



Title	ガラス薄膜光導波路のゆらぎ特性と散乱パターン
Author(s)	小関, 護; Koseki, Mamoru; 今井, 正明 他
Citation	北海道大學工學部研究報告, 105, 153-162
Issue Date	1981-07-31
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/41691
Type	departmental bulletin paper
File Information	105_153-162.pdf



ガラス薄膜光導波路のゆらぎ特性と散乱パターン

小 関 護** 今 井 正 明* 大 塚 喜 弘*

(昭和56年3月31日受理)

Fluctuation Properties of a Glass Thin-Film Optical Waveguide and Its Scattering Patterns

Mamoru KOSEKI, Masaaki IMAI and Yoshihiro OHTSUKA

(Received March 31, 1981)

Abstract

Measurements were made of the light scattered out of a Corning 7059 glass thin-film waveguide sputtered onto a pyrex glass substrate. The angular distributions of the scattered light reveal that the waveguide imperfections not only of irregular boundaries of film-substrate and film-air interfaces but of refractive-index inhomogeneities could be estimated by comparing the experimental curves with the theoretical ones. For example, it was found that the measured curves of the scattered light intensity are consistent with the theory based on the first-order approximation of perturbation, assuming a correlation length of $b_x/\lambda \sim 0.1$, $b_z/\lambda \sim 1.0$ and $G = V_r/V\lambda \sim 1.0$, where b_x and b_z are the correlation lengths in the directions perpendicular and parallel to the waveguide surface, and V , V_r are the r. m. s. values of the index fluctuations and the surface roughness, λ being the wavelength of light. In addition, a number of sample waveguides with various thickness were tested in order to gain some understanding of the loss mechanism producing the scattering from a sputtered glass thin-film waveguide.

1. は じ め に

最近、多数の光学素子を同一の薄膜基板上に作製する“光集積回路”という考え方が提案されている。¹⁾このような光集積回路における最も基本的な光学素子としてレーザー光を導波伝送する薄膜光導波路がある。薄膜光導波路の原型はOsterbergとSmith²⁾が開口を通した光をプリズムでガラス薄膜に入射し、他のプリズムの端から取り出した光で開口の像を形成した実験である。その後、プリズム結合法によるレーザー光の薄膜導波の方法がTienら³⁾により実験および理論から確立された。光集積回路に用いられる光学素子としてレンズ、プリズム、回折格子、光変調・偏向素子、光フィルター、半導体レーザーおよび光検出器などが実現されていて、これらはすべて薄膜光導波路上に2次元的に構成することができる。このように薄膜光導波路は光集積回路にお

* 共通講座(数物系)工業力学第一講座

** 日立製作所(株)

いて重要な基本素子であるが、実際上問題となるのは光導波路の散乱損失である。理想的な薄膜光導波路中をレーザー光が伝播する際には、離散的な伝播定数をもつ導波モードとして存在して、ある導波モードで励振された光は他の導波モードに変わったり薄膜外へと放射散乱されることはない。しかし薄膜内部の屈折率や薄膜境界面の形状にゆらぎがあると、散乱による伝播損失が生ずる。これらのゆらぎは一般に不規則であると考えられるので散乱された光は光導波路外部のあらゆる方向に分布する。このようなゆらぎによる散乱現象は光偏向器や光変調器などの光学機能素子において、その性能を劣化させる原因となる。⁴⁾したがって薄膜光導波路における散乱損失機構の解明は薄膜回路素子を研究する上で重要である。

これまで、薄膜の境界面および内部のゆらぎに対して、指数形相関関数を仮定することによりモード変換量、散乱損失が解析されている。Marcuse⁵⁾は薄膜境界面にゆらぎがある場合に散乱損失やモード変換を理論的に求めた。またImaiら⁶⁾は薄膜内部の屈折率ゆらぎがある場合について同様の解析をした。Suematsuら⁷⁾は境界面の不規則な乱れの相関関数を与えて散乱パターンを解析的に求め、これを散乱パターンの測定結果と比較することにより、作製したガラス薄膜光導波路の境界面の形状の乱れの相関長を推定した。またGottliebら⁸⁾は薄膜の面に水平な方向および垂直な方向における散乱パターンの詳細な実験を行ない、これまでの理論解析と比較している。最近になって、Miyanagaら⁹⁾は境界面の乱れと屈折率ゆらぎの両方が存在する場合の散乱パターンについて解析した。その結果、散乱パターンを測定することにより、境界面の乱れと屈折率ゆらぎの散乱への寄与の割合など、薄膜光導波路の散乱機構を定量的に知ることができるようになった。

