

回 折 光 学

高 木 康 博

光学素子というと、レンズやプリズムといった肉厚のガラス部品がすぐに頭に浮かぶ。それらは光を光線として近似する屈折の法則をもとに設計された屈折光学素子で、光ディスクなどの最新の光情報機器においても重要な役割を果たしている。この意味において、現在でも幾何光学の果たす役割は大きい。しかし、最近は状況が少しずつ変わりつつある。微細加工技術と計算機の進歩を背景として、光の回折現象を利用して、従来の屈折光学素子に比べて薄型で軽量、さらには新しい機能を有する回折光学素子の実用化が進められている。本講義では、将来の光学技術において重要な役割を果たすことが予想される回折光学素子について、その基礎となる回折理論に重点を置いて述べる。また、スカラー回折とベクトル回折の違いについて解説する。

1. スカラー回折とベクトル回折

回折とは、光の空間的な伝搬特性を意味する言葉である。光も電磁波の一種であるから、時間的な振動を $\exp(j\omega t)$ とおいてマクスウェル方程式から導ける電場 \vec{E} と磁場 \vec{H} に関するつぎの方程式から回折を知ることができる。

$$\nabla^2 \vec{E} + \nabla \left(\vec{E} \cdot \frac{\nabla \epsilon}{\epsilon} \right) + \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \epsilon \vec{E} = 0 \quad (1)$$

$$\nabla^2 \vec{H} + \frac{\nabla \epsilon}{\epsilon} \times \nabla \times \vec{H} + \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \epsilon \vec{H} = 0 \quad (2)$$

ただし、 λ は光の波長で、 ϵ は比誘電率である。

上式はベクトル方程式であるが、比誘電率 ϵ が一定な等方的な空間中では、 $\nabla \epsilon = 0$ であるからベクトルの各成分による違いがなくなり、ひとつのスカラー量 g を用い

てつぎのスカラーヘルムホルツ方程式で表せる。

$$(\nabla^2 + k^2)g(x, y, z) = 0 \quad (3)$$

ただし、 k は波数で $k = 2\pi\sqrt{\epsilon}/\lambda$ である。

2. スカラー回折

スカラーヘルムホルツ方程式をもとに、等方的空間中での回折を扱うのがスカラー回折理論である。ここでは、Fresnel-Kirchhoff 積分を導出する伝統的な方法¹⁾ではなく、より厳密でシンプルな回折表現として角スペクトルを用いた回折式²⁾を導出する。

図1に示すように、光は z 軸正方向に伝搬するとして、位置 z での xy 平面上での光の分布を $g(x, y; z)$ で表す。これを、フーリエ変換 $G(\nu_x, \nu_y; z)$ を用いて、

$$g(x, y; z) = \iint_{-\infty}^{\infty} G(\nu_x, \nu_y; z) e^{j2\pi(x\nu_x + y\nu_y)} d\nu_x d\nu_y \quad (4)$$

と表す。上式は、 x 方向と y 方向に空間周波数 ν_x と ν_y をもつ多数の平面波の重ね合わせとみることができる。各平面波は、 x 軸と y 軸に対して角度 $\theta_x = \cos^{-1} \lambda \nu_x$ と $\theta_y = \cos^{-1} \lambda \nu_y$ だけ傾いている。 $G(\nu_x, \nu_y; z)$ は、異なる方向に進む平面波の複素振幅を表すので角スペクトルとよばれる。

$g(x, y; z)$ はヘルムホルツ方程式を満たす必要があるのので、式(4)を式(3)に代入して次式を得る。

$$k^2 [1 - \lambda^2 (\nu_x^2 + \nu_y^2)] G(\nu_x, \nu_y; z) + \frac{\partial^2 G(\nu_x, \nu_y; z)}{\partial z^2} = 0 \quad (5)$$

この微分方程式は、すぐに解くことができる。

$$G(\nu_x, \nu_y; z) = G(\nu_x, \nu_y; 0) e^{jkz\sqrt{1 - \lambda^2(\nu_x^2 + \nu_y^2)}} \quad (6)$$

ただし、 $G(\nu_x, \nu_y; 0)$ は、 $z=0$ での分布 $g(x, y; 0)$ のフーリエ変換である。

式(6)を式(4)に代入して、最終的につぎの回折式を

東京農工大学工学部電気電子工学科 (〒184-8588 小金井市中町2-24-16)
E-mail: ytakaki@cc.tuat.ac.jp

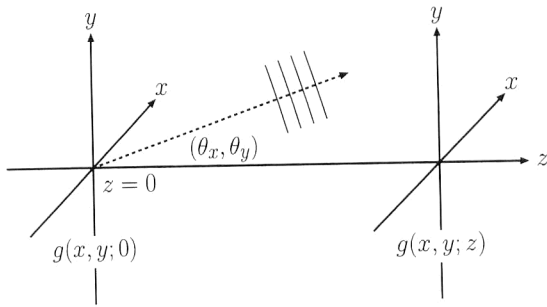


図1 角スペクトルとスカラー回折表現.

