

## 論 文

## ベッセル関数を基本とした周期的に反射率ピークをもつ光フィルタの設計方法の検討

高田 晴久<sup>†</sup> 山田 実<sup>†</sup> 山根 康広<sup>†\*</sup> M. Ahmed<sup>†</sup>

## A Bessel Function Based Design Method of a Periodic Multi-Reflection Optical Filter

Haruhisa TAKATA<sup>†</sup>, Minoru YAMADA<sup>†</sup>, Yasuhiro YAMANE<sup>†\*</sup>,  
and Moustafa AHMED<sup>†</sup>

あらまし 波数軸上に周期的に反射率ピークが現れる光フィルタの一設計方法を誘電体多層膜型と導波路型について提案する。フィルタの屈折率分布と反射率特性の間には近似的にフーリエ変換の関係があり、この関係は通信における信号の時間波形と周波数応答の関係に類似している。この類似点を利用し、屈折率分布をFM変調関数のように記述することでベッセル関数を基本としたフィルタ特性の解析が行える。但し、単調なFM変調関数を用いると各反射率ピークの大きさがそろわないため、関数の位相項に高次の項を導入し修正を加える。また、屈折率分布の変化を方形波状に変換するため使用する（等価）屈折率は2値でよい。解析の結果、得られた関係からフィルタの設計方法を提案する。また、提案した設計方法に基づき、フィルタを設計した計算例を示す。多層膜型と導波路型どちらも目標にしたフィルタ特性に近い結果が得られた。

キーワード 光フィルタ、誘電体多層膜、導波路、フーリエ変換、ベッセル関数

## 1. ま え が き

光フィルタは、波長多重 (WDM) 光通信システムなどにおける波長選択素子として重要であるが、波長可変半導体レーザなどにおける波長選択共振器としても利用されている。特に、Super Structure Grating DBR (SSG-DBR) [1] や Sampled Grating DBR (SGDBR) [2] と呼ばれる半導体レーザでは、波数軸上で周期的な反射率ピークをもつ共振器により、広範囲での発振波長チューニングを可能にしている。

光フィルタは、その構造から、光の進行方向に垂直な面内に誘電体多層化した平面型フィルタと、誘電体導波路に沿った境界を加工した導波路型フィルタとに大別されるが、設計原理としては共通性が多く、これまでも数多くの設計方法が提案されている [3], [4]。そ

の一つとして筆者らは、十分に多くの層数や波長領域をもつ光フィルタにおいては、構造の周期性と透過または反射の波長特性とが、フーリエ変換の関係になっていることを利用した設計方法を提案してきた [5], [6]。

本論文では、波数軸上で等間隔に複数の反射率ピークを必要とする光フィルタについて、フーリエ変換の性質を利用した設計方法を提案する。この光フィルタは構造と反射特性との関係が、いわばFM変調方式での時間波形と周波数特性の関係に類似していることから、ベッセル関数を基底系として展開し、反射率ピークの均等化などの調整を行う。既に Ishii らにより提案されている SSG-DBR の設計理論 [1], [7] と本設計方法との違いは、屈折率分布と反射率特性の関係を解析する際の屈折率分布を級数展開したときの展開係数にある。Ishii らの方法では展開係数を指数関数の積分として表しているが、本論文の方法はベッセル関数を用いる。

本論文では **2.** でフィルタの設計方法を提案する上で基本となる考え方を示し、**3.** でフィルタ特性をより正確に吟味する方法を示す。**2.** と **3.** の内容は誘電体多層

<sup>†</sup> 金沢大学工学部電気・情報工学科, 金沢市

Department of Electrical and Computer Engineering, Faculty of Engineering, Kanazawa University, Kanazawa-shi, 920-8667 Japan

\* 現在, ソニー株式会社

膜型と導波路型に共通である。4.で誘電体多層膜型での設計手順と設計例を示す。また、5.では導波路型での設計手順と設計例を示す。最後に6.で本論文をまとめる。

## 2. 基本理論

### 2.1 屈折率分布と電界反射率の近似的な関係

光フィルタのモデルとして図1のようなモデルを考える。光は  $z$  方向に伝搬し、その伝搬定数が  $\beta$  であるとする。屈折率平均値  $\bar{n}$  からの変化分  $\Delta n(z)$  があまり小さくなく、かつ  $\Delta n(z)$  が十分長い距離  $L$  に存在している場合、フィルタの電界反射率  $r(\beta)$  は、近似的に次に示すようなフーリエ変換の関係で記述できる [5]. [6].

$$r^{(0)}(\beta) = -j \frac{\omega_0}{c} \int_{-L/2}^{L/2} \Delta n(z) e^{-2j\beta z} dz \quad (1)$$

ここで  $c$  は真空中の光速、 $\omega_0$  は光の中心角周波数、 $r$  の上添字 0 は反射率が近似解析の結果であることを示している。式(1)の関係は通信における時間波形と周波数スペクトラムの関係に類似している。従って、屈折率の変化分  $\Delta n$  を FM 変調関数のように記述することで、周期的に反射率ピークをもつフィルタ特性が得られる。つまり、フィルタの屈折率変化  $\Delta n$  として次のようなものを考える。

$$\Delta n(z) = A \sin[2\beta_0 z + b_1 \sin(2\Delta\beta z)] \quad (2)$$

$A$  は屈折率変化の振幅を表す定数である。 $\beta_0$  は光の中心角周波数  $\omega_0$  での伝搬定数(波数)で、 $\bar{n}$  をフィルタの平均屈折率として  $\beta_0 = \bar{n}\omega_0/c$  で与えられる。 $\Delta\beta$  は要望する反射特性の波数間隔、 $b_1$  は最大帯域幅に対応する定数である。式(2)で示されるように本論文でのフィルタ設計は屈折率の変化分  $\Delta n(z)$  の最大値  $A$  を一定としており  $\Delta n(z)$  の変化ピッチを可変にしている。式(2)を級数展開すると  $m$  を整数として

$$\Delta n(z) = A \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(b_1) \sin[2(\beta_0 + m\Delta\beta)z] \quad (3)$$