本論文はMiyanagaらの解析に基づき、高周波スパッタ法で作製したガラス薄膜光導波路の散乱パターンを測定することによって、薄膜光導波路の散乱損失機構を明らかにすることを目的としている。

2. ガラス薄膜光導波路の導波伝播特性

屈折率の高い誘電体により低い屈折率の誘電体に囲まれている構造では屈折率の高い誘電体中に光を閉じ込めて導波することができる。このような構造の中で最も基本的なものは空気、薄膜、基板の三層から成る平面形の2次元薄膜光導波路である(図1)。以下にゆらぎのない理想的な光導波路における固有モードを定義し、これらの固有モードを用いて、ゆらぎのある光導波路における放射散乱電力を求める。

2.1 三層構造光導波路の固有モード

a 導波モード

図2-(a)のような基板(屈折率 n_s)、薄膜(屈折率 n_f)、空気(屈折率 n_a)から成る三層構造を考える。この三層構造において薄膜内に光が導波されるためには

$$n_f > n_s \geq n_a \quad (1)$$

が成り立たなければならない。また導波光の伝播定数は次のように書くことができる。

$$h = kn_f \sin \theta_f \quad \dots x \text{ 成分 (膜厚方向)} \quad (2)$$

$$\beta = kn_f \cos \theta_f \quad \dots z \text{ 成分 (伝播方向)} \quad (3)$$

ここで k は真空中の光の波数であり、 β は位相定数とも呼ばれる。 θ_f は伝播方向から測った角度

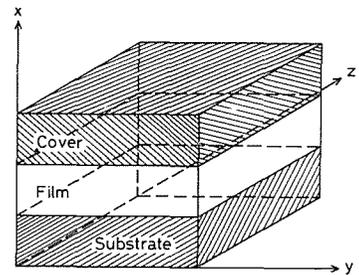


図1 非対称三層構造薄膜光導波路(光は z 方向に伝搬する)

であり、 $\theta_f = \pi/2 - \theta$ の関係にある。また実効屈折率 N は次式で定義される。

$$N = \beta/k \tag{4}$$

各導波モードに対応する実効屈折率の値は

$$n_f > N_o > N_1 \cdots > n_s \tag{5}$$

となる。ここで N の添字はモード指数に対応している。導波モードにおいては、次式で与えられる定在波条件が必要である。電場が y 成分のみをもつような TE モードに対して、

$$h_{mt} - \tan^{-1} \left\{ \sqrt{\frac{N_m^2 - n_s^2}{n_f^2 - N_m^2}} \right\} - \tan^{-1} \left\{ \sqrt{\frac{N_m^2 - n_a^2}{n_f^2 - N_m^2}} \right\} = m\pi \quad m = 0, 1, 2, \dots \tag{6}$$

ここで添字 m はモード指数を表わして、 t は薄膜の膜厚である。

b 基板放射モード

図 2-(b) に示すように、

$$\sin^{-1} n_a/n_f \leq \theta_f \leq \sin^{-1} n_s/n_f \tag{7}$$

の範囲では、薄膜-空気境界面で全反射が起こるが、薄膜-基板境界面では全反射は起こらない。したがってこの角度で入射した光は基板側のみに放射される。このようなモードを基板放射モードと呼び、このモードでは光のエネルギーは主に基板中に存在している。

c 空気放射モード

図 2-(c) に示すように、

$$\theta \leq \sin^{-1} n_a/n_f \tag{8}$$

の範囲では、薄膜境界面での全反射は起こらない。空気放射モードでは光のエネルギーは空気中と基板中に存在している。また、この場合には空気側から励振した光が薄膜を通り抜けて基板側に屈折していく光も考えられるので、空気放射モードは 2 重に縮退していることになる。

図 2(a)-(c) の下方には、各モードの電場分布をそれぞれ幾何光学モデルに対応させて示す。

2. 2 ゆらぎがある場合の薄膜光導波路

実際のガラス薄膜導波路は通常高周波スパッタ法で作られるので、薄膜の境界面の形状と薄膜内部の屈折率はゆらぎをもつ。導波路にゆらぎが存在する場合、伝播してきた導波光は不規則なゆらぎによって散乱され薄膜外へと放射する。ゆらぎのある導波路のモデルを図 3 に示す。ゆらぎは $0 \leq z \leq L$ の間だけに存在すると考え、薄膜-空気境界面の形状の乱れを $f(z)$ 、薄膜-基板