得る.

$$g(x, y; z) = \iint_{-\infty}^{\infty} G(\nu_x, \nu_y; 0) e^{jkz\sqrt{1-\lambda^2(\nu_x^2+\nu_y^2)}} \times e^{j2\pi(\nu_x x + \nu_y y)} d\nu_x d\nu_y \quad (7)$$

上式は、距離 z 進むと、各平面波の位相が $kz(1-\cos^2\theta_x - \cos^2\theta_y)^{1/2}$ だけ変化することを表している。これは、異なる方向に進む平面波の間の光路差に起因する位相差と考えることができる。また、式(7)は、スカラーヘルムホルツ方程式を厳密に満たしている点で Fresnel-Kirchhoff 積分より厳密である。

式(7)で $\nu_x^2 + \nu_y^2 > 1/\lambda^2$ のときは、指数関数の肩の部分に負の実数となり、 z 方向に急激に減衰する平面波となる。これは、いわゆるエバネセント波である。波長 λ より細かい分布を光に与えたとしても、急激に減衰することがわかる。したがって、波長 λ より細かい物体構造を伝搬波から知ることはできない。これに対して、エバネセント波を直接検出することで、光の波長を超えた分解能で微細構造を測定可能にしたのが近接場顕微鏡である。

さて、式(7)はフーリエ変換とコンボリューションの関係からつぎのように表すことができる。

$$g(x, y; z) = g(x, y; 0) * \mathcal{F}^{-1}\{e^{jkz\sqrt{1-\lambda^2(\nu_x^2+\nu_y^2)}}\} \quad (8)$$

ただし、 \mathcal{F}^{-1} は逆フーリエ変換を表し、記号 $*$ はコンボリューション演算を表す。ここで、 $\lambda\nu_x, \lambda\nu_y \ll 1$ の場合、すなわち、回折角 θ_x と θ_y が小さい場合には、

$$\mathcal{F}^{-1}\{e^{jkz\sqrt{1-\lambda^2(\nu_x^2+\nu_y^2)}}\} \simeq (1/j\lambda z) e^{jk\{z+(x^2+y^2)/2z\}} \quad (9)$$

と近似できるので、つぎの近似式を得る。

$$g(x, y; z) = (1/j\lambda z) e^{jkz} \iint_{-\infty}^{\infty} g(\xi, \eta; 0) \times e^{jk\{(x-\xi)^2+(y-\eta)^2\}/2z} d\xi d\eta \quad (10)$$

これは、いわゆるフレネル近似式である。さらに、物体が小さく、 $\xi, \eta \ll \sqrt{\lambda z}$ とできる場合には、

$$g(x, y; z) = (1/j\lambda z) e^{jk\{z+(x^2+y^2)/2z\}} \iint_{-\infty}^{\infty} g(\xi, \eta; 0) \times e^{-j2\pi(x\xi+y\eta)/\lambda z} d\xi d\eta \quad (11)$$

と近似でき、フラウンホーファー近似式が得られる。

前述したようにスカラー回折理論が与えるのは等方的空

間内の回折であるので、本来、物質構造に起因する回折を扱うことはできない。しかし、物質構造の細かさが波長に比べて大きく厚さが薄いと仮定できる場合には、物質構造がそのまま物質透過後の光の分布 $g(\xi, \eta; 0)$ に反映されるとして、物質構造を回折式に取り込むことができる。

以上のように、スカラー回折理論で回折光学素子を扱うことは厳密には正しくないが、計算が容易なため、構造の細かさが波長に比べて十分大きい場合、素子の初期設計、ラフな特性評価には有用である。とくに、式(7)、式(10)、式(11)はフーリエ変換で計算できるので、FFT (fast Fourier transform) などの高速計算アルゴリズムを利用して計算時間を大幅に短縮することが可能である。

3. 回折光学素子

レンズを代表とする屈折光学素子では、なめらかな表面形状で光を屈折させるため、素子自体にある程度の厚さが必要になる。しかし、光の位相に 2π の周期性があることを考えると、 2π の整数倍の位相に対応する厚さを取り除くことができる。このような構造が光に及ぼす効果としては屈折よりは回折が支配的になるため、このような構造を有する素子を回折光学素子とよぶ。回折光学素子は、素子の屈折率を n とすると、その厚さは $\lambda/(n-1)$ と波長程度でよい。薄型・軽量であることが特徴である。

回折光学素子の作製には、波長程度の深さ分布を精度よく形成する必要があるため、半導体露光装置や電子ビーム描画装置が用いられる。半導体露光装置を用いる場合には、ガラス基盤を削っていくエッチング法とガラス薄膜を積み重ねていく堆積法がある。いずれの場合も、1回のプロセスで2段階の形状が得られるので、 N 回のプロセスを繰り返すことで 2^N 段階の形状が得られる。このようにして作製された階段状の形状をもつ回折光学素子は、バイナリ光学素子³⁻⁵⁾ともよばれる。作製に半導体作製プロセスを用いるため、大量生産性にすぐれていることも特徴である。

4. 回折レンズ

ここでは、応用上最も重要であると思われる回折レンズについて説明する。ただし回折レンズに関してはほかにも多くのすぐれた解説文⁶⁾があるので、ここでは、少し違った切り口で、フェーザーを用いた図的な解釈を紹介する。

屈折レンズを位相変調素子と考えた場合の位相変調量 φ は、焦点距離を f 、レンズ中心からの距離を r で表して、

$$\varphi(r) = -\pi r^2 / \lambda f \quad (12)$$

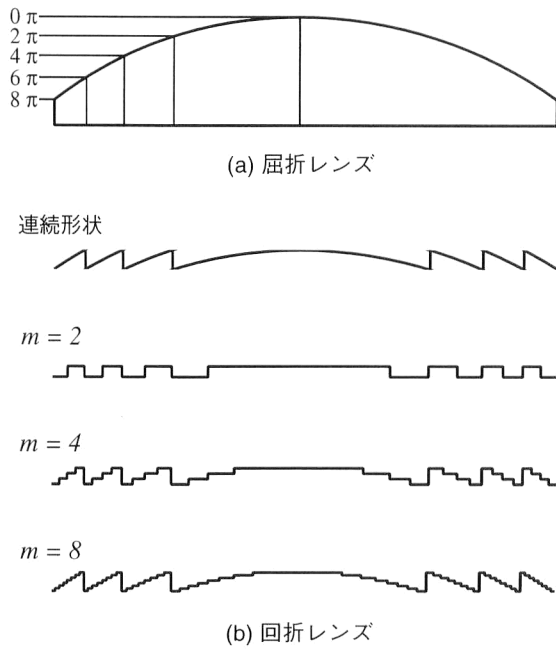


図2 回折レンズの形状の量子化と量子化数 m .

