光機能性導波路における光モードと多重電磁波との非線形相互作用

正 員 宮 崎 保 光 (豊橋技術科学大学)

Non-linear Interaction of Optical Modes with Multi-Electromagnetic Waves in Optical Functional Devices

Yasumitsu Miyazaki, Member (Toyohashi University of Technology)

High bit rate and high speed mobile radio communications using microwaves and millimeter waves are very attractive for wireless mega and giga bits LAN and video transmissions. Radio interferences due to multi-propagation paths and multiple scattering by street buildings and natural structures of hills and trees are very important problems for high bit rate mobile radio communications. Real time high speed signal processing for delayed fading noises may be required. Optical signal processing using optical and radio interactions are most useful method to accomplish real time high speed signal processing. Fundamental properties and applications of optical signal processors using optical active waveguide devices are shown for high bit-rate mobile communications.

キーワード：光導波路，光信号処理，音響光学効果，磁気光学効果，移動通信

1. はじめに

弾性表面波 (SAW) の音響光学 (A-O) 効果および静磁表面波 (MSSW) の磁気光学 (M-O) 効果を用いた機能性導波路においては、電磁波と光波の相互作用が重要であり、これらについてはこれまでも著者らは検討を進めてきた¹⁻⁵⁾。最近、高速の移動通信においては、ミリ波を用いた数十 M 帯域の広帯域伝送に関心が持たれている。また、高速の情報システムにおいても、リアルタイムの高速信号処理が必要である。すなわち、電磁波の信号処理を行うために、光波との相互作用を用いた光導波路素子が有効と考えられる。これまで、プレーナ型の光機能素子については、検討が試みられているが、チャンネル型の光導波路素子における非線形相互作用に基づいた高速処理については殆ど検討がなされていない。ここでは、光機能性導波路における光モードと多重電磁波との相互作用についての基礎理論を示している。

とくに、高速無線 LAN においては、信号と遅延雑音との相関処理および信号と遅延雑音を含む受信波において、信号を識別するには実時間的高速処理が必要である。

受信信号を電気系の入力とし、光導波路の屈折率分布を制御することにより、光モードの結合特性を変化することが可能である⁶⁻¹²⁾。ここでは、電気系は信号と遅延雑音による多重電磁波として考え、光機能性導波路において、光波と多重電磁波との相互作用を非線形効果として論じ、時

図 1 移動体通信における干渉とフェージング
遅延時間 $\Delta t=1\text{ns}$ は距離差 $\Delta l=0.3\text{m}$ に対応
 $1\mu\text{s} \cdots 0.3\text{km}$
 $0.5\mu\text{s} \cdots 0.15\text{km}=150\text{m}$

Fig. 1. Interference and fading effects in mobile communications

図2 受信波の相関と光モード変換
Fig. 2. Correlation process and filtered signal

図3 SAWの音響光学効果による光モード変換
Fig. 3. Optical mode conversions due to A-O effects of SAW

間的なダイナミック特性を考察する。とくに、時間的特性を中心に光モード特性の非線形相互作用を明らかにする。

2. 実時間信号処理

メガおよびギガビット伝送の高速移動通信においては、図1に示すように信号波と電磁干渉による遅延波により構成される受信波における信号識別、フィルタリングが重要である。ベースバンド周波数帯域において、受信波信号は1つのパルス波形が $f_m(t)$ である N 個のパルス列をもち、 M 個の遅延波が生じるとき、受信波は

$$g(t) = \sum_{m=0}^M g_m(t - t_m) \quad (1)$$

ここに、

$$g_m(t - t_m) = \sum_{n=0}^N a_m f_m(t - t_m - n\tau_0), \quad (2)$$

τ_0 、 a_m 、 t_m は、パルス幅、干渉強度、遅延時間である。2つの受信波 g_m と $g_{m'}$ の相関は

$$R_{mm'}(t_m - t_{m'}) = \int_{-\infty}^{\infty} g_m(t - t_m) g_{m'}(t - t_{m'}) dt \quad (3)$$

であり、相関関数 $R_{mm'}$ より遅延時間が評価される。

光機能性導波路において、電気系入力として、SAWあるいはMSSW波の2つの入力として、 g_m 、 $g_{m'}$ を印加すれば、音響光学効果あるいは、MSSWの磁気光学効果により、光モードに関する、光波と無線電磁波の非線形光学効果により、光出力として、式(3)の $R_{mm'}$ が得られる。

