



# HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	量子現象を用いた新しい物質設計への分布定数回路理論の応用
Author(s)	永井, 信夫; 大谷, 直毅; 真田, 博文 他
Citation	電子科学研究, 1, 14-19
Issue Date	1993
Doc URL	<a href="https://hdl.handle.net/2115/24270">https://hdl.handle.net/2115/24270</a>
Type	departmental bulletin paper
File Information	1_P14-19.pdf



# 量子現象を用いた新しい物質設計への 分布定数回路理論の応用

信号処理研究分野 永井信夫, 大谷直毅, 真田博文, 任捷

量子効果を利用したデバイスの設計のためには、有効質量近似されたシュレディンガー方程式を満足する電子や正孔が量子井戸構造や多重バリヤ構造で作ridす固有エネルギー準位や共鳴準位を求めることができ、それを基に所望の現象を生じるポテンシャル構造を合成することが必要である。そのようなデバイスの設計に回路理論を応用するために、ここでは電子や正孔を電圧波と見なし、そのような電圧波を生じる回路を虚数抵抗を含む複素分布定数回路で表した。この回路によって、量子井戸は通常の無損失線路に、また量子障壁は導波管などで知られているカットオフ線路に等価となる。ヘテロ界面で波動方程式が不連続になる場合があるが、そのような境界条件の複素等価回路も求めている。これらの複素回路を用いると従来知られた現象が回路理論の範疇に入ってしまう、量子デバイスの設計に回路の合成論を有効に用いることができると考えられる。

## 1. はじめに

回路理論は古くから研究されてきた基礎工学の理論の一つの体系であって、それ単独では**今さらやるべき問題はもうない**という大方の見方に傾かざるをえません。また、回路理論の適用範囲をマイクロ波の周波数まで広げて、マイクロ波 IC の実現への道を開いた**等長分布定数回路**の誕生からでも既に 40 年が経過し、古い学問と思われるのももったいものです。しかしながら、システム理論、デジタル信号理論などと手を結びながら、発展してきた**回路理論**を一つの工学理論と見た場合、それはもっと多方面に活用できるように思われます。

ここでは、量子現象を用いて新しい物質が設計できるという有効質量近似されたシュレディンガー方程式を満足する各種の多重量子井戸や超格子の設計に分布定数回路理論を適用する試みを述べますので、皆様からいろいろご批判を頂ければ有り難いと思います。

## 2. 回路理論の歴史

本論に入る前に、本文に関係する回路理論の歴史を極く簡単に述べておきます。<sup>(1)~(5)</sup>

### 2.1 集中定数回路

回路理論は工学理論の一つの体系であって、その誕生は実に 1 世紀半もの昔、1845 年、電流および電圧についての**キルヒホフの法則**の発見にまで遡ることができる。その後、マクスウェルの電磁気学との密接な関係により、交流理論へと発展した。1886 年、ヘビサイドは**虚数の導入**と**インピーダンス**という術語の提案により、微分方程式で扱う交流理論を**代数方程式で扱う交流理論**へと変換した。すなわち、交流理論に  $j\omega$  を導入し、ラプラス演算子(複素周波数パラメータ)  $s = j\omega$  を介して複素関数論と手を結べるようにした。この変換は物理的および数学的の両面に対して、極めて重要な貢献であった。

線形回路理論の応用として最も重要なものは、通信回線に賞用されているフィルタの設計理論である。初期のフィルタは、伝送線路を伝搬する波の透過・反射の研究から生まれた影像インピーダンスの整合問題であり、1923 年ゾーベルによって**影像パラメータフィルタ**設計法が確立されるに及んで、この影像量による回路理論は広く普及し、その後の通信技術の進歩にははかり知れない影響を与えた。

1931 年ブルーネが**正実関数**を導入した。正実関数は、有限個の線形受動集中定数素子のみからなる回路のイ

ンピーダンスが満たすべき必要十分条件であり、回路の設計を複素関数論で行うことを可能にした。この成果は当然フィルタ設計法にも反映し、1939年のダーリントンに代表される**動作パラメータフィルタ**設計理論へ発展し、今日の高度精密な通信技術の基礎を築いた。なお、ダーリントンの合成法と今日よばれているのは、正実関数が無損失回路を抵抗終端した形で回路合成されることをいう。