で与えられる²⁾。これから位相 2π の整数倍に相当する部分を取り除き、残りの位相をさらに量子化した階段状の形状が回折レンズの形状になる。図2に示すように、量子化数 m が大きいほど、屈折レンズの位相分布に近くなる。

回折レンズの特性を調べるために、式(10)のフレネル近似式を極座標で書き直す。

$$g(r, \theta; z) = (1/j\lambda z) e^{jk(z+r^2/\lambda z)} \int_0^w \int_0^{2\pi} g(\rho, \phi; 0) \times e^{jk\rho^2/\lambda z} e^{-j2\pi\cos(\theta-\phi)r\rho/\lambda z} \rho d\rho d\phi \quad (13)$$

ただし、 (ρ, ϕ) はレンズ面 ($z=0$) での極座標で、 (r, θ) は観測面での極座標である。また、レンズの半径を w で表した。ここで、 w をパラメータとしてゼロから増加させていったときに、積分値の実数部を x 座標に虚数部を y 座標にとって複素平面上で描いたフェーザーについて考える。このフェーザーの始点と終点を結んだものが、求める積分値の複素振幅になる。レンズがないとして、すなわち $g(\rho, \phi; 0)=1$ として光軸上 ($r=0$) で描いたフェーザーを図3に示す。これは、いわゆるコルニユの渦巻き的一种である。この渦巻きの各点で $g(w, \phi; 0) = e^{j\varphi(w)}$ を掛け合わせていき、渦巻きを变形させたものが積分値を与えると考えることができる。実際には、 $g(w, \phi; 0)$ は位相変化しか与えないので、各点で渦巻きの方向を変える作用をもつ。

このように考えると、屈折レンズの連続的な位相変化は、図3に示すように、コルニユの渦巻きを最も効率的に、直線状に引き伸ばす作用をもつと考えることがで

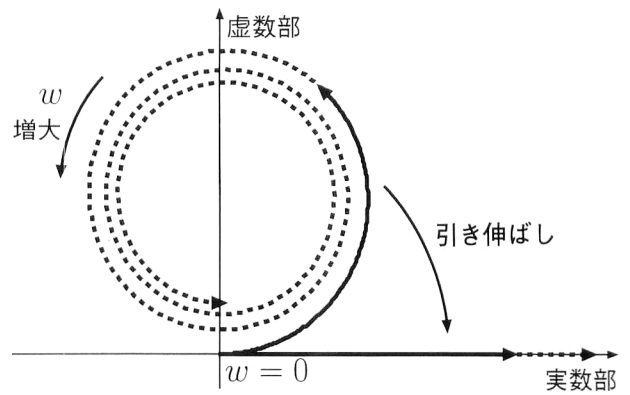


図3 屈折レンズによるフェーザーの引き伸ばし。

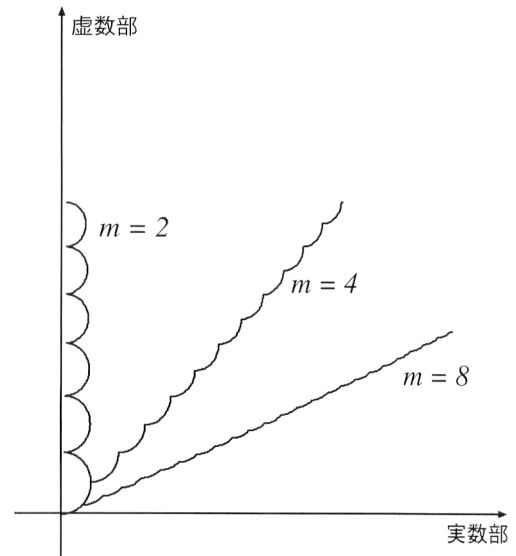


図4 回折レンズによるフェーザーの引き伸ばし (m : 量子化数)。

きる。

しかし、回折レンズは表現できる位相値が離散的であるため、コルニユの渦巻きを連続的に引き伸ばすことができず、図4に示すように、各部を微小な弧として切り取り、角度 $2\pi/m$ ずつ回転させていくことで一方向にそろえる作用をもつと考えることができる。量子化数 m が増えると、切り取る弧が小さくなり、全体としてコルニユの渦巻きをより長く引き伸ばすことができるため、光軸上の光強度は増加する。ちなみに、量子化数 m と回折レンズの回折効率 γ の間には $\gamma = \sin^2(1/m)$ で表される関係がある⁷⁾。

回折レンズでは位相を基準にして形状の量子化を行うため、波長によりその形状が異なる。したがって、設計波長が必ず存在する。このことは、動作波長が設計波長と異なると、色収差が発生することを意味する。設計波長を λ 、動作波長を λ' とした場合、回折効率 γ は $\gamma = \sin^2$

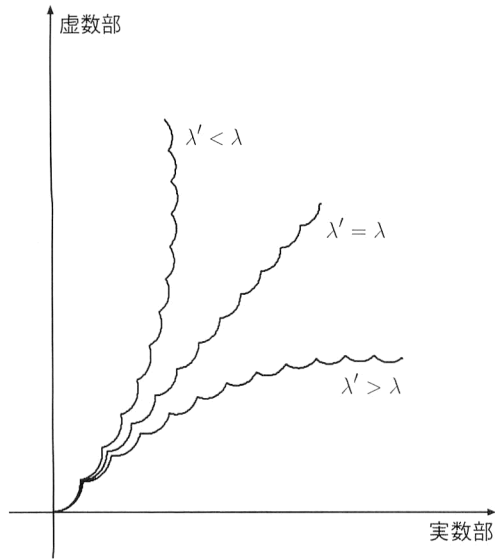


図5 波長によるフェーザーの引き伸ばしの違い (λ : 設計波長, λ' : 動作波長, 量子化数 $m=4$).

