

# 光電気ハイブリッドカオスとその応用

會田田人

カオス研究の急速な進展は、ここ2, 30年ほどの電子計算機の性能向上と期を一にしており、決定論的カオスの発見として科学史上重要な意味を持つLorenz Model<sup>1)</sup>以来しばらくの間、カオスの研究は主に計算機実験によって推し進められて来た。

物理的な実験系でカオスの発生が行われるようになったのは光電気ハイブリッド型で構成した非線形共振器が最初であり、これらは非線形光共振器の解析に遡ることができる。1979年、Ikedaは非線形誘電体媒質を含む光共振器を透過する光の振舞いを解析し、多重安定性とともに、後にIkeda Chaosと呼ばれるカオス的な不安定性を示すことを予言した<sup>2)</sup>。そして、Maxwell-Bloch(MB)方程式系で表されるこの透過光の複雑な振舞いが、MB方程式の本質的な性質であることを明らかにした。さらに一定の条件のもとで、このMB方程式から一変数の簡単な遅延微分方程式を導き、非線形光共振器は、光が非線形効果と遅延を経て帰還される非線形遅延帰還系として記述できることを示した<sup>3)</sup>。

この一変数モデルは、その後のカオスの実験的な研究を促進する契機となった。1981年、Ikeda Chaosの予言のすぐ後に、Gibbsらは電気光学結晶(PLZT)を用いた光変調器の出力をコンピューター遅延をかけて帰還する光電気ハイブリッド型共振器を試作し、周期振動、周期倍分岐そしてカオスの発生を観測し、Ikedaの予言を確認している<sup>4)</sup>。その後、多くの研究グループによって、この一変数モデルに基づいて構成された光電気ハイブリッド型共振器が試作され、非線形光共振器のカオスに関する実験的な研究が精力的に行われた<sup>5-10)</sup>。これら

の共振器はそのほとんどが、電気光学効果や音響光学効果を利用して光変調器の正弦曲線状の変調特性を非線形要素としている。そのため、比較的弱い信号レベルで大きな非線形効果が得られ、広い動作パラメーターの下でさまざまな実験が可能となつたのである。

以上、非線形光共振器の研究に遡るカオスの研究動向を概説したが、本稿では、光学系のカオスシステムとして代表的な光電気ハイブリッド型共振器をとりあげ、光カオスの振舞いとその応用について述べる。

## 1. 光電気ハイブリッド型非線形共振器

### 1.1 共振器の構造

非線形光共振器は一定の条件のもとで、非線形媒質と共振器の信号周回構造がそれぞれ、非線形特性と遅延帰還の2つの基本要素に対応する非線形遅延帰還系となる。有効遅延(信号の共振器内周回遅延時間 $T_r$ と共振器の応答時間 $T_m$ の比、 $T_r/T_m$ )が大きいときに、複雑な振動現象を示す。図1に、光電気ハイブリッド型非線形共振器と制御回路から構成された実験装置の構成を示す<sup>11)</sup>。共振器は、波長 $1.3\text{ }\mu\text{m}$ 帯光通信用のマッハツエンダー導波路型光強度変調器と $1000\text{ m}$ の光ファイバー遅延線(遅延時間 $T_r \approx 5.2\text{ }\mu\text{s}$ )で非線形特性と遅延要素を構成し、フォトダイオード(PD)、ビデオ増幅器(AMP)を経由して信号を帰還する光電気ハイブリッド型である。励起光源は波長 $1.3\text{ }\mu\text{m}$ 、出力約 $1\text{ mW}$ の半導体レーザー(LD 1)である。制御回路は、振動波形のコーディング、書き込み信号の生成、共振器の励起パラメーターの制御を行う回路から構成されている。