## 2.2 等長分布定数回路

伝送線路の距離が長いと損失による減衰が問題となり、その対策がいろいろと研究された。その研究の中で次の事実が明らかとなった。すなわち、VHFのように周波数が高くなると、コイルなどの回路素子がその働きをしなくなり、それに代わって短い伝送線路が回路素子として働く。そこで、その振る舞いが  $\sin\beta l$  および  $\cos\beta l$  (ここに、 $\beta$  は位相定数、 $l$  は線路長) によって表され、これは伝送線路形回路あるいは分布定数回路と呼ばれた。

1947年リチャーズは  $\lambda = \tanh \gamma l$  (ここに、 $\gamma$  は伝搬定数) を複素周波数パラメータに用いれば、従来の回路理論の拡張になることを示した。1957年頃より、我が国の研究者が中心となって、線路長  $l$  を全て等しくした無損失線路を用いた**等長分布定数回路**の研究を行い、直列C素子を実現できないなどという欠点はあるものの、低域通過フィルタの合成論は完成した。直列C素子をも実現するために、無損失で各モードの伝搬速度が全て等しいと理想化された**多線条回路**の研究も本研究所の松本(秋)元所長などが中心となって行われ、ダーリントンの合成法に必要な Brune 区間などの基本無損失回路を求めることができた。ただし、多線条線路の特性アドミタンス行列がハイパードミナント行列になるという実現条件のため、多線条回路の合成には一般に与えられた次数より非常に多くの数の線路を必要とする。これらの研究成果はマイクロ波 IC となって実用化されている。

## 2.3 ウェーブデジタルフィルタ

デジタル信号処理では、信号の処理・加工を行うために、デジタルフィルタを用いる。また、観測データからその背後の確率過程の確率的性質を推定する時系列解析の数学モデルをデジタルフィルタとすることが多い。

1971年板倉・斉藤によって音声の分析合成に対して

与えた PARCOR 方式は、**デジタルラティスフィルタ(DLF)**を与え、その係数は Levinson-Durbin アルゴリズムで求められる。すなわち、この DLF は予測誤差フィルタであり、この方法で AR 過程の線形予測フィルタが得られることになる。なお、DLF の周波数パラメータは  $z$  変換の  $z^{-1}$  である。

**ウェーブデジタルフィルタ(WDF)**は無損失集中定数回路の電圧波(あるいは電流波)の挙動を模擬してデジタルフィルタを合成しようとの考えから、1971年フェットバイスにより提案されたもので、 $z^{-1}$  の双1次変換が低い周波数では複素周波数  $s$  に近似できるとの考えに基づいている。ところで、 $z^{-1}$  の双1次変換は  $\lambda$  と等しくなる。すなわち、WDF も DLF も等長分布定数回路と等価である。この等価性を用いれば、与えられた次数と等しい遅延素子の使用で WDF は合成可能となり、また、その回路は2チャンネルの DLF として合成できることにもなった。

デジタルフィルタの加算器および乗算器が複素数も処理できるならば、そのデジタルフィルタは複素係数のフィルタとなる。複素係数 WDF を用いると通過域の素子感度が極めて良いフィルタが得られることが知られている。

## 2.4 正関数

複素係数回路に関連する重要な関数である**正関数**について簡単にみておく。

正実関数  $f(s)$  が、次の条件

- (1)  $f(s)$  は  $s$  の有理関数
- (2)  $s$  が実数のとき  $f(s)$  は実数
- (3)  $\text{Re}[s] > 0$  で  $\text{Re}[f(s)] \geq 0$

を満たす関数として定義されることは周知のとおりです。条件(1)を

- (1')  $f(s)$  は  $\text{Re}[s] > 0$  で正則

に一般化した関数も正実関数とよばれる。

条件(2)を取り去り、条件(3)をより一般化した、次の条件

- (1')  $f(s)$  は  $\text{Re}[s] > 0$  で正則
- (3')  $\text{Re}[s] > 0$  で  $\text{Re}[f(s)] > 0$

を満たす複素関数は、主に数学の分野で研究の対象となっており、**class-C** と呼ばれている。class-C の関数族は、正実関数を自然に複素係数の関数に拡張したものにとらえることができ、正関数と呼ばれる。

正関数の反射係数は class-S とよばれ、J-lossless

行列の利用から得られる直交デジタルフィルタによる合成論が提案された。この理論は、回路理論とデジタル信号処理との深い結びつきを明らかにし、スペクトル推定やシステム理論へ回路理論が大きな寄与を示した。

1968年ベルヴィッチは**虚数抵抗**を導入した。すなわち、純虚数の定数値をもつインピーダンスを一つの回路素子として従来の回路素子に追加することにより、正関数の回路表現が可能となることを示し、その追加した回路素子を虚数抵抗と呼んだ。