図2のように例えば、SAWあるいはMSSWのトランデューサ電気系入力として、受信波のベースバンド電磁波が印加される信号が、伝搬軸方向に沿って $g_1(t/2 - z/v)$ 、 $g_2(t/2 + z/v)$ のように逆方向伝搬する場合には、A-OあるいはMSSW効果の光モード出力は、つぎのように示される。

$$R(t) = \int g_1(\tau) g_2(t - \tau) d\tau \quad (4)$$

ここに、

$$\tau = \left(\frac{t}{2} - \frac{z}{v} \right) \quad (5)$$

信号波形が時間反転対称のとき、式(4)は式(3)に等価となる。式(3)において、 $R_{mm'}$ がピークを持つ値により遅延時間 t_m が与えられ、したがって遅延による干渉雑音は、受信波から、 t_m により求められる遅延波列を適当な重み係数を用いて、減法することによりフィルタリング可能である。 $R(t)$ のフーリエ変換 $\hat{R}(\omega)$ は g_1 と g_2 のフーリエ変換、 $\hat{g}_1(\omega)$ と $\hat{g}_2(\omega)$ を用いれば

$$\hat{R}(\omega) = \hat{g}_1(\omega) \hat{g}_2(\omega) \quad (6)$$

の関係が成立する。式(6)の右辺は、受信波の2つの電気系入力の周波数成分の積を示している。式(6)は、光機能性導波路においては、2次の光モード変換係数に対応する。

3. 光波とSAW、MSSWとの相互作用

SAWのA-O効果およびMSSWのM-O効果を用いた集積型の光導波路において、光導波路は、光波とSAW、

MSSW と間の非線形相互作用を有する。これらの効果は以下のように屈折率の変化として示される。光導波素子の例を図 3、4 に示す。

SAW の A-O 効果は屈折率変化として、

$$\Delta n_{ij} = -\frac{1}{2} \sum_{k,l} \frac{n_{ik}^2}{n_{ij}} \left(\sum_{\alpha,\beta} p_{kl\alpha\beta} s_{\alpha\beta} \right) n_{lj}^2 \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 n は屈折率、 p は光弾性定数、 s は歪テンソルである。このとき、SAW の変位ベクトル u 、電気系周波数 ω' を用いて、誘電率変化は、SAW の i タイプに対して

$$\Delta \epsilon^{(i)}(r, \omega') = p : s(r, \omega'),$$
$$s = bu_a(r_i, z, \omega') \exp[-j\beta_a(z, \omega')z] \dots\dots\dots (8)$$

MSSW の M-O 効果は、外部印加静磁界が y 方向で、磁化が M のとき、誘電率変化は、

$$n_{ij} = \sqrt{\epsilon_{ij}}, \quad n_{ij} + \Delta n_{ij} \dots\dots\dots (9)$$
$$\Delta \epsilon_p(t) = \begin{bmatrix} \epsilon_{pxx}^{(1)} & j f_p M_p & -j f_p m_{pz} \\ -j f_p M_p & \epsilon_{pyy}^{(1)} & j f_p m_{pz} \\ j f_p m_{pz} & -j f_p m_{pz} & \epsilon_{pzz}^{(1)} \end{bmatrix} \dots\dots\dots (10)$$

ここに、

$$\Delta \epsilon_p(t) = (f_{ij} m_p^{(ij)}),$$
$$f_p = \frac{2\sqrt{\epsilon_p} \phi_p}{k_0 M_p} \dots\dots\dots (11)$$

ϕ_p はファラデー回転定数、電気系周波数 ω_M の高周波磁化 m_p は

$$4\pi m_p = 4\pi m_{px} i_x + 4\pi m_{pz} i_z$$
$$= -\mu_0 (\tilde{\mu}_{rp} - \tilde{I}) \cdot \nabla \Psi_p \dots\dots\dots (12)$$
$$m_{pi} = M_p^{(i)} \sin \theta_m^{(i)} \exp[j\omega_M t - j\beta_{MS} z]$$

Ψ_p は MSSW の静磁界ポテンシャルである。
SAW の A-O 効果、MSSW の M-O 効果をもつチャンネル型光導波路において、コア部分における屈折率分布は、多重周波数による光効果により変化するが、一般には次のように示される。

$$\Delta \epsilon = \sum_i \Delta \epsilon^{(i)}(r, t), \quad \Delta \hat{\epsilon} = \sum_i \Delta \hat{\epsilon}^{(i)}(r, \omega') \dots\dots\dots (13)$$