($\lambda/\lambda'-1$) で与えられる⁸⁾. このことを, フェーザーで見ると図5のようになる. 設計波長と動作波長が異なると, 切り出した弧の回転角が各部で $2\pi/m$ から微妙にずれ, このずれが蓄積していくと全体として曲率が生じるため, コルニュの渦巻きを1方向に引き伸ばすことができなくなる. このような形状に起因する色収差は, 連続的な表面形状で位相変調を行う屈折レンズでは起きえない. 以上のように考えると, 従来の屈折レンズの肉厚な形状は決して無駄でないことがわかる. また, 位相の繰り返しの基本周期を 2π とする代わりに 4π や 6π と大きくとり, 屈折レンズの形状に近づけると色収差が小さくなることが知られている. これは, 位相誤差の蓄積が少なくなるためであることが, フェーザー図からも理解できる. また, ここでいう回折レンズの色収差は形状に起因するもので, 材料の分散に起因する屈折レンズの色収差とは異なることに注意してほしい. 回折レンズの色収差は, 屈折レンズの色収差と符号が逆であるため, 屈折レンズと回折レンズを組み合わせることで色収差を除去できる^{8,9)}. この場合, 正のレンズ同士や負のレンズ同士で色収差補正が行える点の特徴である. レンズ材料が限定される遠赤外域や深紫外域で重要である^{3,4,10)}.

回折レンズは, 周辺部ほど輪帯が細くなるため, 最外輪帯の幅が最小加工精度になるところで, 全体の大きさが決まる. 最小線幅を δ とすると, 最大半径は,

$$\rho_{\max} = \frac{\lambda f}{m\delta} \quad (14)$$

で与えられる⁵⁾. 最小線幅 δ を小さくすると, 大口径化が

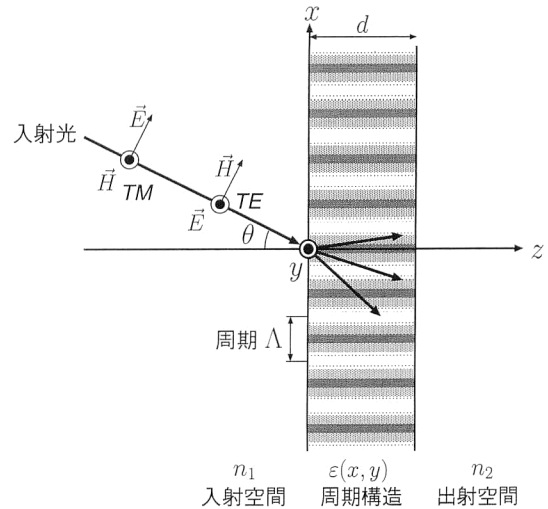


図6 周期構造内の電磁波.

可能になるが, スカラー回折理論が成り立たなくなる. その性能評価には, 後で述べるベクトル回折理論を用いる必要がある.

また, 量子化数 m を小さくすることでも大口径化が可能であるが, この場合は, 前述のように回折効率が低下する. そこで, 内周部は量子化数を大きくし, 外周部に行くに従って量子化数を少なくすることで, 大口径と高回折効率を両立できる. この場合は, 図4で量子化数によりフェーザーの引き伸ばし方向が異なることからわかるように, 量子化数が変化する部分で位相の不整合が起こらないように注意する必要がある^{11,12)}.

5. ベクトル回折

前述したように回折光学素子の構造が細くなり波長に近づくと, スカラー回折理論でその特性を正確に知ることができなくなる. ここでは, 物質構造を回折計算に反映し, 回折波をベクトル波として扱うベクトル回折理論について説明する.

物質構造は, 誘電率 ϵ の空間的な分布として記述できる. 誘電率の変化が周期的な場合には, これをフーリエ級数で表すことで, 定式化が可能である. 周期性がない場合には, 差分法等の手法¹³⁾を用いる必要があるため, 計算量が膨大になる. ここでは, 周期性のある構造中での回折計算を厳密に行える rigorous coupled-wave analysis¹⁴⁻¹⁸⁾ (以降, RCWA と略す) にもとづき説明する.

図6に示すように, 光の入射面を zx 平面とし, 誘電率も zx 平面内で変化するものとし, 構造の厚さを d で表す. また, 電磁波をベクトル波として扱うために, 電場を入射面に垂直な成分と平行な成分に分けて考える. 前者

は、光の入射角によらずに電場は境界面内の y 成分のみとなり、TE (transverse electric) モードとよばれる。後者は、磁場が y 成分のみとなり、TM (transverse magnetic) モードとよばれる。それぞれの場合の電場と磁場を $E_y(x, z)$ と $H_y(x, z)$ で表すと、式(1)と式(2)はつぎのようになる。

$$\nabla^2 E_y + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \varepsilon(x, z) E_y = 0 \quad (15)$$

$$\nabla^2 H_y - \left(\frac{\nabla \varepsilon(x, z)}{\varepsilon(x, z)} \cdot \nabla\right) H_y + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \varepsilon(x, z) H_y = 0 \quad (16)$$

ここでは、単純化のために、誘電率変化が1次元的で x 方向にのみ変化するとし、その周期を Λ で表す。この場合、比誘電率はフーリエ級数展開を用いて、

$$\varepsilon(x) = \sum_h \varepsilon_h e^{j2\pi h x / \Lambda} \quad (17)$$

と表せる。

まず、TE モードについて考える。物質が周期 Λ の繰り返しをもつので、その中に存在する電磁波も同様に周期 Λ の繰り返しをもつ。したがって、電場 E_y をつぎのようにフーリエ級数で表すことができる。

$$E_y(x, z) = \sum_i S_i(z) e^{-jk_x i x} \quad (18)$$

ただし、 $k_{x,i}$ は i 番目の平面波の波数の x 成分で、光の入射角 θ を考慮して、つぎのように表す。

$$k_{x,i} = k_0(n_0 \sin \theta - i\lambda_0 / \Lambda) \quad (19)$$

ここで、 n_0 は平均屈折率で、 k_0 は真空中の波数である。構造の周期性により、波数は離散的になる。以上を式(15)に代入すると、次式を得る。

$$\frac{\partial^2 S_i(z')}{\partial z'^2} = \left(\frac{k_{x,i}}{k_0}\right)^2 S_i(z') - \sum_p \varepsilon_{i-p} S_p(z') \quad (20)$$