と書かれる。 $J_m(b_1)$  はベッセル関数である。このような屈折率分布をもつフィルタの電界反射率  $r^{(0)}$  は式(1)の関係より

$$r^{(0)}(\beta) = -\frac{\omega_0 AL}{2c} \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(b_1) \operatorname{sinc} [L\{\beta - (\beta_0 + m\Delta\beta)\}] \quad (4)$$

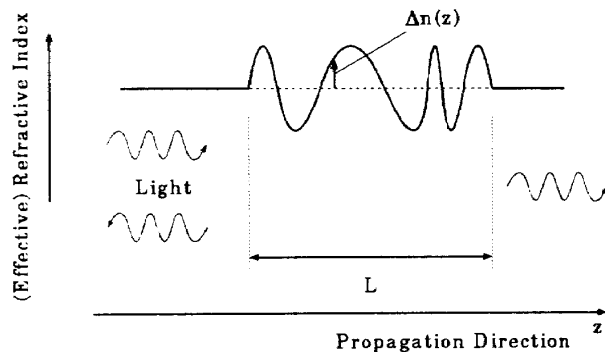


図1 フーリエ変換を用いた近似解析における屈折率分布  
Fig.1 The spatial profile of the refractive index in an approximate analysis of the Fourier transformation.

のように記述される。ここで  $L$  は、フィルタの相互作用長、つまり、平面型フィルタでの総層厚、あるいは導波路型フィルタで凹凸が存在する長さである。また、フィルタ領域として  $\beta > 0$  の領域を考えているため、 $\beta$  が負の領域は省略した。式(4)から電力反射率を計算した図例を図2に示す。横軸に波数を取り、縦軸に電力反射率をとる。図2にあるように、屈折率変化が式(2)で記述されたフィルタの電力反射率特性は  $\beta_0$  を中心とし  $\Delta\beta$  の周期で反射率ピークが現れる特性であることがわかる。また、1本の反射率ピークは  $L$  に反比例した  $2\pi/L$  の幅をもっている。各反射率ピークは変数  $m$  によって示され、大きさはベッセル関数  $J_m(b_1)$  により表される。以上より、式(2)で用いた定数  $\Delta\beta$  は、反射率ピークの現れる周期を定めるパラメータであり、 $b_1$  はフィルタ全体の帯域を定めるだけでなく、各反射率ピークの大きさを決めるパラメータとなっていることもわかる。

### 2.2 各反射率ピークの大きさの調整

図2に示したように周期的に反射率ピークが現れているが、各反射率ピークの大きさはまちまちである。これは各反射率ピークの大きさがベッセル関数で決まっているためである。そこで式(2)の位相項に高次の項を加えることで各反射率ピークの大きさをそろえることを考える。高次の項を加えた式を次のようにおく。

$$\Delta n(z) = A \sin[2\beta_0 z + \sum_{i=0}^p b_{2i+1} \sin\{2(2i+1)\Delta\beta z\}] \quad (5)$$

ここで

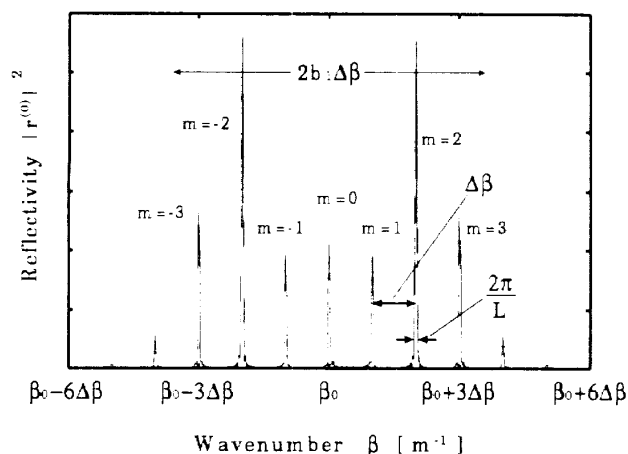


図2 電力反射率の近似解析

Fig. 2 An approximate spectral profile of the power reflectivity.

$$e^{jb \sin \theta} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(b) e^{jm\theta} \quad (6)$$

の関係を用いると式(5)は次式のように書き直される。

$$\Delta n(z) = A \sum_{m_1=-\infty}^{\infty} \sum_{m_3=-\infty}^{\infty} \cdots \sum_{m_{2p+1}=-\infty}^{\infty} J_{m_1}(b_1) J_{m_3}(b_3) \cdots J_{m_{2p+1}}(b_{2p+1}) \sin\{2(\beta_0 + m \Delta \beta)z\} \quad (7)$$

式(7)を式(1)に代入すると電界反射率  $r^{(0)}$  は次式になる。

$$r^{(0)}(z) = -\frac{\omega_0 A L}{2c} \sum_{m_1=-\infty}^{\infty} \sum_{m_3=-\infty}^{\infty} \cdots \sum_{m_{2p+1}=-\infty}^{\infty} J_{m_1}(b_1) J_{m_3}(b_3) \cdots J_{m_{2p+1}}(b_{2p+1}) \text{sinc}[L\{\beta - (\beta_0 + m \Delta \beta)\}] \quad (8)$$

ここで

$$m = m_1 - 3m_3 + \cdots + (2p+1)m_{2p+1} \quad (9)$$

であり、ベッセル関数の次数の和で定まる定数である。このように  $m$  番目の反射率ピークの大きさは、ベッセル関数の積和で表されるようになるため  $b_1, b_3, \dots, b_{2p+1}$  を適当な値に選ぶことにより  $m = -(p+1) \sim m = (p+1)$  まで  $2p+3$  本の反射率ピークの大きさをそろえることができる(付録参照)。なお、式(5)では高次項として奇数次項 ( $2i-1$ ) だけを導入している。偶数次項 ( $2i$ ) は中心波数を挟んで左右非対称の特性を与えるので省略した。

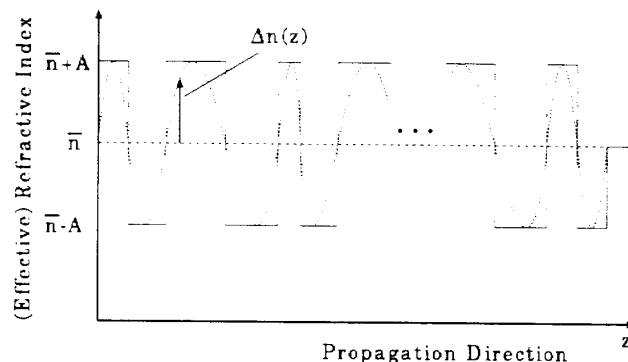


図3 屈折率変化の方形波への整形

Fig. 3 Reform of the refractive index profile to an equivalent rectangular shape.

