レーザー解説

全光学型非線形光導波路の最近の進歩

雑 賀 憲 昭*

(1990年9月3日 受理)

Recent Trend and Progress in All-Optical Nonlinear Waveguides

Noriaki SAIGA*

(Received September 3, 1990)

This paper surveys the recent progress in nonlinear waveguide optics of four categories: (1) nonlinear waveguiding, (2) switching characteristics in a nonlinear directional coupler, (3) optical bistability controlled by optical power, and (4) proposed devices. In comparison with linear guide optics, we came to an understanding that nonlinear waveguide optics is suitable for digital signal processing more than analogue one and would be a potent candidate for all-optical parallel processing.

Key Words: Nonlinear waveguide.

1. はじめに

非線形性の利用は、高速光通信、光演算を可能にすべく高速光スイッチング、光双安定、光並列処理の要求に端を発する^{1~5)}。この目的のためGaAs系半導体を用いた、エタロン型、多重量子井戸型、あるいは、分布帰還型半導体レーザーによる高速スイッチング、双安定が精力的に研究され、最近では、19psec光パルスの形成が報告されている⁶⁾。これらについては、多くの優れた本⁷⁾、解説⁸⁾があるのでここでは触れない。

本稿は、通常の誘電体導波路光学に非線形効果を持ち込んだ場合、生起される種々の非線形現象の理解と、それらに基づく、電子的制御を

用いない全光学型光スイッチング、全光学型双安定、および現在提案されている全光学型非線形デバイスについて紹介する。これらのデバイスの究極の目標は、従来の光導波路が、電気光学効果および音響光学効果による光制御を主体とするアナログ処理⁹⁾にあるのに対して、デジタル処理を容易なものにすることにあるように思える。以下、各カテゴリーの代表的研究と筆者らの研究を紹介する。

2. 非線形光導波路の解析

非線形媒質中の光波の伝搬解析は、ソリトン波の研究がその糸口となった¹⁰⁾。通常の導波路(ファイバーを除く)では、長さが短く分散が無視され、非線形性は、三次の非線形定数、即

* 米子工業高等専門学校電子制御工学科 (〒683 鳥取県米子市彦名4448)

* Department of Electronic Control Engineering, Yonago National College of Technology, (4448 Hikona Yonago, Tottori 565)

ち、カー(Kerr)効果で生じると考えられる¹¹⁾。
いま x 方向に伝搬定数 β で伝搬するTE波につ
いて考える。その振舞いは次式で与えられる。

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E_y(z) - k_0^2 (\beta^2 - \epsilon_m - \epsilon_m^{NL} E_y(z)^2) \times E_y(z) = 0 \quad (1)$$

但し E_y は電界の横成分, k_0 : 空気中の波数,
 ϵ : 媒質の比誘電率, ϵ^{NL} は非線形誘電率, 添
字 m は, 媒質を表す。この式の解析解¹⁰⁾は, 導
波光モードである条件 ($z = \pm\infty$ において電場
及びその微係数が零) のもとで次式となることが
知られている^{注1)}。

$$E_y(z) = \sqrt{\frac{2}{\epsilon_c^{NL}}} \frac{q}{\cosh[k_0 q(z_n - z)]}, \quad (2)$$

但し, $q = \sqrt{\beta^2 - n^2}$, n : 媒質の屈折率, Zn :
光パワーに関する定数。

非線形クラッドで囲まれたステップインデッ
クス形導波路, またそれらによる方向性結合器
等の伝搬モードは, ガイド部の線形解と(2)の
非線形解を滑らかに結ぶことによって得られる
特性方程式から決定できる^{2,3)}。

しかし, Ti 拡散導波路など, 一般の導波路
はグレーデッド形でありモード決定が難しくな
る。この目的のために 1) マトリックス法^{12,13)},
2) 有限要素法¹⁴⁾, 3) ビーム伝搬法^{15,16)}, 4)
第一積分による方法^{17,18)}等が提案されている。