共振器の中の信号の振舞いは、光変調器の変調電圧 $V(t)$ に関する次の遅延微分方程式で記述される<sup>11)</sup>。

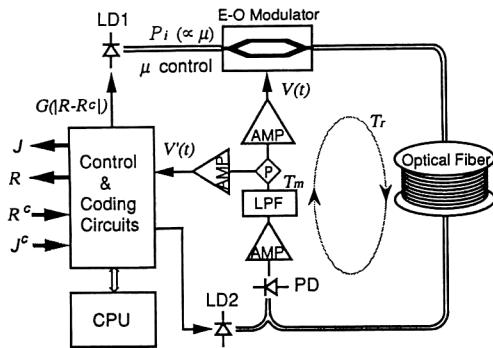


図1 光電気ハイブリッド型非線形共振器と制御回路。

$$T_m \frac{dV(t)}{dt} = -V(t) + V_0 + \mu F(V(t - T_r)) \quad (1)$$

$F$  は光変調器の変調特性で、変調電圧に対して正弦関数状に変化する非線形関数である。 $\mu$  は励起光強度  $P_i$  に比例する帰還利得で、振動状態を制御する励起パラメータ  $\mu = P_i R A_e$  である。 $P_i$  は共振器の励起光強度、 $R$  は光-電圧変換係数、 $A_e$  は増幅器の利得、 $V_0$  はバイアス電圧である。応答時間  $T_m$  はローパスフィルター (LPF) で設定し、有効遅延 ( $T_r/T_m$ ) を調節できるようにした。

この系で分岐現象とカオスを発生するためには、光変調器に帰還する電圧を光変調器の半波長電圧  $V_\pi$  以上振らせることが要求される。また、高次の高調波を励起して多数の振動モードを発生させるためには、大きな有効遅延が必要である。これらを満足する条件はそれぞれ次の式で与えられる。

$$P_i \left(1 - \frac{1}{E_r}\right) R A_e > V_\pi \quad (2)$$

$$T_r \gg T_m \quad (3)$$

ただし、 $E_r$  は光変調の消光比である。

式(2)と式(3)について考察しよう。式(2)より、 $V_\pi$  の値が小さい光変調器を使用し、増幅器の利得  $A_e$  あるいは励起光強度  $P_i$  を大きくすることが分岐現象を起こしやすくする条件であることがわかる。光変調器の典型的な  $V_\pi$  は、導波路型光変調器ではおよそ数 V であるが、バルク型光変調器ではその 10 倍程度の値である。光変調器に入力するレーザー光の強度  $P_i$  の上限は光変調器の耐光学損傷によって制限される。導波路型光変調器の場合、レーザー光の波長が  $1.3 \mu\text{m}$  の赤外領域ではおよそ  $10 \text{ mW}$  まで許容されるが、波長  $0.63 \mu\text{m}$  の He-Ne レーザーでは赤外領域の 3 衡程度低い値までしか入力できない。したがって、導波路型光変調器と波長  $1.3$

$\mu\text{m}$  のレーザー光の組み合わせは、式(2)の条件を達成するうえで重要な意味をもつのである。さらに、波長  $1.3 \mu\text{m}$  のレーザー光は、伝搬損失のきわめて小さい光ファイバーを遅延線として使用することができるため、長い光ファイバーと高速なビデオ増幅器を組み合わせることにより、式(3)の条件も容易に達成できることを意味している。

この構成により、従来報告されている非線形光共振器<sup>8,10)</sup>に比べて、はるかに大きな有効遅延（最大有効遅延  $T_r/T_m \approx 520$ ）が実現でき、非常に多くの振動モードの発生が可能となった<sup>11)</sup>。また、励起光源として光出力の高速制御が容易な半導体レーザーを採用したことにより、振動モードの高速制御も実現した。以上の構成により、カオスをはじめ多数の振動モードを発生・制御できる光電気ハイブリッド型共振器を実現することができた。

## 1.2 振動モード

この共振器には励起光の増加とともに、多重安定モードからカオスまで、多様な振動モードが励起される。一般に、大振幅の振動の解析には数値計算やシミュレーター<sup>12)</sup>による解析が必要であるが、小振幅の振動の振舞いは線形安定性解析によって調べることができる。有効遅延の大きな共振器では周波数がおよそ  $1/(2T_r)$  の基本波とその奇数次高調波の固有振動モードをもつことがわかっている<sup>13)</sup>。

振動波形の  $T_r$  だけ離れた極大値と極小値の振動レベルを  $V(t)$  と  $V(t - T_r)$  とすると、相互の振動レベルの関係は式(1)を  $T_m \frac{dV(t)}{dt} \approx 0$  で近似した次の非線形写像で表わされる。

$$V(t) \approx V_0 + \mu F(V(t - T_r)) \quad (4)$$

$\mu (\propto P_i)$  が増加すると固有振動モードの周波数で振動が起こるが、振動振幅の成長とともに非線形関数  $F$  の影響が顕在化してくる。すなわち、 $\mu$  の増加とともに、 $T_r$  だけ離れた極大値と極小値の振動レベルの数が式(4)の非線形写像に従って、2 倍ずつ増える周期倍分岐を繰り返し、カオスに至る現象を示す。