ただし、 $z' = k_0 z$ とした。スカラー回折では波数の異なる平面波間の相互作用はなかったが、上式の右辺第2項からわかるように、物質構造中では次数 i の異なる平面波の間で結合が生じる。ここで、つぎの行列を定義する。

$$S = \begin{bmatrix} \vdots \\ S_i(z') \\ \vdots \end{bmatrix} \downarrow i \quad (21)$$

$$K_x = i \downarrow \begin{matrix} i \rightarrow \\ \left[\begin{array}{cc} \ddots & 0 \\ \cdot\cdot & k_{x,i}/k_0 \\ 0 & \ddots \end{array} \right] \end{matrix} \quad (22)$$

$$E = i \downarrow \begin{matrix} p \rightarrow \\ \left[\begin{array}{cc} \ddots & 0 \\ \cdot\cdot & \varepsilon_{i-p} \\ 0 & \ddots \end{array} \right] \end{matrix} \quad (23)$$

これらの行列を用いると、式(20)はつぎの行列方程式に書き換えることができる。

$$\frac{\partial^2}{\partial z'^2} S = (K_x K_x - E) S \quad (24)$$

これは、いわゆる固有値方程式の形になっている。周期構造が電磁波に対する周期境界条件になっていることを考えれば、固有値方程式が得られるのは当然である。

TM モードの場合についても、同様に、磁場 H_y をフーリエ級数で表す。

$$H_y(x, z) = \sum_i U_i(z) e^{-jk_x i x} \quad (25)$$

TE モードの場合と同様に、磁場に関する行列を、

$$U = \begin{bmatrix} \vdots \\ U_i(z') \\ \vdots \end{bmatrix} \downarrow i \quad (26)$$

と定義すると、TM モードに対するつぎの固有値方程式を得る。

$$\frac{\partial^2}{\partial z'^2} U = (EK_x E^{-1} K_x - E) U \quad (27)$$

式(24)と式(27)を比較すると、物質構造を表す行列 E の作用が TE モードと TM モードで異なるため、回折波をベクトル波として扱う必要があることがわかる。

いずれにせよ、固有値方程式を解くことで回折を厳密に知ることができる。固有値問題は物理学の各所で共通に現われる基本的な問題であるので、これを解くための計算機ライブラリーが多数存在している。これらを有効に活用できる点が、RCWA の最大の利点である。

行列 $EK_x E^{-1} K_x - E$ に対する固有値を q_m で、固有値 q_m に対応する固有ベクトル w_m の要素を $w_{i,m}$ で表すと、行列 S の成分 $S_i(z')$ は、

$$S_i(z') = \sum_m w_{i,m} [c_m^+ e^{-q_m z'} + c_m^- e^{q_m(z' - k_0 d)}] \quad (28)$$

と表せる。ただし、 c_m^+ と c_m^- は任意定数である。行列 U の成分 $U_i(z')$ についても同様に表せる。

ここで、任意定数 c_m^+ と c_m^- は境界条件から求まる。境界面での電磁波の境界条件としては、接線方向と法線方向に関するふたつの条件が各構成平面波ごとに存在するので、2組の任意定数 c_m^+ と c_m^- が決まる。図6の場合、入射空間と物質の境界面での境界条件から物質内での c_m^+ と c_m^- が決まり、つぎに、出射空間との境界条件から出射側の電磁波の分布が決まる。

なお、入射空間や出射空間での回折は、等方的な自由空間での回折であるから、スカラー回折を表す式(7)で、 ν_x を $k_{x,i}/2\pi$ に置き換えて表すことができる。

また、境界面内の波数成分 $k_{x,i}$ は境界面で連続である。式(19)から、物質構造内ではいくらかでも大きな $k_{x,i}$ を考えることができる。しかし、入射空間と出射空間では、波数の大きさは $n_1 k_0$ と $n_2 k_0$ であるので、境界面の法線方向の

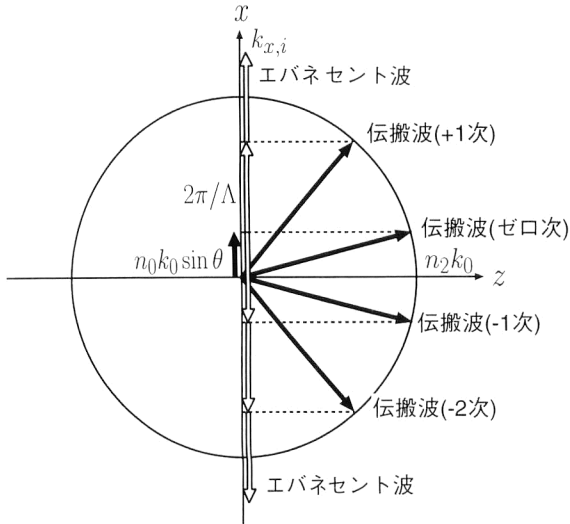


図7 伝搬波とエバネセント波 (出射側).

波数成分は $(n_1^2 k_0^2 - k_{x,i}^2)^{1/2}$ と $(n_2^2 k_0^2 - k_{x,i}^2)^{1/2}$ になる. これらは, $k_{x,i}$ が大きくなると, 虚数となりエバネセント波になることを意味する. このことを, 図7に示す.