ここでは筆者等の方法¹⁸⁾を述べる。Fig.1は,
最も基本的な非線形クラッドを有するグレー
デッド形導波路を示す。伝搬TEモードは, 次
式で決定される。

$$\int_0^\infty \frac{d\Delta\epsilon(z)}{dz} \left(\frac{E_y(z)}{E_0} \right)^2 dz \frac{q^2}{\cosh^2(k_0 q z_n)} = \epsilon_c - (\epsilon_b + \Delta\epsilon(0)), \quad (3)$$

注1) 境界条件による制約がない場合の式(1)の一般
解は, Jacobiの楕円関数によって与えられる(例えば,
U.Langbein et al., Opt. Commun., 46 (1983) 167)

Fig.1 Schematic of a nonlinear graded index optical waveguide.

但し,

$$E_0 = \sqrt{\frac{2}{\epsilon_c^{NL}}} \frac{q}{\cosh(k_0 q z_n)}, \quad \frac{\partial E(z)}{\partial z} \Big|_{z=0} = k_0 q E_0 \tanh(k_0 q z_n). \quad (4)$$

ここに $\Delta\epsilon(z)$ は, 導波路の不均一誘電率分布。
添字 b, c は, 基板, クラッドに属する量である
ことを示す。(3)内の $E_y(z)/E_0$ は, 線形導波路
内の電界分布で, 与えられた屈折率分布に対し
て等価屈折率が仮定されるとマトリックス法¹³⁾,
等価屈折率法¹⁹⁾などによって計算される。仮
定された β に対して(3)を満たす z_n は, 一意的
に決定でき導波パワーを求めることが出来る。
Fig.2は, Corning 7059 ガラス基板 ($N_b = 1.55$)
に拡散長 $d = 3 \mu\text{m}$ の exp 型導波路 $\Delta n = 0.02 \exp$

Fig.2 Power-dependent dispersion of TE_0 and TE_1 modes in the nonlinear guide shown in Fig.1. (Ref.18)

Fig.3 Nonlinear waveguiding of TE₀ and TE₁ modes for increasing and decreasing incident powers. The guiding layer is made of a glass of $n = 1.61$ layered on glass of $n = 1.52$. The cladding is an MBBA liquid crystal. A prism coupling method was used for inputting and outputting of Ar⁺ laser light. (a), TE₀ mode; (b), TE₁ mode. (Ref.20)

Fig.4 Characteristic of the output vs. the input power in a $0.35 \mu\text{m}$ Al₂O₃ guide on a Schott 495 nonlinear glass substrate (experiment). (Ref.21)

($-z/d$)を設け、非線形材として表面にMBBA液晶($n_{2c} = \epsilon_c^{NL} / (c \epsilon_0 n_c^2) = 10^{-9} \text{ m}^2/\text{W}$)を用いた非線形導波路(Fig.1)におけるTE₀, TE₁モードの伝搬特性を示す。TE₀モードの極値の高低は、導波路内の電界分布が非線形クラッド層の近傍に分布するか否かに依って決まり、exp型では、近いために極値は低くなる。Fig.3は、Fig.1のタイプの非線形導波路における最初の入出力特性の実験結果²⁰⁾である。光導入はプリズム結合法により、低パワーのとき同調するように設定された。TE₀モードはパワーの増加と共に非線形性が強くなり伝搬定数が変化して出力は飽和する。一方TE₁モードは、パワーの増加減少によりヒステリシス特性を示し、これは、Fig.2のTE₁モード分枝において、パワーがほぼ等しい両分枝上の二波が容易に生起されるためであると説明されている。