分岐現象は高次高調波の固有振動モードでも同様に起こるが、式(4)の非線形写像はあくまでも  $T_r$  だけ離れた振動レベルの相互関係を規定するだけである。したがって、その間の振動レベルにはいろいろな並び方をとる自由度があり、高次高調波ほど多様な波形の振動が発生する。振動モードは高調波次数  $n$  と分岐次数  $m$  で  $\xi_{n,m}$  とラベル付けして分類されるが、同じ  $\xi_{n,m}$  モードでも

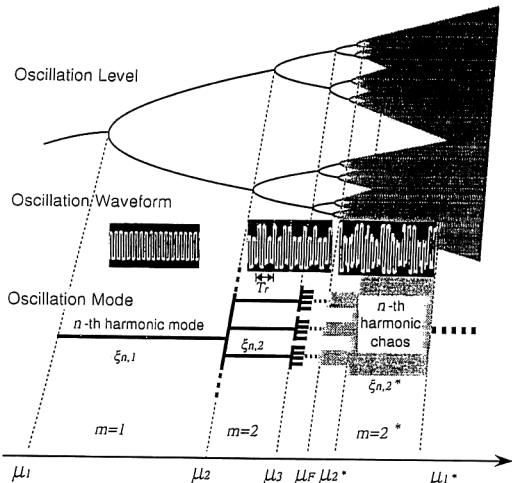


図2 振動レベルと $n$ 次高調波振動モードの分岐概念図。 $\mu$ の増加とともに振動レベルの数が2倍に分岐する。また同時に、振動レベルの変調パターンの違いにより、区別できる振動モードの数も増加する。

上述の理由からいろいろな振動波形が存在する。これらを $\xi_{n,m}$ モードの異性体と呼ぶ<sup>14)</sup>。ちなみに、 $\xi_{n,2}$ モードでは $2^n$ 個の異性体が存在する。一方、カオスについては逆分岐次数 $m^*$ を用いて $\xi_{n,m^*}$ とする。

図2は、 $n$ 次高調波振動( $n$ は奇数)が $\mu$ の増加とともに変化する様子を、振動レベル、振動波形、振動モードの模式図で表したものである。一般に、 $\mu$ が $\mu_m$ を超えるたびに、極大値と極小値のレベルがそれぞれ2つに分裂して $2^m$ レベルの振動が発生する周期倍分岐現象が起こり、1つの $\xi_{n,m-1}$ モードから多数の $\xi_{n,m}$ モードが生成される。また、 $\mu > \mu_F$ ではカオス状態となり、分岐が高次から消滅してゆく逆分岐が進行する。逆分岐の進行過程は、 $\mu$ の値が $\mu_{m^*}$ を超えるたびに、 $m$ 次分岐が不安定となり消滅するような振動モードの変化である。 $\xi_{n,m^*}$ モードの振動波形は、振動波形に $\xi_{n,m}$ モードの特徴を残したいいろいろな波形が次々と現れるカオス的なモード間遷移を繰り返すことが特徴である。

### 1.3 振動波形のコーディング

図3(a), (b)は $\xi_{7,2}$ モードと $\xi_{7,2^*}$ モードの2値コーディングである<sup>15)</sup>。 $T_r$ だけ離れた極大値(極小値)と極小値(極大値)のレベルは、非線形写像式(4)によって関係づけられており、周期振動の $\xi_{7,2}$ モードでは、図3(a)のように $J$ コードの後に反転コード $\bar{J}$ が続き周期 $4T_r$ で繰り返す性質がある。したがって、 $2T_r$ の長さだけ2つの極大値(ピーク値)に1と0の2値コードを割り当てれば振動波形を特定することができる。一方、周