### 2.3 屈折率分布の方形波への整形

今まで述べてきた屈折率分布は式(2),(5)のように連続的に変化しているがこの変化をステップ状(方形波状)に整形する。整形を行うことにより、必要となる(等価)屈折率は2値となり製作が容易になる。多層膜型においては屈折率の異なる二つの誘電体を重ねることでフィルタが製作できる。一方、導波路型においては、深さが均一であるグレーティングをコアの上部に作成することで可能となる。

屈折率の方形波への置換えの様子を図3に示す。横軸は光の進行方向を表し、縦軸は屈折率を表している。簡単化のため、 $\Delta n = A$  または  $\Delta n = -A$  の2値だけを取り、屈折率の変化分  $\Delta n$  が0をよぎる点で屈折率をステップ状に変化させることにより実線のような屈折率分布を得る。方形波状の屈折率分布を級数展開した際の基本波成分がもとの連続的な変化の式(5)の  $\Delta n(z)$  に対応しているので、屈折率の変化分  $\Delta n$  を方形波に整形しても近似的なフィルタの反射率  $r^{(0)}$  としての式(8)は成立している。なお、厳密な振幅は  $4A/\pi$  であるが、後述のように良好な伝送特性を得るために振幅を再調整するので、ここでは簡単化のため  $A$  とおいておく。

### 3. より正確な反射率の計算方法

2.で議論していた反射係数は、層間の多重反射を無視した近似であり、正確ではない。より正確な反射率を計算する方法はいくつかあるが[8],[9]、本論文では、記述が簡潔なF行列を用いる方法を使ってより正確な反射率を計算し、フィルタ特性の確認を行う[5],[6]。

計算のモデルとなる双方のフィルタの概略図を図4に示す。多層膜構造の場合を示したのが(a)であり、導

波路構造の場合を示したのが(b)である。領域  $i$  番目での  $z$  方向の光の波数を  $\beta_i$ 、領域の幅を  $l_i$ 、特性インピーダンスを  $Z_i$  とする。光は左側から入射し、一部は進行方向と逆の方向に反射し、残りはフィルタの右側に透過する。入射光と反射光はそれぞれ領域0における前進波  $E_0^{(+)}$ 、後退波  $E_0^{(-)}$  として表すことができる。また、領域  $N+1$  において反射を起こす要因がないとすると、透過光は前進波  $E_{N+1}^{(+)}$  のみで表すことができる。フィルタの入射側と出射側の電磁界は各層のF行列を結合することにより次のように関係づけることができる。

$$\begin{bmatrix} E_0^{(+)} + E_0^{(-)} \\ H_0^{(+)} + H_0^{(-)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{N+1}^{(+)} \\ H_{N+1}^{(+)} \end{bmatrix} \quad (10)$$

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \prod_{i=1}^N \begin{bmatrix} \cos(\beta_i l_i) & jZ_i \sin(\beta_i l_i) \\ j\frac{1}{Z_i} \sin(\beta_i l_i) & \cos(\beta_i l_i) \end{bmatrix} \quad (11)$$

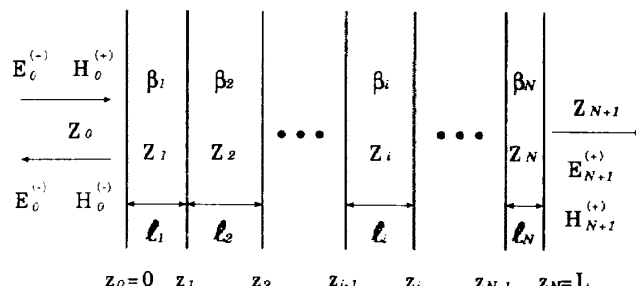
式(10)の  $A, B, C, D$  は式(11)のようにF行列の積を計算したものである。また、磁界は各領域の特性インピーダンスを使うことで  $H_0^{(+)} = E_0^{(+)} / Z_0, H_0^{(-)} = -E_0^{(-)} / Z_0, H_{N+1}^{(+)} = E_{N+1}^{(+)} / Z_{N+1}$  と表すことができる。従って式(10)の関係より  $A, B, C, D$  を求めることで、 $z = z_0$  での電界反射率を次のように求めることができる。

$$r = \frac{E_0^{(-)}}{E_0^{(+)}} = \frac{A + B/Z_{N+1} - (C + D/Z_{N+1})Z_0}{A + B/Z_{N+1} + (C + D/Z_{N+1})Z_0} \quad (12)$$

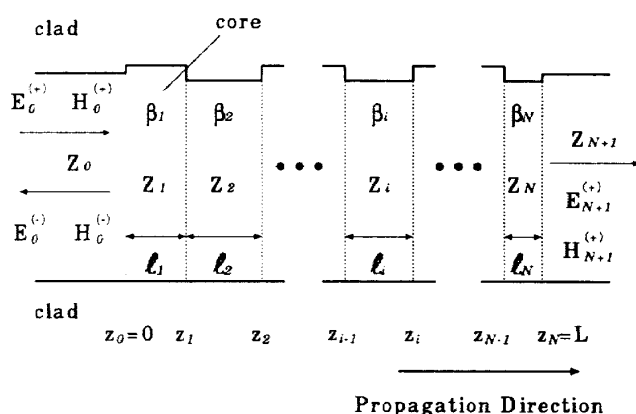
なお、導波路構造における特性インピーダンス  $Z_i$  は次式のように各領域における等価屈折率に反比例する定数として定義する。

$$Z_i = \frac{k}{\beta_i} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = \frac{1}{n_{eff}} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \quad (13)$$

この章で示した計算方法による電界反射率  $r$  は平面型多層膜構造においては比較的正確な値を示す。一方、導波路構造においてはフィールド分布の変化が各領域においてほぼ同一であると近似できる場合の基本モー



(a) Model of multilayer



(b) Model of waveguide

図4 F行列を用いた解析のモデル

Fig. 4 A model clarifying the application of the F-matrix method.