このように、複素係数回路を用いることによって明らかになった事実は多くあり、理論面での有効性は確実なものとなった。しかしながら、実際の物理現象などにおいて有効性を示さない限り、理論で終わってしまうように感じる。そこで、**有効質量近似されたシュレディンガー方程式**が複素係数を持つ偏微分方程式となっていることに着目して、超格子の設計などに複素係数回路を応用することを考える。

### 3. 準備

量子現象へ回路理論を適用するためには、複素係数で与えられる偏微分方程式とそれを解いて得られる分布定数線路とを効果的に用いなければならない。その準備として、虚数抵抗と一様線路について簡単にみておく。

#### 3.1 集中定数回路と虚数抵抗

電気回路の基礎は集中定数回路理論であって、それは回路素子として抵抗、コンデンサおよびコイルを用い、それらの回路素子が電圧および電流と実係数の微分および積分で結ばれており、それをラプラス変換して得られる方程式も実係数となることを用いている。

ベルヴィッチ<sup>(5)</sup>は通常の実数値信号に関連づけて虚数抵抗を導入し、複素係数の回路方程式を取り扱った。すなわち角周波数 $\omega_0$ で変調された実数値信号を考えたとき、その複素包絡信号については、インダクタンス $L$ のコイルは純虚数の定数値をもつインピーダンス $j\omega_0 L = jX_0$ がそのコイルに加わったようにみえる。これに基づき、純虚数の定数値をもつ回路素子を従来の回路素子に追加することにより、正関数の回路表現が可能となった。

#### 3.2 一様な伝送線路

一様な線路の往復線単位長あたりの抵抗とインダク

タンスを $R$ と $L$ 、往復両導体間の単位長あたりの漏れコンダクタンスと静電容量を $G$ と $C$ とし、両導体間の電位差 $v(x, t)$ および往復する電流 $i(x, t)$ は次式を満たす。

$$-\frac{\partial}{\partial x}v = L \frac{\partial}{\partial t}i + Ri \quad (1.1)$$

$$-\frac{\partial}{\partial x}i = C \frac{\partial}{\partial t}v + Gv \quad (1.2)$$

式(1.1)を $x$ で偏微分した式に、式(1.2)および式(1.2)を $t$ で偏微分した式を代入すれば、次式を得る。

$$\begin{aligned} (RC + LC) \frac{\partial}{\partial t}v \\ = \frac{\partial^2}{\partial x^2}v - LC \frac{\partial^2}{\partial t^2}v - RGv \end{aligned} \quad (2)$$

式(2)において $R = G = 0$ ならば、通常の波動方程式である。式(2)は減衰を伴う波動を示している。式(2)を式(1)の二つの式に分解できれば、波の散乱を表現できる特性インピーダンス(物理では波動インピーダンスということがある)を求められる。

伝送線路上の過渡現象を求める場合には、上式を時間 $t$ に関してラプラス変換するのがよい。ここでは、正弦波交流(角周波数 $\omega$ )で、しかも定常状態について考える。したがって、電位差および電流は次のように表される。

$$v(x, t) = V(x) \exp(j\omega t) \quad (3.1)$$

$$i(x, t) = I(x) \exp(j\omega t) \quad (3.2)$$

この式を(2)式に代入して整理すると次式を得る。

$$\frac{d^2}{dx^2}V(x) = \gamma^2 V(x) \quad (4)$$

上式の $\gamma$ は平方根の実部が非負の値をとると約束すれば、

$$\begin{aligned} \gamma &= \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \\ &= \alpha + j\beta \quad (\alpha \geq 0) \end{aligned} \quad (5)$$

上式の $\gamma$ を伝搬定数、 $\alpha$ を減衰定数、 $\beta$ を位相定数と呼ぶ。

式(4)は積分定数 $A$ および $B$ を用いて、

$$V(x) = A \exp(-\gamma x) + B \exp(\gamma x) \quad (6.1)$$

が得られ、式(1.2)を用い、次式も得られる。

$$I(x) = Z_0^{-1} [A \exp(-\gamma x) - B \exp(\gamma x)] \quad (6.2)$$

ただし、

$$Z_0 = \sqrt{(R + j\omega L)/(G + j\omega C)} \\ = R_0 + jX_0 \quad (R_0 \geq 0) \quad (7)$$