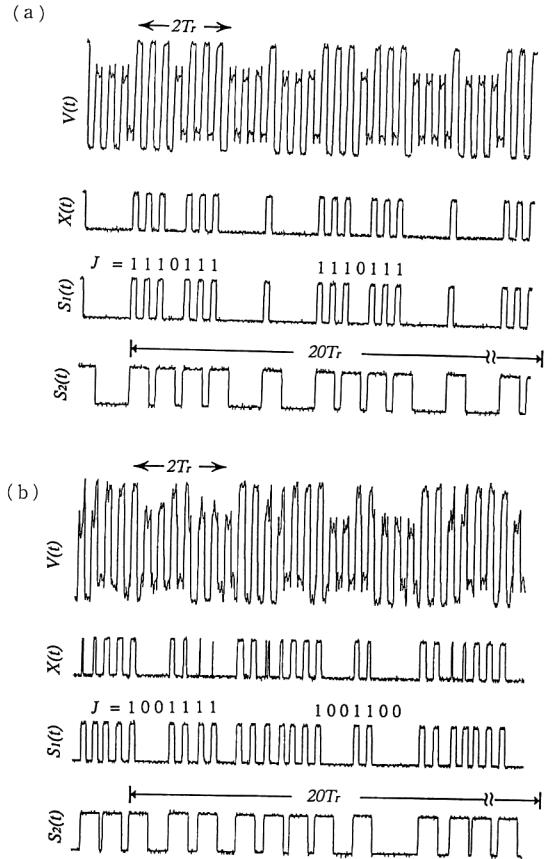


図3 波形のコーディング例。(a)  $\xi_{7,2}$ モード。周期振動のため $4T_r$ ごとにサンプルされる $J$ コードは変化しない。(b)  $\xi_{7,2^*}$ モード。カオスによる振動モード間遷移のため $J$ が変化する。 $V(t)$ は光変調器変調電圧の振動波形。 $X(t)$ は $V(t)$ を高低2つのピークレベルの中間で閾値処理した信号。 $S_1(t)$ と $S_2(t)$ は $X(t)$ のパルス幅をそれぞれ $T_r/n$ と $3T_r/n$ だけ伸長した信号。 $J$ コードは $S_1(t)$ を $4T_r$ ごとにサンプルして得られる $n$ ビット2値ベクトル。特徴コード $R$ は $S_2(t)$ のパルスを $20T_r$ 時間数えた値。

期性が失われた $\xi_{7,2^*}$ モードにもこのコーディングを適用すると、図3(b)のようにカオス的なモード間遷移を $J$ コードの時間変化としてとらえることができる。

振動波形を特定する $J$ コードに対して、振動波形を大雑把な特徴で分類するコーディングも重要である。特徴コード $R$ は、 $S_2(t)$ のパルスを $T \approx 20T_r$ 時間数えたスカラー値で、 $S_1(t)$ のパルスの離散度を表現するような量である<sup>15)</sup>。 $n=7$ 次高調波の場合、この特徴コード $R$ を用いると $\xi_{7,2}$ モードのすべての異性体は $R \in \{20, 25, 30, 35\}$ の離散的な値で分類されるのに対して、 $\xi_{7,2^*}$ モードのカオス状態では $R$ の値が時々刻々と変化しながら20から35までのすべての整数値をとるような状態

が観測され、安定モードとカオス状態を明瞭に区別することができる。

## 2. 光電気ハイブリッドカオスの性質

### 2.1 ピーク値のゆらぎ

周期振動が不安定化し始める弱いカオス状態ではカオスの特徴的な現象としてモード間遷移が発現する。ここでは、 $\xi_{7,2^*}$  モードで観測した結果をもとに、カオス的振動モード間遷移の性質について考察する<sup>15,16)</sup>。

$\xi_{7,2^*}$  モードの振動波形は $\xi_{7,2}$  モードの性質を強く残しており、カオス的なゆらぎを伴った7次元性の強い信号とみなすことができる。このゆらぎの性質を明らかにするため、ピーク値の時系列データを7次元相空間に埋め込み、固定点近傍にあるピークの Floquet 行列固有値を計算してその分布を調べた。その結果、固定点近傍のいずれのピークも単位円外に出る固有値は1個ないし2個であり、励起光強度  $P_i$  が大きいほど単位円外に出る割合が大きいことが認められた。しかも、それぞれの最大固有値は、 $P_i$  の増加とともに -1 付近を横切って単位円の外側に伸びたような分布が認められた<sup>16)</sup>。以上の結果から、 $\xi_{7,2^*}$  モードのモード間遷移について、次のような性質が明らかにされた。モード間遷移を起こすようなピークの大幅な変動は、7個の連続したピークの中で1個ないし2個に限られる。 $P_i$  の増加とともに、大幅に変動するピークの数も増加する。また、ピークのゆらぎはタイプIII間欠性に似た振舞いを示しており、固定点付近に留まる周期振動のような状態を比較的長い時間継続することが予想される<sup>17)</sup>。