Fig.4は、半導体添加ガラスの実験結果²¹⁾で、量子効果により、強い非線形性と、速い回復時間を持つことが知られている。非線形基板とし

てSchott GG495を用いスパッタリングにより0.35 μm 厚の導波層(Al_2O_3)を作成してプリズム結合法により Ar^+ レーザ光を導波した。入出力特性はヒステリシスを描くことが分かった。この導波路では、導波層の厚さを薄くして、光パワーに対する β が唯一であるように定めた。そうすることにより、多くの光波が、非線形基板内に存在しガラス中の半導体に吸収($\sim 50\%$)されて非線形効果を大きくするものと考えられている。この様な効果は、Fig.2の計算で示されたように界分布の浅いexp型導波路で生じ易い。また、 $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ ドープガラスで同様な実験²²⁾を行い、パワーの増加減少によるヒステリシス特性と、負の非線形係数 $n_2 = 8 \times 10^{-11} \text{m}^2/\text{W}$ を見出した。その他、非線形材として CS_2 液体($n_2 = 3 \times 10^{-8} \text{cm}^2/\text{MW}$)を用い、Q-スイッチNd-YAGレーザ光を導波させて、ヒステリシスループを生じる光閾値があることを見出した²³⁾。

3. 光スイッチング

非線形効果を利用することにより高速光スイッチングの可能性が指摘されている²⁻⁵⁾。代表的な素子として、1)光方向性結合器、2)分岐干渉形変調器、3)エタロン素子、4)光双安定素子、等があり、3)、4)は後述されるので主として1)について説明する。非線形クラッドに囲まれた方向性結合器の結合の問題は、Jensen等によって次の結合方程式を解くことによって説明された²⁴⁾。即ち

$$\begin{aligned} -j \frac{d}{dz} a(z) &= Q_2 a' + (Q_3 |a|^2 + 2Q_4 |a'|^2) a, \\ -j \frac{d}{dz} a'(z) &= Q_2 a + (Q_3 |a'|^2 + 2Q_4 |a|^2) a', \end{aligned} \quad (5)$$

但し

$$\begin{aligned} Q_2 &= \frac{kc \epsilon_0}{4P_0} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} n^2(x, y) E_1 E_2 \, dx dy, \\ Q_3 &= \frac{kc \epsilon_0^2}{4P_0} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} n^2(x, y) n(x, y) \end{aligned}$$

$$\times E_1^4 \, dx dy,$$

$$Q_4 = \frac{kc \epsilon_0^2}{4P_0} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} n^2(x, y) n_2(x, y) |E_1|^2 \times |E_2|^2 \, dx dy, \quad (8)$$

$$P_0 = (1/4) \int k \cdot E_1 \times H_1^* \, dx dy,$$

ここに各導波路の固有モードの界分布を、

$$\begin{aligned} a(z) E(x, y) \exp [j(\omega t - \beta z)], \\ a'(z) E'(x, y) \exp [j(\omega t - \beta' z)], \end{aligned} \quad (7)$$

とする。一方の導波路にのみ光を導入する場合、結合方程式の解は、臨界パワー P_c を用いて次式で書ける。

$$P = (P_i/2) \{1 + C_n(2Q_2z; k)\}, \quad (8)$$

但し、 $k = P_i/P_c$ 、 P_i は、総入射パワー、ここに、 C_n は、Jacobiの楕円関数。 P_c は、3dBカプラーとして作用するときの入射パワーで $P_c = 4Q_2/(Q_3 - 2Q_4)$ で定義される。Fig.5Aに入力パワーをパラメータとする伝搬距離に対する導波モードのパワー変化を示す。 $P_i < P_c$ では、線形動作時の如く位相整合カプラーとして働く。 $P_i > P_c$ では、両導波路間のエネルギー授受は不完全となりスイッチとして機能しなくなる。Fig.5Bは、Fig.2で用いた導波路を組み合わせ構成した方向性結合器における入力パワーに対する結合長の変化を示す¹⁸⁾。結合長は、低パワーでは殆ど変化せず P_c 近傍で急激に変化することがわかる。Fig.6は、結合器の長さを(A) 1/2ビート長、(B) 1ビート長に設定した場合の入出力特性を示す^{25,26)}。Fig.5Bで呈示された如く P_i の増加現象に伴って、 P_c 付近で先鋭なスイッチングを生じる。換言すれば、 P_c は、それに必要な入力パワーの目安を与える。実験的には半導体ドープガラス・方向性結合器で30%のスイッチングが行えたという報告がある²⁷⁾。しかしKerr効果の飽和、非線形性の熱的拡散効果などにより、通常非線形材料によ