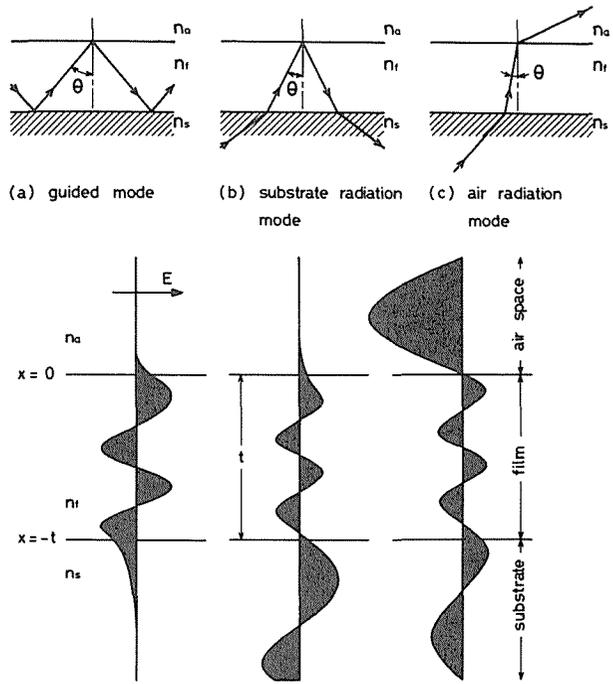


図 2 導波モードおよび放射モードの幾何光学モデルと電場分布

境界面の形状の乱れを $g(z)$, また薄膜内の屈折率のゆらぎを $\delta n(x_1, z_1)$ とおく。これらのランダム関数は次のような統計的性質をもつことを仮定する。

$$\left. \begin{aligned} |\delta n(x_1, z_1)| &\ll 1 \\ \langle \delta n(x_1, z_1) \rangle &= 0 \\ \langle \delta n^2(x_1, z_1) \rangle &= V^2 \\ |f(z)|, |g(z)| &\ll t \\ \langle f(z) \rangle = \langle g(z) \rangle &= 0 \\ \langle f^2(z) \rangle = \langle g^2(z) \rangle &= V_f^2 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

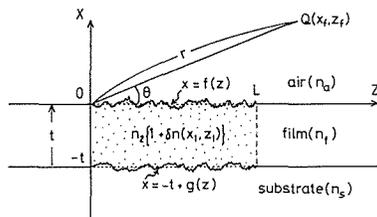


図3 “ゆらぎ” が $z=0 \sim z=L$ の間に存在する薄膜光導波路

ここで $\langle \dots \rangle$ はアンサンブル平均を表わす。さらにこれらのランダム関数の間には指数型の相関が成り立つと考える。相関関数は次式のように書くことができる。

$$\left. \begin{aligned} \langle \delta n(x_1, z_1) \delta n(x_2, z_2) \rangle &= V^2 \exp\left(-\frac{|x_1 - x_2|}{a_x} - \frac{|z_1 - z_2|}{a_z}\right) \\ \langle f(z_1) f(z_2) \rangle &= V_f^2 \exp\left(-\frac{|z_1 - z_2|}{b_z}\right) \\ \langle g(z_1) g(z_2) \rangle &= V_f^2 \exp\left(-\frac{|z_1 - z_2|}{b_z}\right) \\ \langle f(z_1) g(z_2) \rangle &= V_f^2 \exp\left(-\frac{t}{b_x} - \frac{|z_1 - z_2|}{b_z}\right) \\ \langle \delta n(x_1, z_1) f(z_2) \rangle &= W_f \exp\left(-\frac{|x_1|}{d_x} - \frac{|z_1 - z_2|}{d_z}\right) \\ \langle \delta n(x_1, z_1) g(z_2) \rangle &= W_f \exp\left(-\frac{|x_1 + t|}{d_x} - \frac{|z_1 - z_2|}{d_z}\right) \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

$$G = \frac{V_f}{\lambda V}$$

ここで V, V_f, W_f は各ゆらぎの *r. m. s.* 値を、 G は境界面の乱れと屈折率のゆらぎの大きさの比を光の波長 λ で割ったものである。⁹⁾ a, b, d は相関長を表わし、相関長の添字 x, z はそれぞれ膜厚方向、光の伝播方向を表わす。ここでは相関関数として指数関数を考えたが、一般的に散乱損失には相関関数の形よりも相関長が大きく影響を与えることが知られている。また薄膜の上下の境界面および境界面と屈折率の間の相関は正の相関のみを考えたが、表面に不規則な乱れのある基板上に薄膜が形成されることを考えれば、正の相関を考えることは妥当であると思われる。このような境界面の乱れと屈折率のゆらぎにより導波光は散乱されて放射光へと変換されるが、散乱された光の電場は摂動法を使って表わすことができる。全体の電場を次の形に書く。

$$E_y(x, z) = E_y^0(x, z) + \delta E_y(x, z) \quad [|\delta E_y(x, z)| \ll |E_y^0(x, z)|] \quad (11)$$