### 2.2 コードで見たカオスの振舞い

$\xi_{7,2^*}$  モードのモード間遷移は、多数の $\xi_{7,2}$  モード間を渡り歩くように振動波形をえるため、コードの時間変化にもこのような特徴が反映される。図4(a), (b)は $\xi_{7,2^*}$  モードのカオスによる振動モード間遷移を、 $J$  コードで観測した結果である。図4(a)は $J$  コードの時間変化、図4(b)は $J$  コードの遷移確率行列である。黒点の直径は対数スケールで表わした遷移確率である。図4(a)には、1つのモードあるいはその近傍にしばらく滞在した後、素早く他のモードへ遷移していくカオス的モード間遷移の特徴が現れている。図4(b)では、ほとんどの遷移が1ビットの反転で起きており、ハミング距離が近い $J$  コード間ほど遷移確率が大きいことが認められる。励起パラメーター  $\mu$  の増加とともにモード間遷移が激しくなると、 $J$  コードの時間変化ではモード滞在時間が短くなる様子が、また、遷移確率行列ではハミ

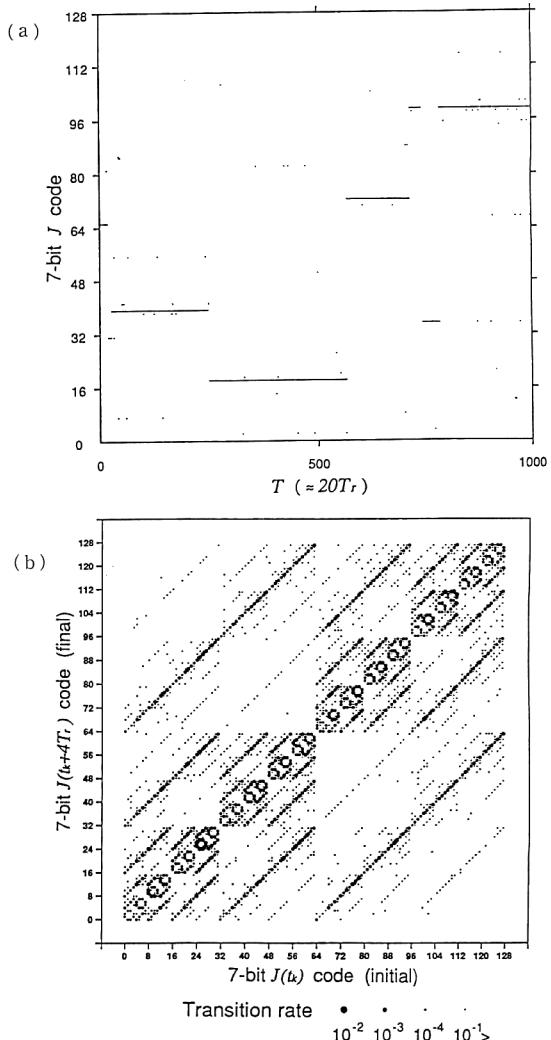


図4  $J$  コードで観測した $\xi_{7,2^*}$  モードのカオス的モード間遷移。(7ビット  $J$  コードは10進数で表現した値を示す。) (a)  $J$  コードの時間変化、(b)  $J$  コードの遷移確率行列。黒丸が斜めに分布するこの特徴的な模様はハミング距離が近い  $J$  コード間ほど遷移確率が大きいことを示している(同じコードへの遷移  $J(t_k)=J(t_k+4T_r)$  は削除してある)。