Fig.5 (A) guided power in the incident guide (1) of a nonlinear directional coupler, normalized by the critical power (Ref.24); (B) variation in the coupling length (L_c) with the incident power in the coupler consisting of twin guides shown in Fig.1. (Ref.18)

Fig.6 Power transfer of the nonlinear coupler. (A), 1/2-beat length coupler; (B), 1-beat length coupler. (Ref.3)

る方向性結合器では、予想された程の結果が得られていない²⁸⁾。しかし応力誘起GaAs/GaAlAs多重量子井戸(MQW)方向性結合器では、上の理論に近い結果²⁹⁾が報告されている。Fig.7は、MQWデバイスに約1mWの半導体レーザー光($\lambda = 850\text{nm}$)を導入し、Mach-Zehnder干渉計により非線形に起因する位相変

化と結合器の導波光出力を求める装置及びその実験結果である。MQWデバイスは、液体窒素で冷却(約180K)し、励起子線が、820nmになることを確認した。 π の位相差を生じる入力パワーは、約1mWであった。そのときのスイッチングの模様をFig.7Bに示す。長さは、1/2ビート長で充分ではないが半分以上のパワーの移行が実現されている。

2)の先駆的な仕事として、Lattesら³⁰⁾のMach-Zehnder干渉形の光演算があげられる。しかし、材料に非線形定数の低いLiNbO₃($n_2 \sim 3 \times 10^{-9} \text{cm}^{-2} \text{MW}^{-1}$)を使用したため高光パワーを必要とし、信号のドリフトが問題となった。一方、河口等³¹⁾は、GaAs上に構成された非対称干渉路を用いると、AND, OR, NAND, NORの演算が2.8Watt程度で行えることを示した。

その他、光ファイバーによる方向性結合器が提案されている³²⁾。光吸収が極めて少なく($\alpha \sim 10^{-5} \text{cm}^{-1}$)、緩和時間が $\tau \sim 10^{-14} \text{sec}$ の短いので、スループットを考慮した性能指数が最も優れている⁴⁾が、本稿では、主として基板形のデバイスを対象としているのでこれ以上は触れない。

Fig.7 Strain-induced multiple-quantum-well nonlinear directional coupler. (A), Mach Zehnder interferometer for the measurement of the phase change and the power transfer of guided waves; (B), power transfer by the entrance of high input power ($\sim 1\text{mW}$). (Ref.29)

Fig.8 Priam coupler using total reflection for optical bistability. Medium 1,2 and 3 are a gap, a guiding layer, and a nonlinear Kerr medium, respectively. (Ref.33)

4. 光双安定

まずFabry-Perotキャビティを用いた基本的な光双安定は、非線形効果の大きい半導体エタロンを用いた分散型双安定デバイスで実現される。半導体レーザは、それ自体で導波路形の双安定性を保有する⁷⁾。バルク形は後述されるように並列信号処理への応用が考えられている。

次に、導波路であることを巧みに利用した光双安定法としてプリズム結合法とグレーティング結合法をあげることができる。プリズム結合法のうち、最初に提案されたものは、光の全反射を用いるもの³³⁻³⁶⁾で、その構成をFig.8に示す。プリズムへの入射角は全反射するように設定されている。Fig.9(a)は、入射角に対する反射率を計算したもので、 $\theta = 80.5^\circ$ で導波層フィルムに導波光が生起せしめられることを示している。次に、僅かに離調状態(入射角 $\theta = 80.605^\circ$)に設定し入射強度を増加減少させたときの反射光の強度をFig.9(b)に示す。計算はexactで、非線形材として800 Å厚の CS_2 ($n_{\text{NL}} = 9 \times 10^{-12} \text{esu}$)を仮定した。低パワーで容易に双安定が現れることが分かる。一方、Carter等³⁷⁾は、通常のプリズム結合法における導波光に着目し、入射光の角度が非同調 $\rightarrow$ 同調 $\rightarrow$ 非同調と変化する過程で、非線形効果により導波状態(オン状態)となった系は、ある入射角で急激にオフに至ること、もし、モードの反射があった場合、双安定が現れることを計算により予期した。この原理は上と類似して、僅かに非同調状態が、非線形性によって同調状態になることによる³⁸⁾が、更に、急激なオフ状態を生起するこ