ここで $E_y^0(x, z)$ は摂動を受けていない入射した光の電場 (TE_0 モード) を表わし、 $\delta E_y(x, z)$ はゆらぎによる摂動電場を表わす。摂動電場は摂動の一次近似において導波路の固有モードで展開することができて、

$$\delta E_y^{(\pm)}(x, z) = \sum_m A_m^{(\pm)}(z) E_m(x, z) + \sum_{i=1}^2 \int_0^{n_{sk}} C_a^{(\pm)}(z, \beta) E_a(x, z, \beta) \frac{\beta}{\rho} d\beta \quad (12)$$

とおく。ここで $\rho^2 = n^2 s k^2 - \beta^2$ である。 $E_m(x, z), E_a(x, z, \beta)$ はそれぞれ TE 導波モードおよび TE 放射モードの電場分布を表わし、 $A_m^{(\pm)}(z), C_a^{(\pm)}(z, \beta)$ はそれぞれの電場分布の振幅である。振幅係数の (\pm) 符号は入射光の進行方向に進む光と逆方向に進む光に対応している。また

積分の前の i に関する和は空気放射モードが2重に縮退していることを示している。観測点が充分遠方であれば導波光 $\Sigma A_m^{(i)}(z) E_m(x, z)$ は減衰していると考えてよいので、摂動電場 $\delta E_y^{(\pm)}(x_f, z_f)$ は放射モードのみを用いて表わすことができる。このように $\delta E_y^{(\pm)}(x_f, z_f)$ を考えれば、観測される光の強度は次式で与えられる。⁹⁾

$$\langle P^{(\pm)}(\theta) \rangle = \frac{n_s k}{2\omega\mu} \langle |\delta E_y^{(\pm)}(x_f, z_f)|^2 \rangle r \quad (\text{基板側}) \quad (13)$$

$$\langle P^{(\pm)}(\theta) \rangle = \frac{n_a k}{2\omega\mu} \langle |\delta E_y^{(\pm)}(x_f, z_f)|^2 \rangle r \quad (\text{空気側}) \quad (14)$$

ここで ω , μ はそれぞれ光の角周波数, 真空中の透磁率である。また, r は薄膜光導波路のゆらぎのある部分から観測点までの距離である。 $\delta E_y^{(\pm)}(x_f, z_f)$ はゆらぎのランダム関数を含んでいるので, 光の放射強度の角度 θ に対する依存性 (散乱パターン) を計算することによって, 薄膜光導波路のゆらぎ特性を求めることができる。図4～図9に各ゆらぎの相関長および r , m , s 値などのパ

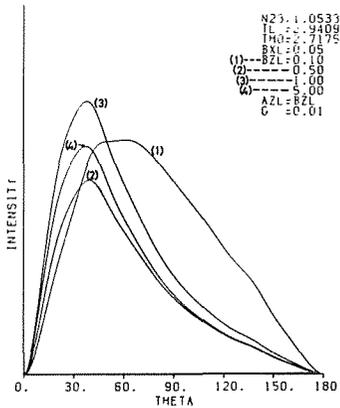


図4 空気側散乱パターンの数値計算例 ($G=0.01$ の場合)

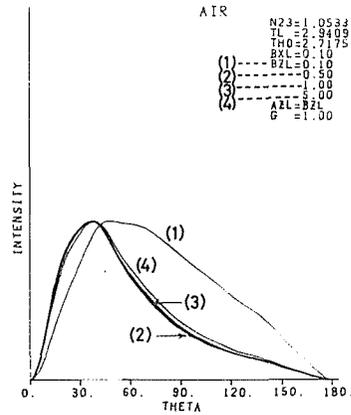


図5 空気側散乱パターンの数値計算例 ($G=1.0$ の場合)

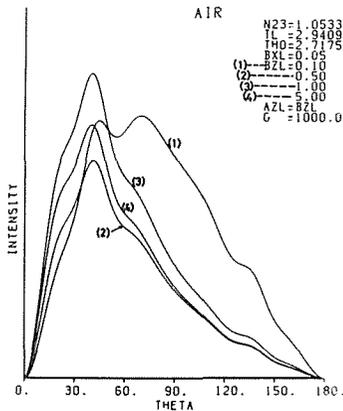


図6 空気側散乱パターンの数値計算例 ($G=1000$ の場合)