(a) Optical device with MSSW

(b) Mode conversion by MSSW

図 4 MSSW の磁気光学効果による光モード変換
Fig. 4. Optical mode conversions due to M-O effects of MSSW

ここに、

$$\Delta \hat{\epsilon} = \int_{-\infty}^{\infty} \Delta \epsilon(r, t) \exp[-j\omega' t] dt$$
$$\Delta \epsilon = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \Delta \hat{\epsilon} \exp[j\omega' t] d\omega' \dots\dots\dots (14)$$

光機能性導波路における光モードの電界は、

$$\hat{E}(r, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E(r, t) \exp[-j\omega t] dt$$
$$E(r, t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \hat{E}(r, \omega) \exp[j\omega t] d\omega \dots\dots\dots (15)$$

多重周波数の場合、

(a)Optical filtering by SAW

(b)Optical filtering by MSSW

図5 SAW、MSSW と光波の相互作用による光波長の光フィルタリング特性

Fig. 5. Characteristics of optical wavelength filtering by interaction with SAW and MSSW

$$\hat{E}(\mathbf{r}, \omega) = \sum_i \hat{E}^{(i)}(\mathbf{r}, \omega) \dots\dots\dots (16)$$

非線形光効果により、屈折率分布制御が行われるチャンネル型光導波路においては、電界は次の波動方程式を満たす。

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times \hat{E}(\mathbf{r}, \omega) - \mu \epsilon \omega^2 \hat{E}(\mathbf{r}, \omega) = \\ \mu \left[\int (-\omega'^2) \Delta \hat{\epsilon}(\omega') \hat{E}(\omega - \omega') d\omega' \right. \\ + \int (-2\omega')(\omega - \omega') \Delta \hat{\epsilon}(\omega') \hat{E}(\omega - \omega') d\omega' \\ \left. + \int (-\omega - \omega')^2 \Delta \hat{\epsilon}(\omega') \hat{E}(\omega - \omega') d\omega' \right] \end{aligned} \quad (17)$$

式(17)において、光の周波数 ω は、電気系の周波数 ω' に比べ十分大きく、 $\omega' \ll \omega$ であることより、式(17)の右辺は次式となる。

$$- \int \omega^2 \mu \Delta \hat{\epsilon}(\omega') \hat{E}(\omega - \omega') d\omega' \dots\dots\dots (18)$$

4. 相互作用によるモード結合

外部からの電気系電磁界により制御される光能動性効果を持つチャンネル光導波路の電磁界特性は、固有値 β_α 、固有ベクトル関数 ϕ_α を持つ Green's dyadic により解析される。コア領域とクラッド領域が A-O 効果および M-O 効果を有する結合導波路において、微分演算子 $\mathcal{L}$ 、電界 $\mathcal{E}$ 、源 $\mathcal{J}$ および誘電率を ϵ_i として、界の方程式は次式で表される。

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{ij} = (\nabla \times \nabla \times) - \omega^2 \epsilon_i \mu, \quad \mathcal{L}_0 = \begin{pmatrix} \mathcal{L}_{11} & 0 \\ 0 & \mathcal{L}_{22} \end{pmatrix}, \\ \mathcal{E} = \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix}, \quad \mathcal{J} = \begin{pmatrix} J_1 \\ J_2 \end{pmatrix}, \dots\dots\dots (19) \end{aligned}$$

$\mathcal{G}$ の Green's dyadic Γ を用いて

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_0 \mathcal{E} = \mathcal{J}, \\ \mathcal{L}_0^{-1} \mathcal{J} = \mathcal{G} \mathcal{J} = \int \begin{pmatrix} \hat{\Gamma}_{11} & \hat{\Gamma}_{12} \\ \hat{\Gamma}_{21} & \hat{\Gamma}_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_1 \\ J_2 \end{pmatrix} dv \end{aligned} \quad (20)$$

ここに、

$$\begin{aligned} \hat{\Gamma}_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_\alpha \frac{\phi_\alpha(\mathbf{r}, \omega) \phi_\alpha(\mathbf{r}', \omega)}{M_\alpha(\omega)} \\ \times \exp[-j\beta_\alpha(\omega)|z - z'|] \dots\dots\dots (21) \\ \int \phi_\alpha(\mathbf{r}_t, \omega) \phi_{\alpha'}(\mathbf{r}_t, \omega) d^2 \mathbf{r}_t = \delta_{\alpha\alpha'} \end{aligned}$$