ング距離が近い  $J$  コードから遠い  $J$  コードへと順々に遷移経路が広がってゆく様子が観測された。

以上のようなカオスによるモード間遷移の様子は、図5の概念図に描くことができる。パラメータ領域  $\mu_2 < \mu < \mu_{2^*}$  のとき、振動モードは黒点で示された $\xi_{n,2}$  モードのひとつ異性体の吸引点(attractor)、あるいはその吸引域(basin)にとどまり、雑音などの擾乱があつても小さければその吸引域から飛び出ない。この時の  $J$  コードは一定の値をとり続ける。 $\mu_{2^*} < \mu < \mu_{1^*}$  のカオ

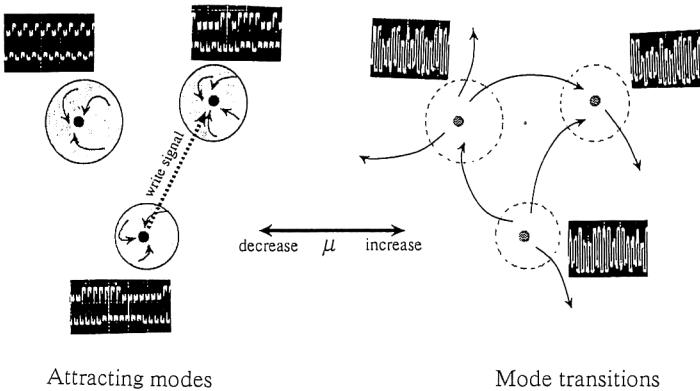


図5 カオス的モード間遷移の概念図。黒点と円はそれぞれ安定モードの吸引点と吸引域を表わす。

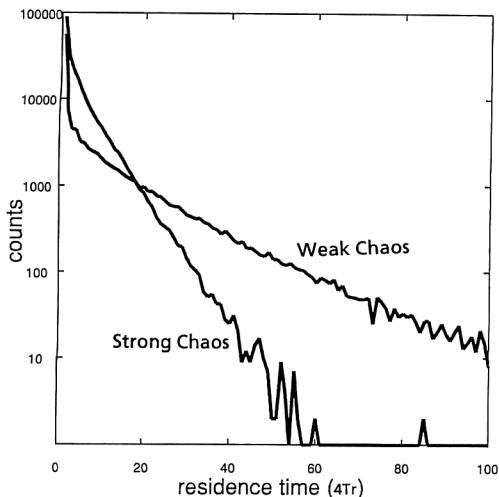


図6  $J$  コードでみた  $\xi_{7,2*}$  モードの滞在時間分布。

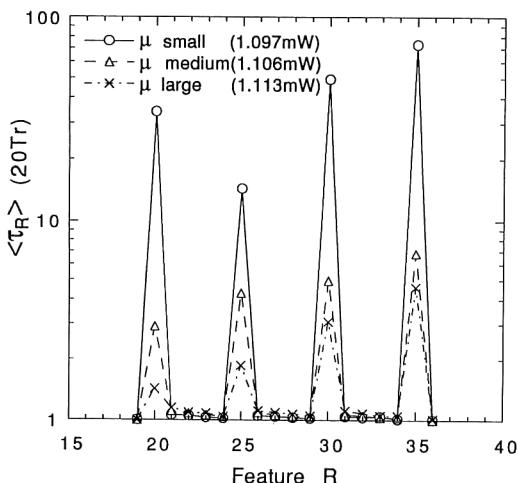


図7  $R$  コードでみた  $\xi_{7,2*}$  モードの平均滞在時間分布。

ス状態では、 $\xi_{n,2}$  モードの異性体の吸引点と吸引域は消失するが、その振動波形にその特徴が残っており  $\xi_{n,2}$  モードの異性体の吸引域間を飛び移るかのような振舞いを示し、 $J$  コードの時間的変化として観測される。

### 2.3 モード間遷移の定量化と制御

カオス的モード間遷移の性質は、あるモード（異性体）に留まる時間（滞在時間）、あるいは、あるモードが現れない時間（不在時間）によって、その特徴を定量化することができる<sup>15)</sup>。図6は、 $\xi_{7,2*}$  モードの  $J$  コードの時系列データから得られたモード滞在時間の分布である。上述の間欠性の性質を反映して、指指数関数的に減少する分布とともに長い尾を引くことが認められる。この分布は励起パラメーター  $\mu$  によって制御することができる。すなわち、 $\mu$  を大きくするとモード間遷移が激しくなって減少が急になり、また逆に、 $\mu$  を小さくすると減少が緩やかになり、長い尾を引く分布が顕著になる。