以上, 屈折率変化が1次元の場合について説明したが, 屈折率変化が2次元の場合についても RCWA を容易に拡張できる¹⁹⁾. さらに, z 方向にも屈折率変化があり, 3次元的な屈折率分布をもつ場合には, z 方向に多数の薄膜に分割し, 各薄膜内では z 方向の屈折率変化はないと近似して, それぞれの薄膜内で固有値問題を解き境界間で境界条件を適用することで, 最終的に回折波を求めることができる¹⁶⁾.

6. ベクトル回折の例

ここでは, 実例をもとに, ベクトル回折特性とスカラー回折との違いについて調べる²⁰⁾.

まず, 屈折率分布として, 入射空間 (屈折率 n_1) と出射空間 (屈折率 n_2) の間を矩形波状に接続する分布を考える.

$$n(x) = \begin{cases} n_1((h-1/4)\Lambda \leq x \leq (h+1/4)\Lambda) \\ n_2(\text{それ以外のとき}) \end{cases} \quad (29)$$

ただし, h は整数で, 比誘電率は $\epsilon(x) = n(x)^2$ で与えられる. また, 入射光は垂直入射とする.

スカラー回折理論では, 物質の振幅透過率を $g(x) = \exp\{jk_0 n(x)d\}$ として, フーリエ係数 G_i を計算することで, i 次の回折光の回折効率を求めることができる.

$$t^2 |G_i|^2 = t^2 |1 - e^{j\beta} \left\{ \frac{1 - (-1)^i}{2\pi i} \right\}^2| \quad (30)$$

ただし, $\beta = 2\pi(n_2 - n_1)d/\lambda$ で, t はフレネルの透過係数である.

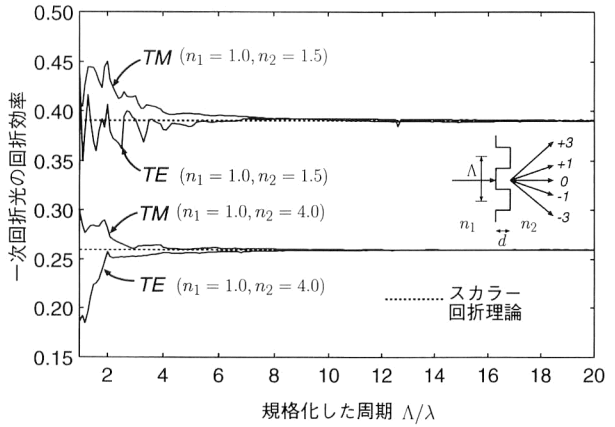
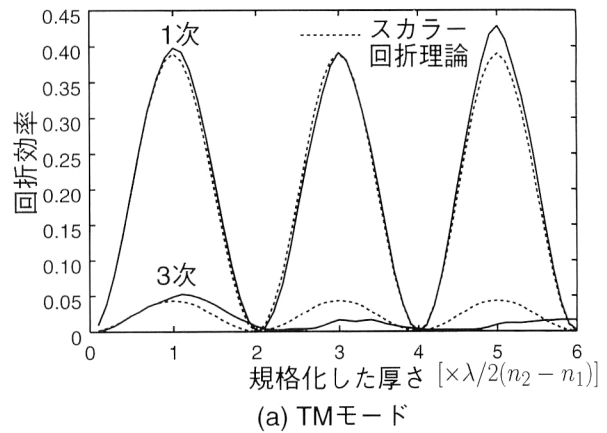
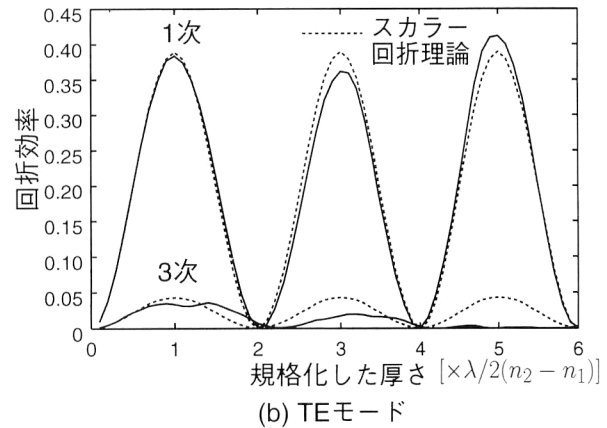


図8 構造の周期に対するベクトル回折特性 ($\theta=0^\circ$, $\lambda=0.633 \mu\text{m}$, $d=\lambda/2(n_2-n_1)$).



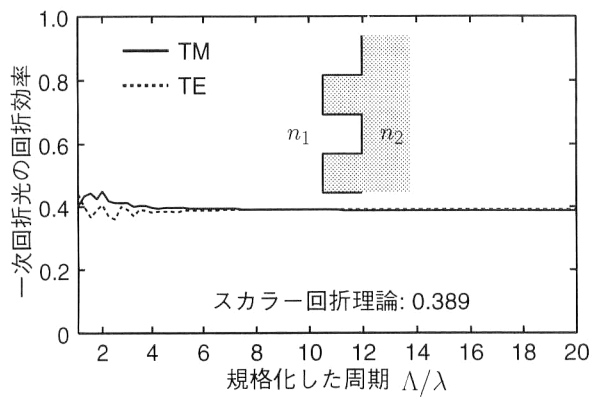
(a) TMモード



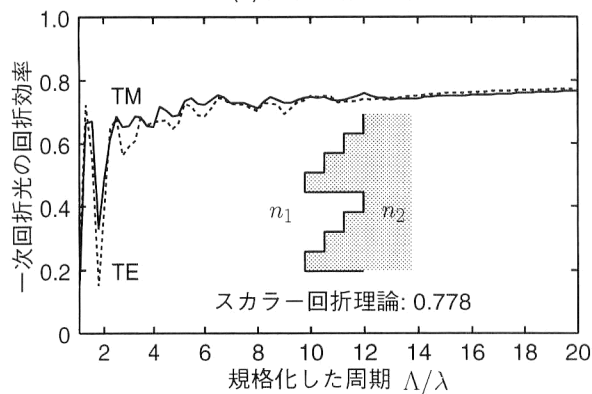
(b) TEモード

図9 構造の厚さに対するベクトル回折特性 ($\theta=0^\circ$, $\lambda=0.633 \mu\text{m}$, $\Lambda=5\lambda$, $n_2=1.0$, $n_1=1.5$).