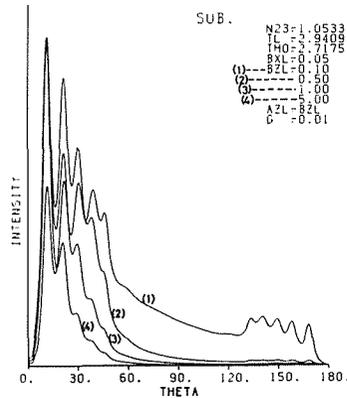


図7 基板側散乱パターンの数値計算例 ($G=0.01$ の場合)

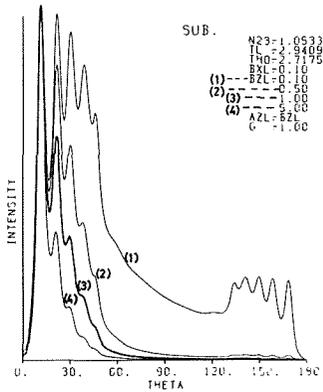


図 8 基板側散乱パターンの数値計算例 ($G=1.0$ の場合)

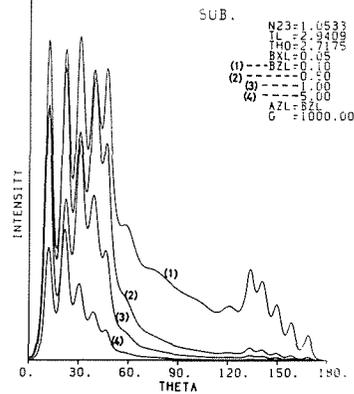


図 9 基板側散乱パターンの数値計算例 ($G=1000$ の場合)

ラメータを変えたときの散乱パターンを示す。横軸は光の進行方向から測った角度 θ である。縦軸は光の放射強度を表わすが、各曲線間の強度の絶対値は比較できない。図中の $N23$ は薄膜ガラスと基板ガラスの屈折率の比 (n_f/n_s) を、 TL は薄膜の膜厚を光の波長で規格化した値 (t/λ) を、 THO (th_0) は励振した導波モード (TE_0 モード) の膜厚方向の伝播定数に対応している。また BXL は境界面の乱れの膜厚方向の相関長を光の波長で規格化した値 (b_x/λ) である。また計算の簡単のため、

$$BXL = AXL = DXL = \frac{b_x}{\lambda} = \frac{a_x}{\lambda} = \frac{d_x}{\lambda} \quad (15)$$

$$BZL = AZL = DZL = \frac{b_z}{\lambda} = \frac{a_z}{\lambda} = \frac{d_z}{\lambda} \quad (16)$$

と置いている。このように境界面の乱れ、屈折率ゆらぎおよびそれらの間の相関長を等しく置くことは表面に乱れのある基板の上に薄膜が形成されることを考えれば妥当であると思われる。 G は境界面の乱れの大きさ (*r. m. s.* 値) と屈折率ゆらぎの大きさの比を表わすパラメータで $G = V_f/(AV)$ である。したがって $G=0.01$ の場合は薄膜内部の屈折率ゆらぎによる散乱パターンを、 $G=1000$ の場合には境界面の乱れによる散乱パターンを表わしていると考えてよい。全体の傾向として、空気側散乱パターンではいずれも $\theta=40^\circ$ 付近にピークが現われていて、 BZL の増加と共にピーク位置は θ の小さい方向に移動する。基板側散乱パターンは複数の極大をもった特異な形を示す。このことは薄膜内部で散乱された光のうち直接基板側へ放射してくる光と薄膜-空気境界面で反射してくる光が干渉するためと考えられる。基板側散乱パターンの場合には BZL を変えても極大の位置はあまり変化しないが、主極大と副極大の大きさの比が変化する。また G の値が大きくなるにつれて空気側散乱パターンでは $\theta=70^\circ$ 付近の値が大きくなっていることがわかる。基板側散乱パターンでは G が小さくなるにつれて散乱光は θ の小さな領域に局在するようになる。ここで数値計算に用いたパラメータ； $N23=1.0533$ 、 $TL=2.9409$ 、および $THO=2.7175$ (これらは $n_f=1.548$ 、 $n_s=1.470$ 、 $t=1.8\ \mu\text{m}$ に対応する) では $G=1.0\sim 10.0$ のときに境界面の乱れによる散乱と屈折率ゆらぎによる散乱が同程度になる。このことから、以上のような値のとき薄膜内部の屈折率ゆらぎと境界面の乱れの両方を考慮しなければならないことがわかる。