Fig.9 Optical bistability in the system shown in Fig.8. (a), reflectance vs. incident angle θ_0 ; (b), reflectance vs. incident intensity S_0 at $\theta_0 = 80.605^\circ$. (Ref.33)

Fig.10 Optical bistability in a difusive directional coupler at a detuning of ~ 5 line widths from the optimum angle of a low input power. (Ref.39)

とを新たに見い出している。これを確かめる実験として Assento 等³⁰⁾は、顕微鏡のカバーガラス ($N_s = 1.51$) の上に $1.3 \mu\text{m}$ 厚の ZnS フィルム ($N_f = 2.36$) を作成し、入射角を僅かに離調状態にして、アルゴンレーザ光 ($20\text{mW} \sim 2.6\text{W}$) を導波させた。その結果、Fig.10 の様な双安定を得た。これは上の非線形による同調効果に加えて、光学的に誘起された非線形効果が拡散によって広がり平均化されるためであると考えられた。更に、Stegeman 等^{40,41)}は、屈折率に対する(熱的な)1次元拡散方程式を導入して、拡散定数が零の場合は、双安定が現れないことを示し、双安定を実現するために拡散効果が正帰

還の役割を果たしていることを明らかにした。実験的には、グレーティングカップラーを用いて Svensson 等⁴²⁾が、非局所的な非線形性を仮定することにより理論と極めて一致する結果を報告した。しかし、この方法の場合、非常に見事なヒステリシスを示す反面、非線形媒質の吸収、拡散効果を用いるため、導波光の強度は、約 $1/1000$ 程度であり、また ZnS の熱的な緩和時間が $0.01 \sim 1\text{msec}$ と長く、応答の改善が求められる。

5. 応用デバイス

これまで述べてきた如く、非線形性を応用したデバイスは、それによる共振または同調を支援もしくは阻止することにより能動的な機能を持たせるものが多い。

Fig.11 Focusing and scanning by the nonlinear output grating. (A) far-field intensity pattern; (B) scanning angle depending on the input power $P_g(0)$. (Ref.45)

Fig.12 Optical RS flip-flop processor. (A) configuration; (B) optical logic operation. (Ref.48)

例えば、ブラッグ形グレーティングでは、ブラッグ条件を満たす特定の入射角のみの光を反射する故、離調された導波光は、他光波の照明により非線形的に格子間隔を変えられてブラッグ条件を満たし、AND, XOR演算を実現する⁴³⁾。

また、導波路内の光を外部に集光するためにその表面にチャープグレーティングが付加される。導波層が非線形材である場合、リニアグレーティングのみで、ビームの集束と走査が行なえる^{44,45)}。即ち、光を放射することによる光の減衰と、非線形性の強弱が組み合わせられてこのような効果を生む。Fig.11はMBBA非線形導波路の計算例で、集光の模様と走査角の範囲を明示している。その他、分布帰還形非線形グレーティングによる光双安定⁴⁶⁾、光ノッチ(notch)フィルター等⁴⁷⁾も提案されている。次に現在のところ、直接光導波路と関係しないが、今後、光導波路で置き換えられる可能性を有し重要なものとしてエタロンを用いた並列信号処理系^{48,49)}がある。Fig.12はエタロンによる双安定を用いたRSフリップフロップの構成⁴⁸⁾を示す。エタロンは、1パルスが入力されたときオン、同時に2パルスが入力されるとオフとなるように設定されている。Fig.12 Bでフリップフロップの動作を確認している。

6. 総括

以上非線形導波路に関する導波現象の解析、

光スイッチング、光双安定、更に応用システムについて述べた。非線形を用いる意義は、受動的な素子を能動的な素子に変えることにありとされる。本稿で取り扱った非線形現象は、それ自体非常に弱い効果であることを仮定している。従って、これにより動作状態を変えるには、僅かに離調(非共振)状態にある系を同調もしくは共振状態へ制御することが有効と思える。これまで述べて例のうち、非線形プリズムによる双安定、エタロンによるRSフリップフロップ等は、数ミリワットの入力パワーで充分、系の移行が図られている。しかしながら、世の趨勢としては、半導体のバンドフィリングによる非線形性、半導体ドーパガラス、有機ポリマー等、より強い非線形性と高速動作を求めて材料の検討がなされる傾向にある^{50~53)}。