ここで、 $M_\alpha(\omega)$ は固有関数の正規化定数である。Green の公式を用いて、界は次式で表される。

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{E}}_{\text{totl}} = & \int \hat{\mathbf{r}}_{ij} \int \mu \omega^2 \Delta \hat{\epsilon}_j(\omega') \hat{\mathbf{E}}_j(\omega - \omega') d\omega' dv' \\ & - \int_{S_0} \int_{S_i} \mathbf{n} \cdot [(\nabla \times \hat{\mathbf{E}}_{\text{totl}}) \times \hat{\mathbf{r}} \\ & + \hat{\mathbf{E}}_{\text{totl}} \times (\nabla \times \hat{\mathbf{r}})] dS' d\omega' \dots\dots\dots (22)\end{aligned}$$

一般に、光能動性効果をもつ光電磁界は、固有ベクトル関数 ϕ_{α_i} のモード振幅 a_{α_i} により示される。

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{E}}_i(\mathbf{r}_t, \omega) = & \sum_{\alpha} a_{\alpha_i}(z, \omega) \phi_{\alpha_i}(\mathbf{r}_t, \omega) \\ & \times \exp[-j\beta_{\alpha_i}(\omega)z] \dots\dots\dots (23)\end{aligned}$$

不均質な光機能性導波路に Green の公式を適用すれば、式 (17)、(21)、(23) より、モード振幅幅についての結合方程式が導かれる。すなわち、モード振幅 a_{α_i} は次式で表される。

SAW の A-O 効果の場合、

$$\begin{aligned}a_{\alpha_i}(z, \omega) = & \frac{1}{M_{\alpha}} \int dS' \int_{z_0}^z e^{-j\beta_{\alpha_i}(\omega)(z-|z-z'|)} \\ & \times \phi_{\alpha_i}(\mathbf{r}', \omega) (\mu \omega^2) b p(\mathbf{r}'_t, z') : \mathbf{u}_a(\mathbf{r}'_t, z') e^{-j\beta_a(\omega', z')z'} \\ & \times \sum_{\alpha'} a_{\alpha'_i}(z', \omega - \omega') \phi_{\alpha'_i}(\mathbf{r}'_t, \omega - \omega') \\ & \times e^{-j\beta_{\alpha'}(\omega - \omega', z')z'} dz' d\omega' \dots\dots\dots (24)\end{aligned}$$

したがって、振幅の進行方向の変化について、

$$\begin{aligned}\frac{da_{\alpha_i}(z, \omega)}{dz} = & \sum_{\alpha} \int a_{\alpha'_i}(z, \omega - \omega') (-j) \\ & \times \zeta_{\alpha\alpha'}(z, \omega, \omega', \omega - \omega') \\ & \times \exp[j\beta_{\alpha_i}(\omega)z - j\beta_{\alpha'_i}(\omega - \omega')z - j\beta_a(\omega', z')z'] d\omega' \\ & \dots\dots\dots (25)\end{aligned}$$

ここで、モード結合係数は、たとえば、A-O 効果の場合、

$$\begin{aligned}(-j)\zeta_{\alpha, \alpha'}(z, \omega, \omega' - \omega') = & \\ & \frac{1}{M_{\alpha}} \int (\mu \omega^2) b \phi_{\alpha_i}(\mathbf{r}'_t, \omega) p(\mathbf{r}'_t, z) : \mathbf{u}_a(\mathbf{r}'_t, z, \omega') \\ & \times \phi_{\alpha'_i}(\mathbf{r}'_t, \omega - \omega') d^2 \mathbf{r}'_t \dots\dots\dots (26)\end{aligned}$$

位相係数は、

$$\Delta k_{ij}(\omega, \omega', z) = \beta_i(\omega) - \beta_j(\omega - \omega') - \beta_a(\omega', z) \quad (27)$$

もし、多重周波数の相互作用の場合、 ω' についての積分作用子を $H = \int d\omega'$ とすれば、式 (25) より次の結合方程式が得られる。

$$\begin{aligned}\frac{da}{dz} = H A a, \quad a = \begin{pmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_n \end{pmatrix}, \\ A_{ij} = \exp[j\Delta k_{ij}z] (-j\zeta_{ij}) \dots\dots\dots (28)\end{aligned}$$