3. 高周波スパッタガラス 薄膜の散乱パターン

3. 1 試料の作製

試料となるガラス薄膜光導波路は屈折率 1.470 のバイレックスガラスの上に 7059 ガラスを高周波スパッタしたものを用いた。基板のバイレックスガラスは研磨されているが、さらにアセトンで洗浄した後、20 分間の逆スパッタにより基板表面を充分に洗浄した。また 7059 ガラスのターゲット材はスパッタ前に 20 分間のブリスパッタを行ないターゲット材表面の不純物は取り除かれ

ている。したがって作製した試料のゆらぎは製作過程で生ずるどうしても避けられないものである。このようにして作られた試料は空気、7059 ガラス、バイレックスガラスから成る三層構造の薄膜光導波路と考えることができる。作製した試料の特性および作製条件を表 1 に示す。

3. 2 測定装置

散乱パターンを測定する実験系の概略を図 10 に示す。*He-Ne* レーザー光 ($\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$) は偏光フィルターによって *TE* モードに偏光され短焦点レンズを通してプリズム結合器に入射し、*TE₀* モードを励振する。ガラス薄膜光導波路は 1 mm の幅の部分を除いて黒いカバーでおおわれているのでこの部分からの散乱光だけが検出される。検出器としてフォトマル（光電子増倍管）を用いているが、導波路が小型であるため散乱光を効率よくフォトマルに導くためにライトガイドを用いた。ライトガイドの先端には指向性を鋭くするために

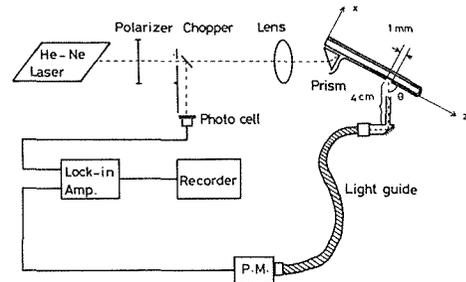


図 10 散乱パターンを測定する実験系の概略

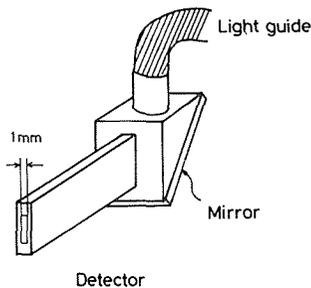


図 11 検出部の構造

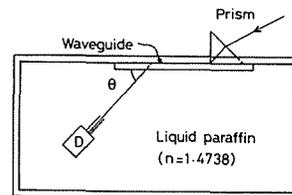


図 12 基板側散乱パターンを測定するための流動パラフィン液槽

表 1 高周波スパッタリング法で作製した試料の特性および作製条件

Sample NO.	Sputtering conditions			Number of modes	Film thickness	Refractive index
	Ar pressure	Time	R.f. power			
P 14	8 Pa	150 min.	160 W	1	1.09 μm	1.554
P 16	7	180	160	2	1.36	1.554
P 6	10	180	160	3	1.80	1.548
P 15	8	570	160	6	3.95	1.552
P 13	8	1770	160	19	13	1.55

Substrate : Pyrex glass $n_s = 1.470$

アルミ製のチューブが取り付けられている(図11)。この結果、検出器の分解能は 2.5° となっている。フォトマルで検出した散乱光は微弱であるから、光チョップとロックインアンプを用いて高い S/N で測定できるようにしている。基板側散乱パターンを測定する場合には基板のバイレックスガラス($n_s=1.470$)と屈折率を整合するために検出器を屈折率1.4738の流動パラフィン中で回転させている(図12参照)。流動パラフィンとバイレックスガラスの屈折率差による角度 θ の測定誤差は $\theta=15^\circ$ で 0.5° 程度であり $\theta=90^\circ$ 付近では誤差はさらに小さくなる。検出器自体の大きさのために $\theta < 15^\circ$ の領域では測定することができなくなるので、測定範囲での最大誤差は 0.5° 程度であり、これは装置のセッティングの際の誤差と同程度である。