非線形性は、光導波路素子のデジタル信号処理への応用を広げるものとして大いに注目されているが、やはり電気光学効果を用いた電子的制御に対する優位性を明らかにすべきであろう。最後に筆者の独断や不明確な表現、実験条件の不十分な記述等により分かりにくい点があると思われるので、それらについては、参考文献で補って頂きたい。

データ掲載を御了承下さった大阪大学工学部松本正行氏、NTT光エ研黒川隆志氏および本稿をまとめる上で御支援頂いた日本総研小野公三氏に感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) E. Garmire: in *Integrated Optics* (Topics in Applied Physics vol. 7, Springer-Verlag, New York, 1979) 244.
- 2) G. I. Stegeman and C. T. Seaton: J. Appl. Phys. **58** (1985) R57.
- 3) G. I. Stegeman, E. M. Wright, N. Finlayson, R. Zanoni and C. T. Seaton: IEEE Lightwave Tech. **6** (1988) 953.
- 4) G. I. Stegeman and R. H. Stolen: J. Opt. Soc. Amer. B, **6** (1989) 652.
- 5) R. H. Stolen and G. I. Stegeman: Optics News June (1989) 8.
- 6) P. Blixt and V. Ohlander: IEEE Photon. Tech. Lett. **2** (1990) 175.
- 7) 応用物理学会編: 半導体レーザーの基礎(オーム社, 東京, 1987).
- 8) 花村栄一: 応用物理 **59** (1990) 325.
- 9) N. Saiga and Y. Ichioka: J. Appl. Phys. **61** (1987) 1230.
- 10) N. N. Akhmediev: Sov. Phys. -JETP **56** (1982) 229.
- 11) C. T. Seaton, J. D. Valera, R. L. Shoemaker, G. I. Stegeman, J. T. Chilmel and D. Smith: IEEE J Quantum Electron. **QE-21** (1985) 774.
- 12) K. Ogusu: Opt. Commun. **64** (1987) 425.
- 13) M. R. Ramadas, R. K. Varshrey, K. Thyagarajan and A. K. Ghatak: IEEE Lightwave Tech. **7** (1989) 1901.
- 14) K. Hayata, M. Koshiba and M. Suzuki: Electron. Lett. **23** (1987) 429.
- 15) E. M. Wright, G. I. Stegeman and C. T. Seaton: Phys. Rev. A, **34** (1986) 4442.
- 16) L. Thylen, E. M. Wright, G. I. Stegeman, C. T. Seaton and J. V. Moloney: Opt. Lett. **11** (1986) 739.
- 17) N. Saiga: Tech. Dig. of 7th Int. Conf. on Integrated Optics & Optical Fiber Commun., Kobe, July, 1989, vol. 3, p. 8.
- 18) N. Saigato be published in J. Opt soc. Amer. B, **7** (1990) no. 11.
- 19) G. B. Hocker and W. K. Burns: IEEE J. Quantum Electron. **QE-11** (1975) 270.
- 20) H. Vach, C. T. Seaton and G. I. Stegeman: Opt. Lett. **9** (1984) 238.
- 21) S. Iraj Najafi, M. Belanger, R. Maciejko and R. J. Black: Appl. Opt. **27** (1988) 806.
- 22) S. Patela, H. Jerominek, C. Delisle and R. Tremblay: J. Appl. Phys. **60** (1986) 1591.
- 23) I. Bennion, M. J. Goodwin and W. J. Stewart: Electron. Lett. **21** (1985) 41.
- 24) S. Jensen: IEEE J. Quantum Electron. **QE-18** (1982) 1580.
- 25) G. I. Stegeman: 7th Int. Conf. on Integrated Optics & Optical Fiber Commun., Kobe, July, 1989, Tutorial lecture.
- 26) M. Cada, R. C. Gauthier, B. E. Paton and J. Chrostowski: Appl. Phys. Lett. **49** (1986) 755.
- 27) N. Finlayson, S. W. Koch, J. F. Ehrlich, C. T. Seaton and G. I. Stegeman: Appl. Phys. Lett. **53** (1988) 1144.
- 28) G. I. Stegeman, E. M. Write, C. T. Seaton, J. V. Moloney, T. Shen, A. A. Maradudin and R. F. Wallis: IEEE J. Quantum Electron. **QE-22** (1986) 977.
- 29) P. L. Kam Wa, J. E. Sitch, N. J. Mason, J. S. Roberts and P. N. Robson: Electron. Lett. **21** (1975) 26.
- 30) A. Lattes, H. A. Haus, F. J. Leonberger and E. P. Ippen: IEEE J. Quantum Electron. **QE-19** (1983) 1718.
- 31) H. Kawaguchi: Opt. Lett. **10** (1985) 411.
- 32) Allan W. Snyder and Yijiang Chen: Opt. Lett. **14** (1989) 517.
- 33) V. J. Montemayor and R. T. Deck: J. Opt. Soc. Amer. B, **2** (1985) 1010.
- 34) R. Reinsch, P. Arlot, G. Vitrant and E. Pic: Appl. Phys. Lett. **47** (1985) 1248.
- 35) C. Liao, G. I. Stegeman, C. T. Seaton, R. L. Sheomaker, J. D. Valera and H. G. Winful: J. Opt. soc. Amer. A, **2** (1985) 590.
- 36) V. J. Monotemayer and R. T. deck: J. Opt. Soc. Amer. B, **3** (1986) 1211.
- 37) G. M. Cater and Y. J. Chen: Appl. Phys. Lett. **42** (1983) 643.
- 38) G. Vitrant and P. Arlot: J. Appl. Phys. **61** (1987) 4744.
- 39) G. Assanto, B. Svensson, D. Kuchibhatla, U. J. Gibson, C. T. Seaton and G. I. Stegeman: Opt. Lett. **11** (1986) 644.
- 40) G. I. Stegeman, G. Assanto, R. Zanoni and C. T. Seaton: Appl. Phys. Lett. **52** (1988) 896.
- 41) G. Vitrant, R. Reinsch, J. C. Paumier, G. Assanto and G. I. Stegeman: Opt. Lett. **14** (1989) 898.
- 42) B. Svensson, G. Assanto and G. I. Stegeman: J. Appl. Phys. **67** (1990) 3882.
- 43) C. M. Bowden, H. M. Gibbs and L. McCall: *Optical Bistability II* (Plenum, New York,