ドに対して適用できる。しかし、フィールド分布が変化したり、モード変換が生ずる場合には誤差が生ずる。

#### 4. 誘電体多層膜でのフィルタの設計

2.で述べてきた考え方で誘電体多層膜による平面型フィルタを設計することができるが、そのまま適用すると必要となる層数が著しく多くなる。そこで本章では、まず層数の削減を行う方法を述べた後、設計方法と設計例を示す。

##### 4.1 層数の削減

2.で述べたように屈折率分布を方形波状に整形すると、得られる反射率特性は図5のように高周波側にも現れるようになる。横軸はフィルタの中心波数  $\beta_0$  で規格化した波数、縦軸は反射率である。これまで基本波に対応した領域をフィルタとして使うことを考えていたが、フィルタ領域をシフトさせ  $Q$  番目の高調波に対応した領域をフィルタとして使うことを考える。つ

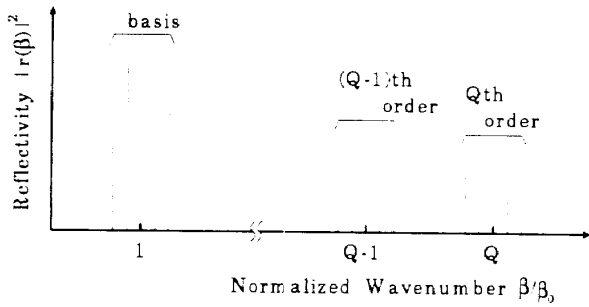


図5 屈折率変化を方形波状とした時に得られる反射率特性  
Fig. 5 A reflectivity profile after reforming the refractive index profile to a rectangular shape

まり、 $Q$  番目の高調波が今まで基本波として扱ってきた式(5)のように記述されているとする。すると、新たに定まる基本波は次のように記述されることになる。

$$\Delta n(z) = A \sin \left[ \frac{1}{Q} \left\{ 2\beta_0 z + \sum_{i=0}^P b_{2i+1} \sin(2(2i+1)\Delta\beta z) \right\} \right] \quad (14)$$

従って、屈折率分布はこの新たな基本波を方形波状に整形したものとなる。図6にフィルタ領域のシフトを行う前と行った後の屈折率分布の概略を示す。図3にあるような整形を行っているため、図6(a)では、基本波の周期が1層の層厚に比例している。新たに式(14)で仮定した図6(b)は図6(a)と比べ1層の厚きがおおよそ $Q$ 倍となっている。一方、フィルタ全体の厚さ $L$ は $\Delta n(z)$ の周期とは無関係に定まるので結果として層数がおおよそ $1/Q$ に削減される。但し、各反射率ピークの大きさは一律に基本波成分と比べ小さくなる。これを改善するためには式(8)よりわかるように屈折率差の振幅 $A$ を大きくしなければならない。

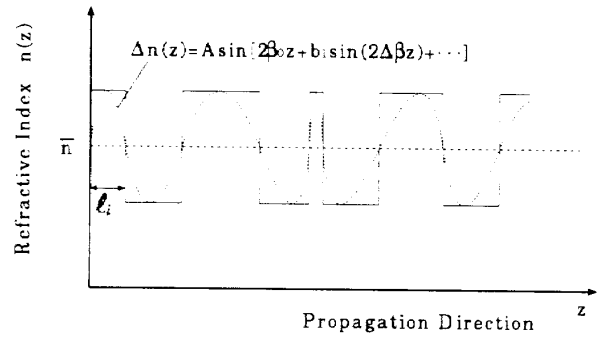
#### 4.2 設計手順

以上の結果を用い、以下に示す方法で周期的に反射率ピークが現れる光フィルタを誘電体多層膜で設計していく。また、これらをフローチャートにしたものを図7に示す。

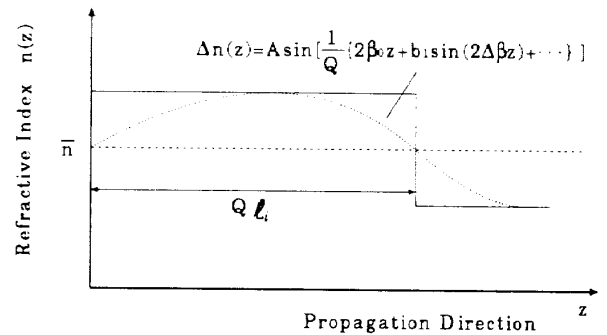
##### [手順]

L-1) 目標とするフィルタの特性(反射率ピークの数 $2p+3$ 、フィルタの屈折率の平均値 $\bar{n}$ 、中心波数 $\beta_0$ 、反射率ピークの現れる波数間隔 $\Delta\beta$ 、幅 $2\pi/L$ )を定める。

L-2) 式(8)により $2p+3$ 本の反射率ピークの



(a) Before shift



(b) After shift

図6 フィルタ領域のシフトに伴う屈折率分布の変化  
Fig. 6 Refractive index profiles on shifting filter region.

大きさがそろそろように付録のような計算手段を用いて $b_1, b_3, \dots, b_{2p+1}$ の値を定め、屈折率分布 $\Delta n$ を定める。このとき屈折率差の振幅 $A$ には、適当な仮の値を使う。