4. 結果と考察

測定した散乱パターンと測定結果に最もよく一致する計算結果の一例を図13~図15に示す。測定した散乱パターンに最も近い数値計算結果はいずれの試料の場合も各パラメータが $BXL=AXL=DXL=0.1$, $BZL=AZL=DZL=1.0$, $G=1.0$ のときに得られた。試料P6(膜厚 $1.8\ \mu\text{m}$)では基板側散乱パターンの場合 $\theta=16^\circ$ に主極大が現われている。測定結果では副極大の大きさが計算結果より小さくなっているが、これは検出器の分解能の影響であると思われる。空気側散乱パターンでは $\theta=40^\circ$ にピークが現われている。この場合は測定結果と計算結果はよく一致している。試料P15(膜厚 $3.95\ \mu\text{m}$)の基板側散乱パターンでは主極大は測定されていないが副極大の位置は計算結果とよく一致している。試料の膜厚が厚くなると極大間の間隔が狭くなっていることがわかる。さらに膜厚の厚い試料についても測定したが、散乱パターンにおける振動はさらに細くなるが散乱パターンの傾向は変化しない。これは膜厚の変化は導波路のゆらぎ特性に直接影響を与えないためであると考えられる。また今回測定した試料では $BXL=0.1$, $BZL=1.0$, $G=1.0$ のときの数値計算結果に一致するような散乱パターンを示したが、これは境界面の乱れによる散乱損失と薄膜内部の屈折率ゆらぎによる散乱損失が同程度であることを示している。今までの理論^{5,7)}では主に境界面の乱れによる散乱損失だけを考えている場合が多いが、実際の高周波スパッタガラスでは薄膜内部の屈折率ゆらぎによる散乱損失もかなりの割合を占めていることがわかった。