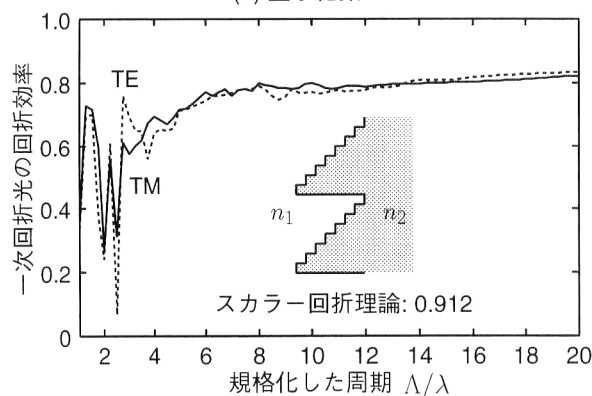
式(24)と式(27)を比較すると, \mathbf{K}_x の成分が大きいほど, すなわち λ/Λ が大きいほど, TEモードとTMモードの違いが顕著になることが予想できる. そこで, Λ/λ に対する1次回折光の回折効率の変化を計算した結果を図8に示す. 膜厚 d は $\lambda/2(n_2-n_1)$ とした. これは, スカラー回折理論で, 1次の回折率が最大になる膜厚である. Λ/λ が大きくなると, TEモードとTMモードの違



(a) 量子化数 $m = 2$



(b) 量子化数 $m = 4$



(c) 量子化数 $m = 8$

図10 量子化数 m に対するベクトル回折特性 ($\theta=0^\circ$, $\lambda = 0.633 \mu\text{m}$, $n_1=1.0$, $n_2=1.5$, $d=(m/(m+1))\lambda/(n_2-n_1)$).

いは少なくなり、スカラー回折理論による計算結果とよりよく一致することがわかる。また、 E が大きくなるほど、TEモードとTMモードの違いが小さくなることも予想できる。このことは、 n_2 が4.0のほうが違いが小さいことから確認できる。

つぎに膜厚に対する特性を図9に示す。ただし、膜厚 d は $\lambda/2(n_2-n_1)$ で規格化してある。膜厚が小さいほど、スカラー回折理論とよく一致することがわかる。また、膜厚が大きくなると、スカラー回折理論では導けない、1次回折光と3次回折光の間といった高次の回折光間のカップ

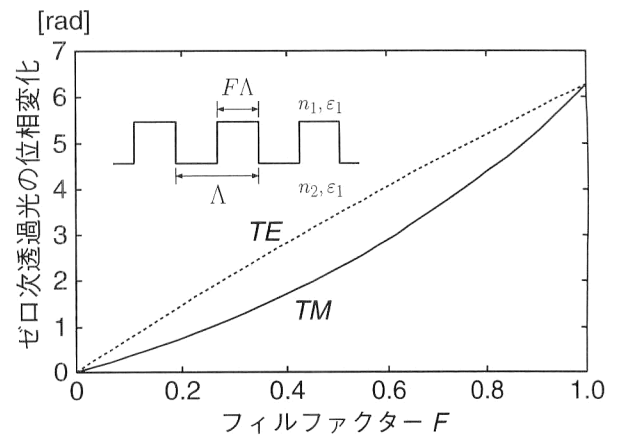


図11 バイナリ格子による位相変調 ($\theta=0^\circ$, $\lambda=0.633 \mu\text{m}$, $d=\lambda/(n_2-n_1)$, $\Lambda=0.1\lambda$).

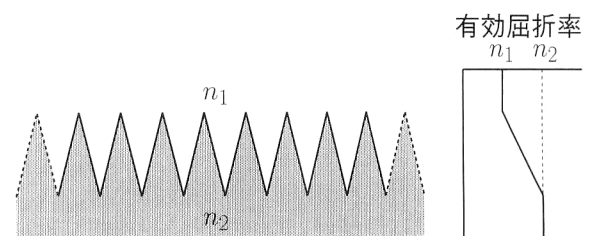


図12 波長以下の周期構造による反射防止。

リングが生じることもわかる。

つぎに、2段階の形状以外に、回折レンズの基本構造である4段階、8段階の階段形状について調べた結果を図10に示す。やはり、 Λ/λ が小さいほど、スカラー回折理論との違いが大きくなることがわかる。また、量子化数 m が大きくなるほど、TEモードとTMモードの違いも大きくなることがわかる。これは、量子化数 m が大きくなると、含まれている構造が細くなるためである。特に $m=2$ の場合と $m=4$ の場合の間では形状変化が大きいので、違いは拡大する。しかし、 $m=4$ の場合と $m=8$ の場合の間では形状変化が小さいので、違いはそれほど変わらない。

さて、物質構造の周期が波長よりも小さくなると、1次回折光すらエバネセント波となり、ゼロ次の透過光と反射光しか存在できなくなる。2段階の周期構造でフィルファクター F を変えた場合のゼロ次透過光について、TEモードとTMモードの位相変化を計算した結果を図11に示す。ただし、 $\Lambda/\lambda=0.1$ とした。このようにフィルファクターを変えることで光の位相を変調できる。これは、波長以下の構造は光にとっては平均的な屈折率をもつ薄膜としてしか感じる事ができず、その感じ方がTEモードとTMモードで異なるためであると考えられる。それぞれに対する有効屈折率は、固有値方程式(24)と式(27)の固有値 q_m から求めることができる²¹⁾。このように、