L-3) ステップL-2)で定めた $\Delta n$ を図3のように方形波に整形する。

L-4) 層数の削減を行う。

L-5) 式(11),(12)のF行列を用いてより正確なフィルタ特性を計算する。

L-6) ステップL-5)で得られたフィルタ特性を確認し屈折率差の振幅 $A$ を大きく(または小さく)することにより修正を行う。

L-7) ステップL-5), L-6)を繰り返して屈折率分布を決定する。

L-8) ステップL-7)で決定できないときはステップ2)に戻り、屈折率分布の仮定からやり直す。

終了

#### 4.3 計算例

L-1) 目標とするフィルタの条件を定める。目標とするフィルタは図8に示すような反射率ピークが5本

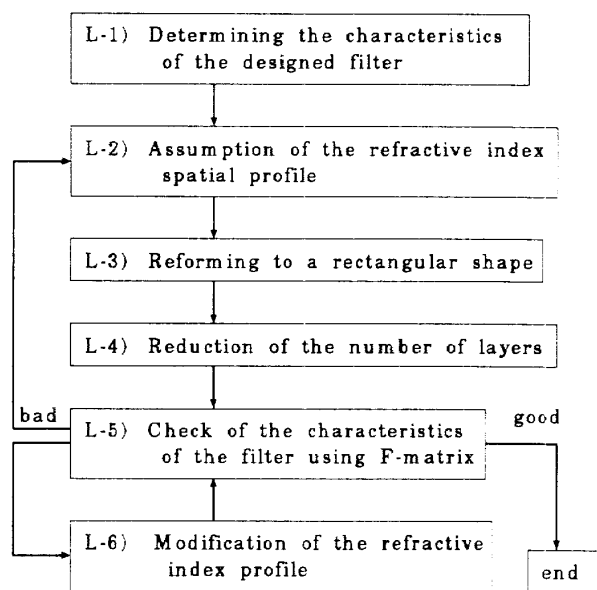


図7 誘電体多層膜フィルタの設計手順  
Fig. 7 The proposed procedure of the design method of a dielectric multilayer filter.

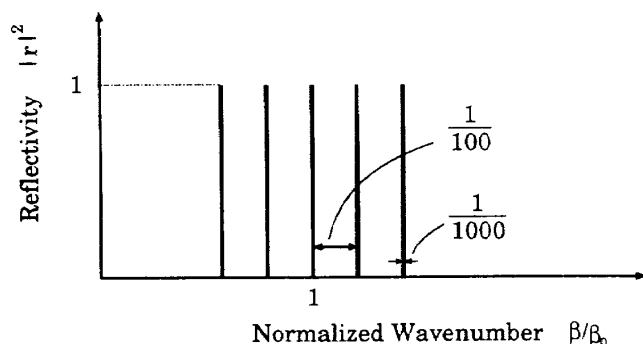


図8 目標とするフィルタ特性  
Fig. 8 The expected characteristic of the filter.

のものとする。屈折率の平均値  $\bar{n}$  を 3.2 とし、フィルタの中心波長は 780 nm とする。これにより、フィルタの中心波数  $\beta_0$  は  $2.58 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$  となる。反射率ピークの現れる波数間隔  $\Delta\beta$  は  $\beta_0/100 = 2.58 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$  (波長で 7.7nm) とする。一つの反射率ピークの幅はおよそ  $\beta_0/1000 = 2.58 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$  (波長で 0.78nm) とする。

L-2) 反射率ピークの数をもとにしたため、屈折率分布の位相項には  $p = 1$  つまり 3 次までの高次項を加えることになる。このときの位相項に加える高次項の係数  $b_1, b_3$  は付録にあるように、各反射率ピークの大きさを表す平面が交わる値として次のように求まる。

$$(b_1, b_3) = (2.51, 8.51) \text{ or } (6.61, 0.83) \text{ or } (13.71, 1.61) \text{ or } \dots \quad (15)$$

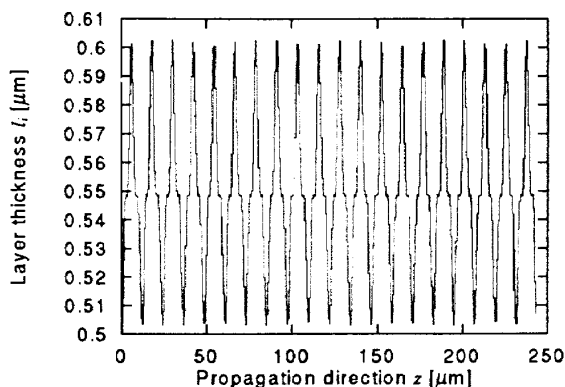


図9 層数削減を行った後の層厚変化の様子  
Fig. 9 The spatial profile of the layer thickness after reducing the layer number.

今回はこの中から  $(b_1, b_3) = (6.61, 0.83)$  の組を選ぶことにする。一方、フィルタの全体の厚さ  $L$  は反射率ピークの幅よりおよそ  $243.75 \mu\text{m}$  となる。また屈折率差の振幅  $A$  は 0.001 と仮に決めておくことにする。これらより屈折率分布  $\Delta n(z)$  を次のように仮定する。

$$\Delta n(z) = 0.001 \sin[2 \times 2.58 \times 10^7 z + 6.61 \sin(2 \times 2.58 \times 10^5 z) + 0.83 \sin(3 \times 2 \times 2.58 \times 10^5 z)] \quad (16)$$

L-3) 式(16)を方形波に整形する。この整形により 3999 層の誘電体膜が必要になる。

L-4) 式(14)のように基本波成分を改めて仮定し直す。今回は 9 番目の高調波の領域を使うことにし、 $Q = 9$  として屈折率分布を定め直す。定め直した後の層厚の変化の様子を図9に示す。横軸は光の進行方向を示し、縦軸は各層の層厚を示す。層数削減を行った結果、層数は 444 層まで削減された。

L-5) F行列を用いてフィルタ特性を計算したのが図10(a)である。横軸は  $\beta_0$  で規格化した波数であり、縦軸は電力反射率である。

L-6) 図10(a)とステップL-1)で目標として定めたフィルタ特性を比べてみる。フィルタ中心波数  $\beta_0$ 、各反射率ピークの間隔  $\Delta\beta$ 、幅は設計どおりに現れている。しかし、各反射率ピークの大きさが目標に比べて小さくなっている。そこでステップL-2)で仮に選んだ  $A$  の値を 0.048 に修正してみる。

