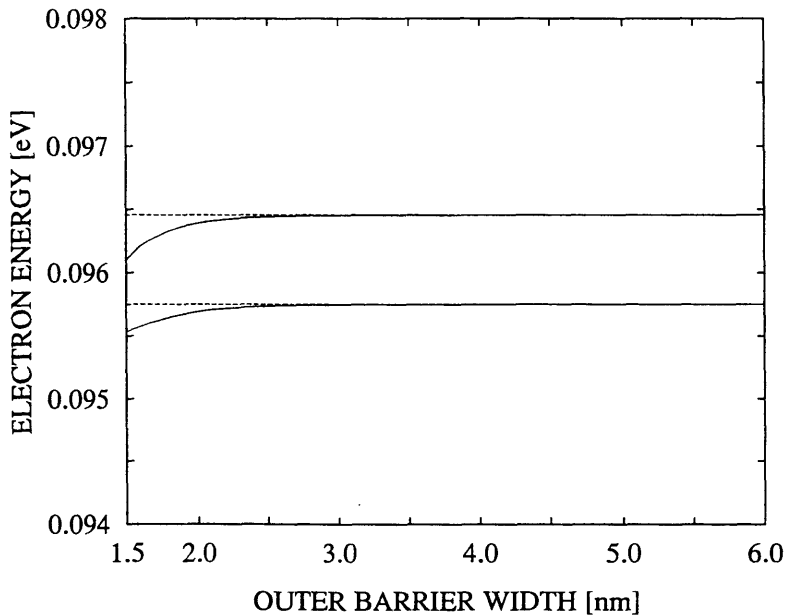


図 8 三重障壁構造の共鳴エネルギー値の外側障壁幅依存性  
 $L_{B2}=3.0$ [nm],  $L_w=5.0$ [nm],  $m^*=0.1m_0$ [kg],  $V_0=1.0$ [eV]

## 8. 結論

1つの井戸層を有する最も基本的な単一井戸構造は、二重障壁構造の障壁幅を無限大にした場合と構造的に一致し、二重障壁構造における共鳴トンネル現象は井戸構造の固有値付近で起こって

ることを解析的に示した。

次に、井戸層間の結合により1つの共鳴状態に2つの共鳴エネルギー値が存在する三重障壁構造について解析を行った。この構造での共鳴条件式において、外側障壁幅を無限大とし変形したところ、共鳴条件式は二重井戸構造の固有値を与える式と一致した。この2つの構造に対し、導出した解析式をもとに数値解析を行い、それぞれから得られる固有値と共鳴エネルギー値がよく一致していることを確認した。これより三重障壁構造の共鳴トンネルが二重井戸構造の固有値付近で起きていることが確認できた。

## 参考文献

- [1] E. O. Kane: *Tunneling Phenomena in Solids* (Plenum, New York 1969) p. 1 .
- [2] R. Tsu and L. Esaki: *Appl. Phys. Lett.* 22, 562 (1973) .
- [3] M. Tsuchiya, H. Sakaki, and J. Yoshino: *Jpn. J. Appl. Phys.* 24, L466 (1985) .
- [4] N. Yokoyama, K. Imamura, S. Muto, and N. Nishi: *Jpn. J. Appl. Phys.* 24, L853 (1985) .
- [5] D. S. Chemla and A. Pinczuk (Ed.) : *Special Issue on Semiconductor Quantum Wells and Superlattices: Physics and Applications*, *IEEE J. Quantum Electron.* 22, 1609 (1986) .
- [6] P. J. Price: *Superlattices Microstruct.* 2, 593 (1986) .
- [7] H. Yamamoto: *Electron. Lett.* 23, 161 (1987) .
- [8] H. Yamamoto: *Appl. Phys. A* 42, 245 (1987) .
- [9] F. Capasso (Ed.) : *Physics of Quantum Electron Devices* (Springer, Berlin 1990) .
- [10] H. Yamamoto, Y. Kanie, and K. Taniguchi: *Phys. Stat. Sol. (b)* 167, 571 (1991) .
- [11] H. Yamamoto, H. Sano, Y. Kanie, and K. Taniguchi: *Superlattices Microstruct.* 13, 29 (1993) .