波長以下の構造を用いると、偏光によって屈折率の異なる複屈折性が発現できる。また、周期 Λ が波長 λ に比べて十分小さい場合には、誘電率をつぎの有効誘電率で近似できることが知られている²²⁾。

$$\varepsilon_{TE} = F\varepsilon_2 + (1-F)\varepsilon_1 \quad (31)$$

$$\varepsilon_{TM} = \frac{\varepsilon_1\varepsilon_2}{F\varepsilon_1 + (1-F)\varepsilon_2} \quad (32)$$

有効屈折率という考え方に注目すると、図12に示すような三角波状の表面形状は、ふたつの物質の屈折率をなめらかに接続する効果をもつと考えることができる²³⁾。すなわち、屈折率の不連続性がなくなるため表面での反射を小さくでき、反射防止膜として機能する。

また、図8や図10からわかるように、物質構造の周期が波長程度の場合には、TEモードとTMモードの違いが大きいことから、このような周期構造を偏光素子として利用することも可能である²⁴⁾。

以上のように、物質構造の周期が波長程度、あるいはそれ以下の領域になると、従来の回折光学素子では考えられなかった光学機能が発現できる。そのため、最近では、この領域での回折光学素子の研究が盛んに進められている。最近の研究動向については、参考文献25)、26)を参照していただきたい。

今後、半導体レーザーなどの単色光の利用が進むにつれて、回折光学素子はその適用範囲を広げていくことは間違いない。本講義は回折光学の基礎理論に主眼を置いたが、これから回折光学素子を利用しようと考えている読者の理解の一助となり、新しいアイデアの発想や応用を考えるきっかけとなれば幸いである。

文 献

- 1) E. Born and E. Wolf: *Principles of Optics*, 6th ed. (Pergamon Press, New York, 1980) pp. 370-458.
- 2) 大頭 仁, 高木康博: 基礎光学 (コロナ社, 2000) pp. 166-167.
- 3) W. B. Veldkamp and T. J. McHugh: "Binary optics," *Sci. Am.*, **265** (1992) 50-55.
- 4) 西田信夫: "第3のレンズ—バイナリーオプティクス", *日経サイエンス*, **22** (1992) 82-89.
- 5) 高木康博: "バイナリーオプティクス", *光技術コンタクト*, **31** (1993) 32-38.
- 6) 特集「回折光学素子」, *光技術コンタクト*, **37** (1999) 3-47.
- 7) J. Jahns and S. J. Walker: "Two-dimensional array of diffractive microlenses fabricated by thin film deposition," *Appl. Opt.*, **29** (1990) 931-936.
- 8) A. D. Kathman and S. K. Pilato: "Binary optics in lens design," *International Lens Design Conference*, Proc. SPIE, **1353** (1990) 297-309.
- 9) W. B. Veldkamp: "Binary optics: The optics technology of coming decade," *Technical Digest of the Third Micro-Optics Conference* (1991) pp. 102-105.
- 10) A. Kathman and E. Johnson: "Binary optics: New diffractive elements for the designer's tool kit," *Photonics Spectra*, **26** (1992) 125-132.
- 11) J.-M. Wu, C. B. Kuznia, C. H. Chen and A. A. Sawchuck: "Designs for diffractive microlenses arrays with higher numerical aperture and diffraction efficiency," *OSA Annual Meeting* (California, 1997).
- 12) 岡崎理子, 折原有子, 小館香椎子: "異種レベルバイナリ光学素子の性能向上に関する検討", *Optics Japan '98 講演予稿集* (1998) pp. 53-54.
- 13) 市川裕之: "時間領域差分法—光学分野への応用を期待して—", *光学*, **27** (1998) 647-654.
- 14) M. G. Moharam and T. K. Gaylord: "Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction," *J. Opt. Soc. Am.*, **71** (1981) 811-818.
- 15) M. G. Moharam and T. K. Gaylord: "Rigorous coupled-wave analysis of grating diffraction—E-mode polarization and losses," *J. Opt. Soc. Am.*, **73** (1983) 451-455.
- 16) M. G. Moharam and T. K. Gaylord: "Diffraction analysis of dielectric surface-relief gratings," *J. Opt. Soc. Am.*, **72** (1982) 1385-1392.
- 17) M. G. Moharam, E. B. Grann and D. A. Pommet: "Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings," *J. Opt. Soc. Am. A*, **12** (1995) 1068-1076.
- 18) M. G. Moharam, D. A. Pommet and E. B. Grann: "Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: Enhanced transmittance matrix approach," *J. Opt. Soc. Am. A*, **12** (1995) 1077-1086.
- 19) M. G. Moharam: "Coupled-wave analysis of two-dimensional gratings," *Holographic Optics: Design and Applications*, Proc. SPIE, **883** (1988) 8-11.
- 20) D. A. Pommet, M. G. Moharam and E. B. Grann: "Limits of scalar diffraction theory for diffractive phase elements," *J. Opt. Soc. Am. A*, **11** (1994) 1827-1834.
- 21) H. Kikuta, Y. Ohira, H. Kubo and K. Iwata: "Effective medium theory of two-dimensional subwavelength gratings in the non-quasi-static limit," *J. Opt. Soc. Am. A*, **15** (1998) 1577-1585.
- 22) I. Richter, P.-C. Sun, F. Xu and Y. Fainman: "Design considerations of form birefringent microstructures," *Appl. Opt.*, **34** (1995) 2421-2429.
- 23) P. Lalanne and G. M. Morris: "Antireflection behavior of silicon subwavelength periodic structure for visible light," *Opt. Lett.*, **20** (1995) 121-123.
- 24) K. Shiraishi, T. Sato and S. Kawakami: "Experimental verification of a form birefringence polarization splitter," *Appl. Phys. Lett.*, **58** (1991) 211-212.
- 25) 特集「微細構造による光制御」, *光学*, **27** (1998) 1-32.
- 26) 特集「回折光学素子」, *O plus E*, **21** (1999) 511-559.

(2001年1月25日受理)