L-7) ステップL-6)で改めて定めた屈折率分布から F行列を用いてフィルタ特性を計算したのが図10(b)である。このように目標に近いフィルタ特性が得られた。

しかし、興味のある波数領域以外には不必要な反射

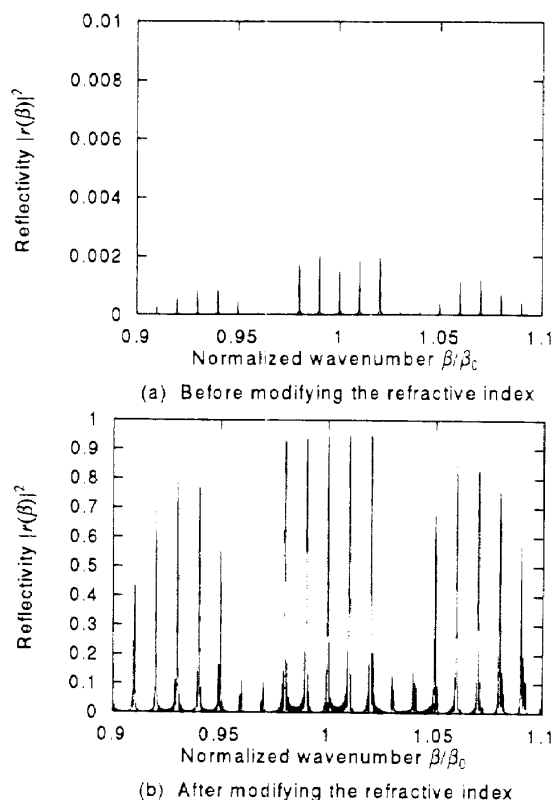


図10 F行列を用いて計算したフィルタ特性  
Fig.10 The characteristics of the filter using F-matrix technique.

率ピークが現れている。これを避けるためには、a) 損失を入れて不必要な領域の光を遮断する、b) 不必要な領域の光は入射させない、c) 更に多くの高次項 ( $i > p$  の  $b_{2i-1}$ ) を導入して反射率の低減を図るなどの対策をとらねばならない。

### 5. 導波路構造でのフィルタの設計

ここでは導波路型のフィルタを設計する方法と計算例を示す。設計の手順は、4. で述べた多層膜型の設計方法を基本とし、導波路型に変換して用いる。

#### 5.1 等価屈折率と導波路のコア厚

導波路は図11にあるようなスラブ導波路を仮定する。コアの屈折率を  $n_1$ 、クラッドの屈折率を  $n_2$ 、コアの厚さは  $d$  とし、コアの厚さ方向に  $y$  軸をとる。電磁界は図のようにコア内に閉じこもり、TEの基本モードで  $z$  方向に伝搬するとする。図11のような導波路における分散関係式は次のように表すことができる [4]。

$$T\sqrt{1-b} = \frac{m\pi}{2} + \tan^{-1} \sqrt{\frac{b}{1-b}} \quad (17)$$

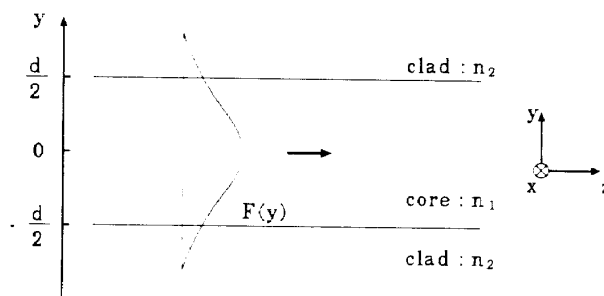


図11 導波路内の電磁界モデル (TE-mode)  
Fig.11 A model illustrating the propagation of electromagnetic field in a waveguide. (TE-mode)

$$\begin{cases} T = dk\sqrt{n_1^2 - n_2^2}/2 \\ b = (n_{eff}^2 - n_2^2)/(n_1^2 - n_2^2) \end{cases} \quad (18)$$

$$n_{eff} = \beta/k \quad (19)$$

ここで  $m$  は 0 以上の整数であり、 $T, b$  はそれぞれ規格化周波数、規格化伝搬定数で式(18)のように定義したものである。また、等価屈折率  $n_{eff}$  を式(19)のように  $z$  方向の波数  $\beta$  と真空中での波数  $k$  の比で定義する。

導波路型での等価屈折率が多層膜型の屈折率  $n$  に対応している。従って、式(5)で与えられる屈折率  $\bar{n} + \Delta n$  を  $n_{eff}$  とすると、式(17)の分散関係式からコアの厚さ  $d$  が求まる。

$$d = \frac{2}{k\sqrt{n_1^2 - n_{eff}^2}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{n_{eff}^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_{eff}^2}} \quad (20)$$

但し、この式は基本モードについての式である。式(20)により得られる厚さのコアをもった導波路を順次結合していくことにより方形波状のグレーティングをもった光導波路が得られる。

#### 5.2 単一モード条件

導波路で高次モードがカットオフになり、単一モードだけが伝搬できる条件は

$$d < \frac{\pi}{k\sqrt{n_1^2 - n_2^2}} \quad (21)$$

である。ここに式(20)を代入し、整理すると次のような  $n_1, n_2, n_{eff}$  の関係が得られる。

$$n_2^2 < n_{eff}^2 < 0.646n_1^2 + 0.354n_2^2 \quad (22)$$

従って、この単一モード条件を満足するようにコアとクラッドの屈折率  $n_1, n_2$  の値が決定される。

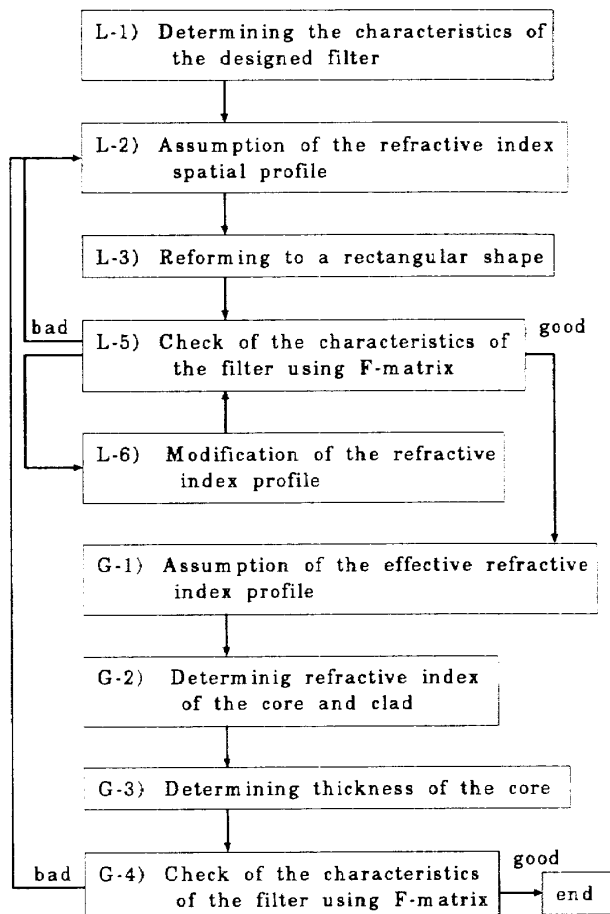


図12 導波路型フィルタの設計手順  
Fig.12 The proposed procedure of the design method of a waveguide filter.