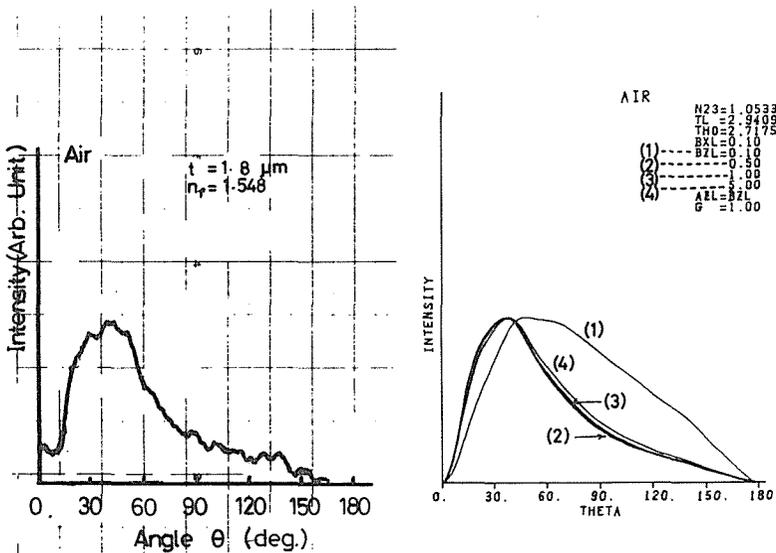


図13 空気側散乱パターンの測定例(左側)と数値計算結果(右側) - 試料P6

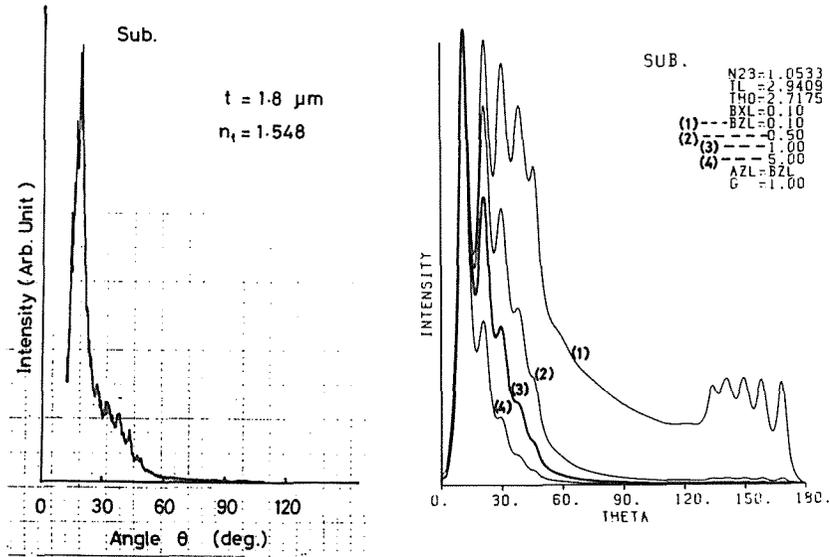


図 14 基板側散乱パターンの測定例（左側）と数値計算結果（右側）－試料 P 6

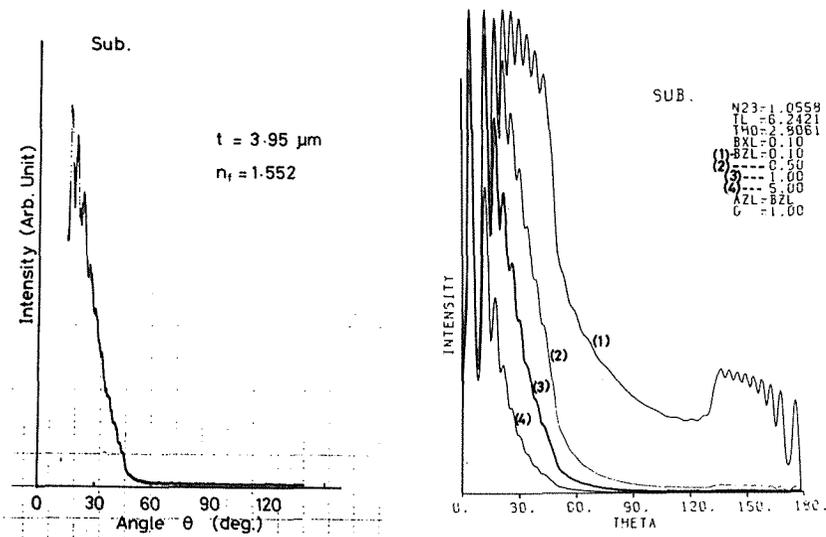


図 15 基板側散乱パターンの測定例（左側）と数値計算結果（右側）－試料 P 15

$G=1.0$ の場合、屈折率ゆらぎが 10^{-3} であると仮定すれば境界面の乱れは 10 \AA 程度になる。これは損失の測定結果¹⁰⁾からも求められる妥当な値である。

5. む す び

高周波スパッタリング法で作製した 7059 ガラス薄膜（基板はパイレックスガラス）の空気側および基板側散乱パターンを測定した。この結果、膜厚方向の相関長は 0.1λ 程度、光の伝播方向の相関長は $1 \sim 5 \lambda$ 程度であることがわかった。また $G=1.0$ の場合に測定結果と計算結果が一致することがわかったので、高周波スパッタリングにより作られたガラス薄膜光導波路では薄膜境

界面の乱れだけでなく薄膜内部の屈折率ゆらぎも散乱損失に寄与することが明らかになった。従来、ガラス薄膜光導波路の散乱機構の研究は空気側散乱パターンを測定することによって行なわれてきたが、基板側散乱パターンを用いれば測定結果と計算結果の比較を容易にしかも精度よく行なうことができる。このようにガラス薄膜光導波路のゆらぎによる散乱特性を評価する際には基板側散乱パターンは非常に有用であることがわかった。

最後に本論文は著者の1人(M. K.)が提出した昭和55年度応用物理学専攻修士論文からの抜粋であることを付記するとともに、本研究を通じて理論計算および実験面でお世話になった工業力学第一講座の諸氏に感謝します。

参 考 文 献

- 1) S. E. Miller: Bell Syst. Tech. J. **48**, p. 2059 (1969)
- 2) H. Osterberg and L. W. Smith: J. Opt. Soc. Am. **54**, p. 1073 (1964)
- 3) P. K. Tien, R. Ulrich and R. J. Martin: Appl. Phys. Lett. **14**, p. 291 (1969); P. K. Tien: Rev. Mod. Phys. **49**, p. 361 (1977)
- 4) J. T. Boyd and D. B. Åndersón: IEEE J. Quant. Electron. QE-14, p. 437 (1978)
- 5) D. Marcuse: Bell Syst. Tech. J. **48**, p. 3187 (1969)
- 6) M. Imai, S. Miyanaga and T. Asakura: IEEE J. Quant. Electron. QE-13, p. 255 (1977)
- 7) Y. Suematsu *et al*: Proc. IEEE (Lett.) **60**, p. 744 (1972)
- 8) M. Gottlieb, G. B. Brandt and J. J. Conroy: IEEE Trans. Circuits and Syst. CAS-26, p. 1029 (1979)
- 9) S. Miyanaga, T. Asakura and M. Imai: Opt. Quant. Elect. **11**, p. 205 (1979); **12**, p. 23 (1980)
- 10) 小関護, 今井正明, 大塚喜弘: 北海道大学工学部研究報告 **99**, p. 89 (1980)