であって、 $Z_0$ を特性インピーダンスとよぶ。

式(6)のA, Bは端末条件で定まるので、 $x = 0$ および $x = l$ 、すなわち、線路長の一様線路は次式を満足する。

$$\begin{pmatrix} V_0 \\ I_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh \gamma l & Z_0 \sinh \gamma l \\ Z_0^{-1} \sinh \gamma l & \cosh \gamma l \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_1 \\ I_1 \end{pmatrix} \quad (8)$$

この式は伝送線路を2端子対回路とみなしたときの縦続行列である。

式(1)において、 $R = 0$ ,  $G = 0$ ならば、その線路は無損失線路とよばれ、伝搬定数は位相定数のみの $j\beta$ 、特性インピーダンスは特性抵抗のみの $R_0$ で表される。

この無損失線路の線路長 $l$ を全て等しい $l_0$ にした線路をコンデンサおよびコイルの代わりの回路素子に用いるのが等長分布定数回路であり、その複素周波数パラメータは、

$$\lambda = \tanh \gamma l_0 = \tanh sT/2 \quad (9)$$

ここに、 $T$ は長さ $l_0$ の線路を波が往復する時間。

デジタルフィルタで用いる $z$ 変換の $z$ と $\lambda$ との関係を示すと、

$$\lambda = \frac{1 - z^{-1}}{1 + z^{-1}} \quad (10)$$

ここに、 $z = \exp(sT)$

となり、 $z^{-1}$ の双一次変換が $\lambda$ となる。このことは、等長分布定数回路はデジタルフィルタに等価変換できることを意味し、それがウェーブデジタルフィルタである。

#### 4. 量子現象の回路理論

量子論的現象と回路理論との類似性がKron<sup>(6)</sup>などにより示されて以来、量子効果現象の解明に回路理論を応用しようとする試みが、数多くなされた。

半導体超格子の提案と共に、量子効果を利用したデバイスの開発が注目される中で加藤<sup>(7)</sup>は、映像インピーダンス、反復パラメータ、その他の回路関数および行列を用いて共鳴トンネル現象が解明されることを示し、両理論の対応関係をより密接なものとした。

本研究では、虚数抵抗を用いた複素等価回路によって無損失分布定数回路を導出し、それを用いて共鳴ト

ネル現象、固有関数、共鳴状態の存在寿命などの量子現象を解析・合成することを目指す。

##### 4.1 複素等価回路

時間を含む有効質量近似された1次元シュレディンガー方程式は、次式で表される。

$$-j\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi = -\frac{\partial}{\partial x} \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial}{\partial x} \psi + U\psi \quad (11)$$

ここに、 $U$ はポテンシャル、 $m$ は有効質量、 $\hbar$ はプランク定数、 $\psi(x, t)$ は波動関数である。

式(11)を式(2)に示す一様線路の電信方程式と比べてみると、 $\psi$ を電圧 $v(x, t)$ に対応させて、

$$\psi(x, t) = v(x, t) \quad (12)$$

とすることができる。そうして、両式の係数を比べてみると、 $L$ か $C$ のどちらかを零にする必要がある。そこで、 $L = 0$ と仮定しよう。そうすれば、式(11)の左辺の係数の関係から、 $R$ を虚数としなければならず、虚数抵抗が必要となる。また $RG$ が実数であるから、 $G$ も虚数抵抗となる。その結果、式(11)は次のように二つの式に分解される。

$$-\frac{\partial}{\partial x} v(x, t) = j \frac{m}{\hbar} i(x, t) \quad (13.1)$$

$$-\frac{\partial}{\partial x} i(x, t) = 2 \left( \frac{\partial}{\partial t} - j \frac{U}{\hbar} \right) v(x, t) \quad (13.2)$$

ここに、 $i(x, t)$ は電流を表す。

したがって、単位長あたりの等価回路は図1のようになり、直列素子にインピーダンス $jm/\hbar$ 、並列素子の一つにアドミタンス $-j2U/\hbar$ なる虚数抵抗を用いている。