### 5.3 設計手順

以上の結果を用い、導波路型フィルタの設計方法を以下に示す。また、これらをフローチャートにしたものを図12に示す。導波路型の場合は4.で示した多層膜での設計手順に導波路型固有の手順を付加したものになる。但し、L-4)で示した層数削減の手順は導波路型には用いない。導波路型でグレーティングを深くして、グレーティング数を減らそうとすると得られる反射率特性  $r$  が初期設定  $r^{(0)}$  から大きくずれるばかりでなく、散乱損なども増加するであろう。

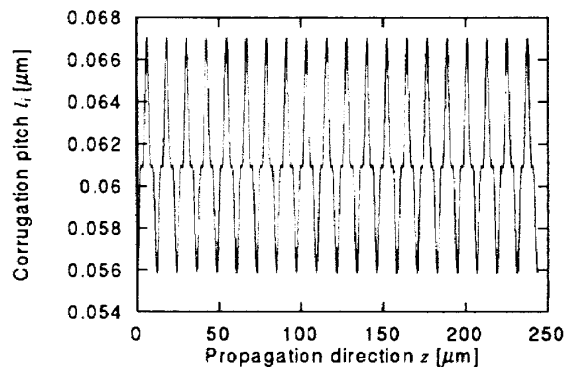
[手順]

part1 L-1) ~ L-3), L-5) ~ L-8)

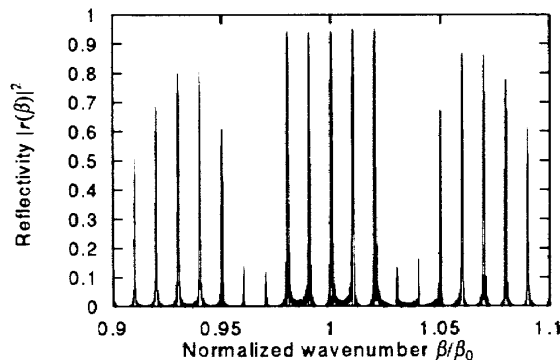
part2

G-1) part1で決定した屈折率分布をフィルタの中心波長に対する等価屈折率  $n_{eff}$  の変化の様子とみなす。

G-2) 単一モードとなるように式(22)によりコアとクラッドの屈折率  $n_1, n_2$  を定める。



(a) Spatial profile of the corrugation pitch



(b) Characteristics of the designed filter

図13 導波路型フィルタの設計結果  
Fig.13 Calculated results in the waveguide filter.

G-3) ステップG-1) G-2)で決定した  $n_{eff}, n_1, n_2$  よりコア厚  $d$  の分布を決定する。

G-4) 式(11),(12)のF行列を用いてより正確なフィルタ特性  $r$  を計算し、確認する。目標とするフィルタ特性が確認できなければ part1 に戻り、修正を行う。

終了

### 5.4 計算例

目標とするフィルタの条件は、4.の計算例と同じ図8とする。

part1

層数削減を行わず4.と同じように設計していくと、屈折率分布は3.19475と3.20525を交互にとるような分布となる。

part2

G-1) part1により定まった屈折率分布を等価屈折率の変化の様子とみなす。

G-2) 導波路が単一モードとなるように式(22)の関係からコアの屈折率  $n_1$ 、クラッドの屈折率  $n_2$  を次のように定める。



$$\begin{cases} n_1 = 3.46 & \text{コア} \\ n_2 = 2.85 & \text{クラッド} \end{cases} \quad (23)$$

G-3) 以上より決定した  $n_{eff}, n_1, n_2$  を式(20)に代入することにより, コアの厚さの分布の様子が得られる. これにより定まる導波路構造はコアの厚さが  $0.1545\mu\text{m}$  の領域と  $0.1609\mu\text{m}$  の領域を交互に結合したものとなり, フィルタ全体の長さは  $243.7\mu\text{m}$  となる. また各領域の長さの変化の様子を図13(a)に示す. 横軸は光の進行方向, 縦軸はグレーティングのピッチを表す.

G-4) 以上で定めた構造をした導波路のフィルタ特性を F 行列 を用いて計算した結果を図13(b)に示す. 目標としたフィルタ特性に近いものが得られた. 両脇の反射率ピークが邪魔なときは, 多層膜型の時と同様な処置を付加する.

以上よりコアの厚さが  $0.1545\mu\text{m}$  .  $0.1609\mu\text{m}$  の領域が交互に現れ, 相互作用長  $243.7\mu\text{m}$  の導波路型のフィルタが設計できた. このときのコア・クラッドの屈折率はそれぞれ 3.46. 2.85 となる.

## 6. むすび

通信における FM 変調方式との類似性からベッセル関数を基底系とした, 波数軸上に周期的に反射率ピークの現れるフィルタの一設計方法を提案した. この際, 各反射率ピークの大きさは一般的にそろわないが, 高次の項を屈折率差の位相項に導入することで, 各反射率ピークの大きさを等しくすることができた.

また, 提案した設計方法によりフィルタの設計を試み, 要望したフィルタ特性に近いフィルタを設計することができた.

## 文 献

- [1] H.Ishii, H.Tanobe, F.Kano, Y.Tohmori, Y.Kondo, and Y.Yoshikuni. "Quasicontinuous wavelength tuning in super-structure-grating (SSG) DBR lasers." IEEE J. Quantum Electron., vol.32, no.3, pp.433-441, March 1996.
- [2] V.Jayaraman, Z.M.Chuang, and L.A.Coldren. "Theory, design, and performance of extended tuning range semiconductor lasers with sampled gratings." IEEE J. Quantum Electron., vol.29, no.6, pp.1824-1834, June 1993.
- [3] J.A.Dobrowolski and D.Lowe. "Optical thin film synthesis program based on the use of Fourier transforms." Appl. Opt., vol.17, no.19, pp.3039-3050, Oct. 1978.
- [4] K.A.Winick and J.E.Roman. "Design of corrugated

waveguide filters by Fourier-transform techniques." IEEE J. Quantum Electron., vol.26, no.11, pp.1918-1929, Nov. 1990.