- 1984).
- 44) C. T. Seaton, G. I. Stegeman and H. G. Winful: *Optical Engineering* 24 (1985) 593.
- 45) M. Matsumoto and M. Ohtsuka: *Tech. Dig. of 3rd Opto-Electronics Conf.*, Chiba, July, 1990, P. 226.
- 46) H. G. Winful, J. H. Marburger and E. Garmire: *Appl. Phys. Lett.* 28 (1976) 651.
- 47) S. H. Kim and C. G. Fonstad: *IEEE J. Quantum Electron.* QE-15 (1979) 1405.
- 48) H. Tsuda and T. Kurokawa: *IEEE Photonics Tech. Lett.* 1 (1989) 449.
- 49) H. Kobayashi, H. Kanbara and K. Kubodera: *IEEE Photonics Tech. Lett.* 2 (1990) 268.
- 50) Y. H. Lee, A. C. Pirson, S. W. Koch, H. M. Gibbs, S. H. Park, J. Morhange, A. Jeffery and N. Peyghambarian: *Phys. Rev. Lett.* 57 (1986) 2446.
- 51) G. R. Olbright, N. Peyghambarian, S. Koch and L. Banyai: *Opt. Lett.* 12 (1987) 413.
- 52) 久保寺憲一: *応用物理* 59 (1990) 155.
- 53) 中村新男: *応用物理* 59 (1990) 738.