エネルギー $E$ の波動関数は

$$\psi(x, t) = \phi(x) \exp(-jtE/\hbar) \quad (14)$$

と表され、ドブroyの関係式

$$E = \hbar \omega \quad (15)$$

に従う周波数変数 $\omega$ を用いて回路表現を求める。すなわち、電圧および電流を次のようにする。

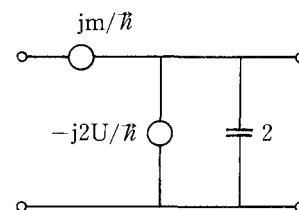


図1 単位長あたりの複素等価回路

$$v(x, t) = V(x) \exp(j\omega t) \quad (16.1)$$

$$i(x, t) = I(x) \exp(j\omega t) \quad (16.2)$$

この式を式(13)に代入して整理すると次式を得る。

$$\frac{d^2}{dx^2} V(x) = \gamma^2 V(x) \quad (17.1)$$

$$\gamma^2 = -2m(\hbar\omega - U)/\hbar^2 \quad (17.2)$$

$x = 0, x = l$  の 2 点間でポテンシャルおよび有効質量が一定であるとすれば、

$$\begin{pmatrix} V_0 \\ I_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh\gamma l & Z_0 \sinh\gamma l \\ Z_0^{-1} \sinh\gamma l & \cosh\gamma l \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_1 \\ I_1 \end{pmatrix} \quad (18)$$

なる縦続行列が得られる。ここに、

(i)  $m(\hbar\omega - U) < 0$  の場合：

$$\gamma = \alpha, Z_0 = jm/\hbar\alpha = jX_0 \quad (19)$$

(ii)  $m(\hbar\omega - U) > 0$  の場合：

$$\begin{aligned} Z_0 &= [m/2(\hbar\omega - U)]^{1/2} = R_0 \\ \gamma &= jm/\hbar R_0 = j\beta \end{aligned} \quad (20)$$

#### 4.2 井戸の等価回路

式(20)で与えられる場合は、量子現象としての井戸にあたる。回路的にみれば、位相定数と特性抵抗とであらわされるから、通常の無損失線路であり、良く知られた無損失線路の取扱いができる。量子現象として見た場合、有効質量  $m$  は正にも負にもできて、正の場合は電子の井戸を表し、負の場合はホール井戸に相当するが、回路的扱いは同じである。

#### 4.3 障壁の等価回路

式(19)で与えられる場合は、量子現象としての禁制帯にあたる。回路的にみれば、減衰定数と虚数の特性インピーダンスをもつから、カットオフ線路であり、エネルギーが伝送されないところである。ところが量子現象の立場からみれば、薄い禁制帯によってトンネル

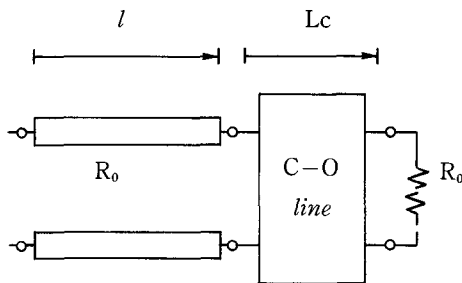


図2 無損失線路，カットオフ線路および負荷抵抗からなる回路

現象の生じる極めて重要な所である。

この区間が回路的に全く無用であったわけではなく、例えば導波管においては窓としてフィルタ構成にも用いられている。

カットオフ線路を用いて得られる有用な回路を示しておこう。図2には、長さ  $l$  の特性抵抗  $R_0$  の無損失線路、長さ  $L_c$  のカットオフ線路および負荷抵抗  $R_0$  が接続された回路を示している。 $L_c$  を零から大きくしたときの、カットオフ線路から負荷側をみたインピーダンスは  $R_0$  から  $jX_0$  に変化する。これはスミスチャートで考えれば、半径が零の中心から半径が大きくなりスミスチャート上半径が最大の所まで変わること示している。そのインピーダンスを長さ  $l$  の特性抵抗  $R_0$  の無損失線路で変化させるのであるから、 $l$  と  $L_c$  との選方で任意のインピーダンスを作り出すことができる。したがって、図2の回路を用いれば、共鳴トンネル現象を作りだせることが分かる。

#### 4.4 クローニツヒ・ペニー模型

GaAs と  $Al_x Ga_{1-x} As$  の組み合わせのようなタイプ I の超格子系では、クローニツヒ・ペニー模型が極めて妥当であるとの結論が得られている<sup>(8)</sup>。これは、3.2 と 3.3 で述べた井戸と障壁のみでできている。回路的手法で共鳴トンネル現象を求めるには、分布定数回路ではおなじみのスミスチャートを使用でき、インピーダンスの整合の条件により、新しい物質設計への確かな道具となる。