- [5] M.Ahmed, M.Yamada, and Y.Yamana. "Method of designing a corrugated optical waveguide filter." Optical Review, vol.3, no.5, pp.345-350, 1996.
- [6] M.Yamada and Y.Yamana. "A design method for dielectric multilayer optical filters." Optical Review, vol.3, no.6B, pp.512-517, 1996.
- [7] H.Ishii, Y.Tohmori, T.Tamamura, and Y.Yoshikuni. "Super structure grating (SSG) for broadly tunable DBR lasers." IEEE Photon.Tech.Lett., vol.5, no.4, pp.393-395, April 1993.
- [8] L.R.Brovelli and U.Keller. "Simple analytical expressions for the reflectivity and the penetration depth of a Bragg mirror between arbitrary media." Opt. Commun., vol.116, pp.343-350, May 1995.
- [9] N.Matuschek, F.X.Kärtner, and U.Keller. "Exact Coupled-Mode Theories for Multilayer Interference Coatings with Arbitrary Strong Index Modulations." IEEE J. Quantum Electron., vol.33, no.3, pp.295-302, March 1997.

## 付 録

### 高次項の係数の決め方

ここでは, 3次までの高次項を導入した場合を吟味する.  $m = -2 \sim 2$  までの各反射率ピークの大きさを決めている係数をまとめたものが表A・1である. ここでは  $-\omega_0 AL/2c$  を省略している.

表A・1より各係数は  $b_1, b_3$  を変数とした平面として表されることがわかる. よって図A・1のように, これ

表A・1  $m$  番目の反射率ピークの大きさを表す係数  
Table A・1 Coefficients indicating the  $m$ th reflection lines.

$m$	係数
-2	$\dots + J_4(b_1)J_{-2}(b_3) + J_1(b_1)J_{-1}(b_3) + J_{-2}(b_1)J_0(b_3) + J_{-5}(b_1)J_1(b_3) + J_{-8}(b_1)J_2(b_3) + \dots$
-1	$\dots + J_5(b_1)J_{-2}(b_3) + J_2(b_1)J_{-1}(b_3) + J_{-1}(b_1)J_0(b_3) + J_{-4}(b_1)J_1(b_3) + J_{-7}(b_1)J_2(b_3) + \dots$
0	$\dots + J_6(b_1)J_{-2}(b_3) + J_3(b_1)J_{-1}(b_3) - J_0(b_1)J_0(b_3) + J_{-3}(b_1)J_1(b_3) - J_{-6}(b_1)J_2(b_3) + \dots$
1	$\dots + J_7(b_1)J_{-2}(b_3) + J_4(b_1)J_{-1}(b_3) + J_1(b_1)J_0(b_3) + J_{-2}(b_1)J_1(b_3) + J_{-5}(b_1)J_2(b_3) + \dots$
2	$\dots + J_8(b_1)J_{-2}(b_3) + J_5(b_1)J_{-1}(b_3) + J_2(b_1)J_0(b_3) + J_{-1}(b_1)J_1(b_3) + J_{-4}(b_1)J_2(b_3) + \dots$

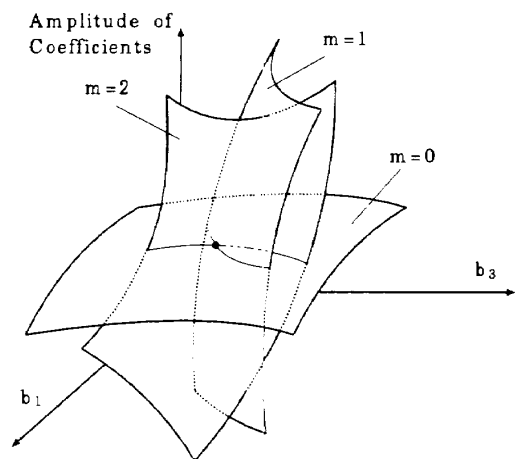


図 A・1  $b_1, b_3$  の値を求める概略図

Fig. A・1 A figure illustrating getting the values of  $b_1$  and  $b_3$ .

山根 康広



平7金沢大・工・電気・情報卒。平9同大大学院修士課程了。現在、ソニー（株）勤務。在学中、周期構造を利用した光デバイスに関する研究に従事。

M. Ahmed (学生員)



1988エルミニア大卒。同年同大・理・物理学科助手。1993同大大学院修士課程了。現在、金沢大大学院博士課程に在学中。機能光・半導体デバイスに関する研究に従事。

らの平面の交わる点を求めることで三つの平面（係数）が等しい値をとる条件を求めることができる。一方、表A・1より  $m = \pm 2, m = \pm 1$  の大きさはそれぞれ等しいことがわかる。そのため  $m = 0, 1, 2$  の平面が交わる点の  $b_1, b_3$  の値を求めることにより、 $m = -2 \sim 2$  の五つの係数の大きさを等しくすることができる。これと同様な考え方をを用いると、 $2p+1$  次の高次項まで導入した場合  $b_1, \dots, b_{2p-1}$  の値を適当に決めることにより、 $m = -(p+1) \sim m = p+1$  までの  $2p+3$  本の反射率ピークの係数をそろえることができる。

(平成9年7月7日受付, 9月16日再受付)

高田 晴久



平8金沢大・工・電気・情報卒。現在、同大大学院修士課程に在学中。導波路型光フィルタに関する研究に従事。

山田 実 (正員)



昭46金沢大・工・電気卒。昭51東工大大学院博士課程了。同年金沢大・工・電気工学科講師。現在同大・工・電気・情報工学科教授。昭57~58米国ホルムデル・ベル研究所客員研究員。現在、半導体レーザおよび半導体光変調器に関する研究に従事。工博。米沢

記念学術奨励賞（昭50）、本会論文賞（昭51）、本会業績賞（昭53）各受賞。