不均質結合係数の行列 A が要素 $c_{ij}(\omega, \omega')$ の行列として示されるとき、 n 多重電磁波につき、 $\omega' = \omega^{(1)}, \omega^{(2)} \dots \omega^{(n)}$ として、第 i, j 番目の電磁波に関し、モード結合の主な第 0 次、第 1 次モード振幅が $b_0^{(i)}, b_1^{(i)}$ 、さらに、他の不均質摂動による高次の派生第 S 次モードの振幅を $b_s^{(i,j)}$ とすれば、結合方程式は、 $i, j = 1, 2, \dots, n$ として、

$$\begin{aligned}\frac{db_0^{(i)}}{dz} = & -j\beta_0^{(i)} b_0^{(i)} - j c_{01}^{(i)} b_1^{(i)} - j \sum_s c_{0s}^{(i,j)} b_s^{(i,j)} \\ \frac{db_1^{(i)}}{dz} = & -j\beta_1^{(i)} b_1^{(i)} - j c_{10}^{(i)} b_0^{(i)} - j \sum_s c_{1s}^{(i,j)} b_s^{(i,j)} \\ \frac{db_s^{(i,j)}}{dz} = & -j c_{0s}^{(i,j)} b_0^{(i)} - j c_{1s}^{(i,j)} b_1^{(i)} - j \beta_s^{(i,j)} b_s^{(i,j)} \quad (29)\end{aligned}$$

摂動論により、光能動性効果による $c_{1s}^{(i,j)}(z), c_{0s}^{(i,j)}(z)$ に関した主たるモード振幅は、 $b_s^{(i,j)} = 0$ のときの $b_0^{(i)}, b_1^{(i)}$ は振幅 $b_0^{(i),(0)}, b_1^{(i),(0)}$ になり、

$$\begin{aligned}b_s^{(i,j)}(z) = & \exp[-j\beta_s^{(i,j)}z] \\ & \int_0^z \left(-j c_{0s}^{(i,j)} b_0^{(i),(0)} - j c_{1s}^{(i,j)} b_1^{(i),(0)} \right) \exp[j\beta_s^{(i,j)}z] dz \\ b_{(i)}^{(i)}(z) = & \exp[-j\beta_{(i)}^{(i)}z] \left(\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \int_0^z \left(-j c_{(i)}^{(i)} b_{(i)}^{(i),(0)} \right. \right. \\ & \left. \left. - j \sum_s c_{(i)s}^{(i,j)} b_s^{(i,j)} \right) \exp[j\beta_{(i)}^{(i)}z] dz \right) \dots\dots (30)\end{aligned}$$

ここで、単一電磁波、第 0 次、第 1 次光モードの場合には、 $b_s^{(i,j)} = 0, c_{01}^{(i)} = c_{10}^{(i)} = c$ として、

$$|b_0^{(i)}|^2 = \frac{|c|^2}{|c|^2 + |\Delta\beta|^2} \sin^2 \left(\sqrt{|c|^2 + |\Delta\beta|^2} z \right) \quad (31)$$

となる。

ここで、 $\Delta\beta = \beta_{ele} - \Delta\beta_{opt}$ 、 $\Delta\beta_{opt} = |\beta_0^{(i)} - \beta_1^{(i)}|$ 、 $\beta_{ele} = \beta_{SAW}$ 、 β_{MSSW} 。

また、このときのモード振幅による分光フィルタ特性は、SAWおよびMSSWのとき、たとえば図5のように示される。^{1,11)}

式(30)において、式(6)の2つの電気系無線波入力の入力相関スペクトル $\hat{R} = \hat{g}_1 \hat{g}_2$ は、非線形項 $c_{01}^{(i,j)} c_{01}^{(i,j)}$ あるいは $c_{10}^{(i,j)} c_{10}^{(i,j)}$ により次式の成分によって与えられる。

$$b_{(1)}^{(i)}(z) = -j c_{(01)}^{(i,j)} b_{(1)}^{(i),(0)} e^{-j\beta_{(1)}^{(i)} z} U_{j\beta_{(1)}^{(i)}} 1 \\ - \sum_s \left(c_{(0s)}^{(i,j)} c_{0s}^{(i,j)} b_{(1)}^{(i),(0)} + c_{(1s)}^{(i,j)} c_{1s}^{(i,j)} b_{(1)}^{(i),(0)} \right) e^{-j\beta_{(1)}^{(i)} z} \\ U_{(j\beta_{(1)}^{(i)} - j\beta_s)} (U_{j\beta_{(1)}^{(i)}} 1) \dots\dots\dots (32)$$