### 5. ヘテロ構造の等価回路表現

GaAs 系の材料を用いたポテンシャル構造では、そのヘテロ界面での境界条件として、(i) 波動関数が連続、(ii) 波動関数の一次導関数を有効質量で割ったものが連続、が一般に用いられる。GaAs 系以外の例えば、InAs/GaSb 等の材料のヘテロ界面では界面行列<sup>(9)</sup>によって境界条件を表す手法が提案されている。また GaAs 系であっても、 $\Gamma$  谷と X 谷の間で波動関数の結合 ( $\Gamma$ -X 混合) が問題となることがある。 $\Gamma$ -X 混合は文献(14)にゆずり、ここでは界面行列の複素等価回路を導く。

界面は  $x = d$  にあり、 $x < d$  の領域に半導体 A が、 $x > d$  の領域に半導体 B があるとする。半導体 A, B での波動関数をそれぞれ  $\phi_A(x)$ 、 $\phi_B(x)$  とするとき、界面行列  $T_{BA}$  は次のように定義される。

$$\begin{pmatrix} \phi_B(d) \\ \nabla \phi_B(d) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_A(d) \\ \nabla \phi_A(d) \end{pmatrix} \quad (21)$$

ここに、 $\nabla = ad/dx$ 、 $a$  は格子定数。

この界面行列を式(12)、(14)、(16)の定義を用いて電圧、電流の関係で表せば、次の縦続行列がえられる。

$$\frac{1}{\det T_{BA}} \begin{pmatrix} t_{22} & jt_{12} am_B/\hbar \\ -jt_{21} \hbar/am_A & t_{11} m_B/m_A \end{pmatrix} \quad (22)$$

ここに、 $m_A$ 、 $m_B$  は A、B の有効質量を表す。

界面行列では確率保存の法則が考慮されており、この縦続行列をもつ回路は無損失 2 ポートとなる。また、その等価回路は周波数に無関係の定数であるから、虚数抵抗の組み合わせで表せる。

## 6. おすび

回路理論の研究の歴史からみて、ヘビサイドによって導入された虚数を用いた  $j\omega$  と複素数であるインピーダンスは画期的なものであった。それにもかかわらず、複素係数をもつ回路に関しては理論面のみが進歩して、実用面の効用は余りみられない。

この局面を打開して、複素係数回路の有効性を示すには実際の物理現象に応用すべきであろう。現在、量子効果を利用したデバイスの設計が重要となっている。回路理論にとって幸いなことに、量子現象を記述するシュレディンガー方程式は虚数の係数をもっている。

本文では、量子井戸構造や多重バリヤ構造の設計に応用できる複素等価回路の導出を述べた。これらの研究の詳細は文献(9)–(14)などに示している。このような研究を通して、新しい回路理論の発展がなされればこれに越した喜びはない。

## 【参考文献】

- [1] 渡部：伝送回路網の理論と設計，オーム社(1968)
- [2] Matsumoto A. (Ed.): Microwave filters and circuits, Academic Press (1970)
- [3] 永井：“定常確率過程の回路網モデルとウェーブデジタルフィルタ”，信学誌，68, p.885(1985)
- [4] 鈴木，永井：“ウェーブデジタルフィルタとそのデジタル信号処理への応用”，システム/制御/情報，33, p.75 (1989)
- [5] Belevitch V.: Classical network theory, Holden-Day (1968)
- [6] Kron G.:“Electric circuit model of the Schrodinger equation”, Phys. Rev., 67, p.39 (1945)
- [7] 加藤：“超格子構造における共鳴トンネル効果の回路論的定式化”，信学技報，CAS 87-104(1987)
- [8] 日本物理学会編：半導体超格子の物理と応用，培風館(1984)
- [9] 大谷，永井，鈴木，三木：“複素等価回路による量子効果現象の定式化”，信学論 C-I, J 73-C-I, p.683(1990)
- [10] 大谷，永井，鈴木，三木：“対称 3 重バリヤの共鳴条件に関する回路論的一考察”，信学論 C-I, J 74-C-I, p.276 (1991)
- [11] 大谷，永井，鈴木，三木：“加藤文夫氏に対する回答”，信学論 A, J 75-A, p.970(1992)
- [12] 大谷，永井，三木：“スミスチャートを用いる共鳴準位合成法”，信学論 C-II, J 75-C-II, p.497(1992)
- [13] 大谷，真田，永井，鈴木，三木：“共鳴状態の存在寿命に関する回路論的一考察”，信学論 C-II, J 76-C-II, p.59 (1993)
- [14] 真田，永井，大谷，三木，大鎌：“ヘテロ界面における波動関数の接続を表す複素等価回路”，信学論 C-I, J 76-C-I, p.344(1993)