ここで、

$$U_{j\beta} g = \int_0^z g e^{j\beta z} dz \dots\dots\dots (33)$$

したがって、式(15)、(23)を用いて、式(32)より、相関関数 $R(t)$ は光出力として

$$E_{(i)}(r, t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty b_{(1)}^{(i)}(z) \phi(i)(r_t, \omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (34)$$

の成分として得られる。また、遅延時間は相関関数のピーク値を与える時間変数値により与えられる。

5. ま と め

高速移動無線通信における遅延雑音フィルタリングに必要な実時間高速信号処理には、SAWあるいはMSSWを用いたA-O、M-O効果を利用した光機能性導波路素子が有効である。マイクロ波、ミリ波を搬送波とする高速移動無線の電気系入力を印加した光機能性導波路における光波と多重電磁波の相互作用についての基礎理論を示した。この理論に基づいて、さらに、移動無線システムの最適設計に必要な設計理論を今後示す予定である。

(平成9年4月28日受付、同9年9月3日再受付)

文 献

- (1) T.Kondo, Y.Miyazaki and Y.Akao : "Optical Tunable Switched Directional Couplers Consisting of Two Thin-Film Waveguides Using Surface Acoustic

Waves", *Jpn. J. Appl. Phys.* **17**, 7, 1231~1243 (1978)

- (2) 宮崎 : 超音波スペクトロスコーピー 応用編 (生嶋、御子柴), 72~101, 培風館 (1990)
- (3) C.S.Tsai : Guided-Wave Acousto-Optics, Springer-Verlag (1990).
- (4) A.D.Fisher : "Optical Signal Processing with Magnetostatic Waves", *Circuits, System and Signal Processing*, **4**, 1-2, 265~284 (1985)
- (5) N.Goto and Y.Miyazaki : "Integrated Optical Multi-/Demultiplexer Using Acoustooptic Effect for Multiwavelength Optical Communications", *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, **8**, 6, 1160~1168 (1990)
- (6) N.Goto Y.Kanayama and Y.Miyazaki : "Integrated Optic Matrix-Vector Multiplier Using Multifrequency Acoustooptic Bragg Diffraction", *Appl. Opt.*, **30**, 5, 523~530 (1991)
- (7) Y.Miyazaki : "Propagation Properties of Optical Signal Waves in Perturbed Dielectric Waveguides by Conformal Mapping Technique", *Topical Meeting on Integrated Optics, OSA, IEEE, Las Vegas, WA-2* (1972)
- (8) 宮崎 : 「LD 励起用屈折率分布型導波路結合素子の電磁界特性」、電気学会、電磁界理論研究 EMT-91-160 (1991)
- (9) Y.Miyazaki : "Partially Coherent Optical Waves in Random Gradient Fibers", *Opt. and Quantum Electron.*, **9**, 153~165 (1977)
- (10) R.Bandari and Y.Miyazaki, "Optical Mode Conversion Induced by Magnetostatic Surface Wave in Three-Dimensional Waveguides", *Trans. IECE Japan*, **E67**, 9, 502~508 (1984)
- (11) K.Hasegawa and Y.Miyazaki, "Characteristics of Integrated Optical Devices Using Magnetostatic Surface Waves", *Jpn. J. Appl. Phys.*, **29**, Suppl.29-1, 270~273 (1990)
- (12) K.Kikuchi and Y.Miyazaki : "Optical Mode Conversion by Magnetostatic Surface Waves in Optical Waveguide-Type Devices Using Cerium- and Bismuth-Doped Garnet Crystalline Films", *Jpn. J. Appl. Phys.*, **34**, 5B, Part 1, 2920~2924 (1995)

宮崎 保 光 (正員) 1941年2月4日生。1963年3月名古屋大学工学部電子工学科卒。1968年3月名古屋大学大学院工学研究科電子工学専攻博士課程修了。工学博士。1972年同大学工学部電気工学科講師、1976年同大学助教授。1981年豊橋技術科学大学工学部情報工学系教授、現在に至る。この間、1973年~1975年西ドイツ・ブラウンシュバイク工科大学高周波研究所に客員として出張、1996年ベルリン工科大学の客員教授。

主として、ミリ波導波路、光ファイバ、光集積回路、電磁波の散乱・回折、EMC、生体電磁工学の研究に従事。1970年米沢賞受賞。著書「応用ベクトル解析」。応用物理学会、電子情報通信学会、IEEE会員。