図7は  $R$  コードの時系列データから得られた  $R$  コードの平均滞在時間である。 $\xi_{7,2}$  モードの安定な異性体に対応する  $R \in \{20, 25, 30, 35\}$  の平均滞在時間は長く、その他の  $R \notin \{20, 25, 30, 35\}$  の平均滞在時間は  $\mu$  の値にかかわりなく一定 ( $\tau_R \approx 20 T_r$ ) である。これも前述のように、モード滞在とすばやいモード間遷移が交互に起こるカオス的モード間遷移の様子を反映している。 $\mu$  の値が小さいほど  $R \in \{20, 25, 30, 35\}$  の平均滞在時間  $\langle \tau_R \rangle$  は長くなり、 $\mu$  をカオス発生点以下にすると、ある1つの異性体を安定化させることができる。

長い尾を引く分布は、観測時間が長ければいくらでも長い滞在時間が観測されることを意味しており、厳密には代表値や平均値を定義することはできない<sup>17)</sup>。しかし、実用上、これらの分布データから得られる平均滞在時間や平均不在時間は、カオス的モード間遷移の性質を

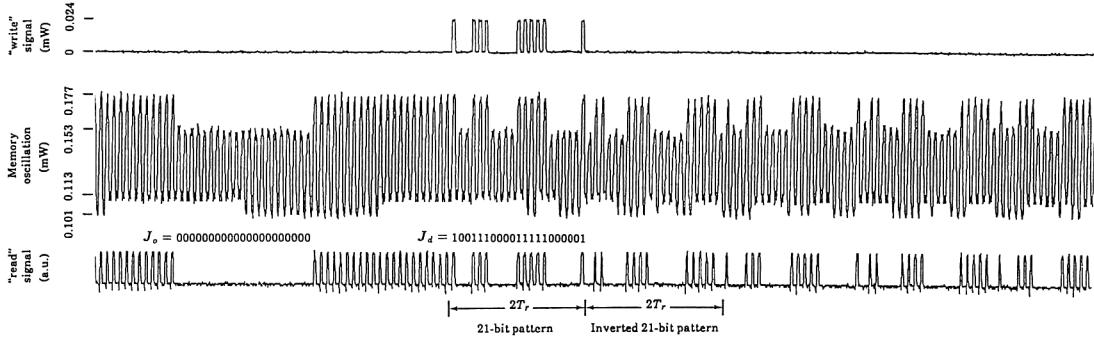


図 8 21 ビット 2 値光パルス記憶の実験結果。

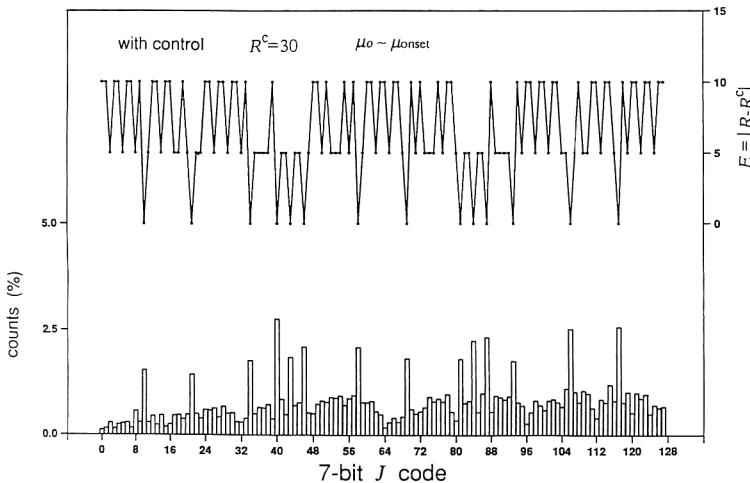


図 9 振動モード検索の実験結果。出現率(visiting ratio)が大きな  $J$  コードは  $R=R^c=30$  である。

表現する指標として有効であり、次節で述べるカオス検索の制御パラメーターを最適化する際に利用することができる<sup>15)</sup>。

### 3. カオスの応用

#### 3.1 多重安定モードを利用した光パルスの記憶

$\xi_{n,2}$  モードの振動波形は、ピークコード  $J$  に相当する  $n$  ビットの情報をピークレベルの変調パターンで記憶している。したがって、外部より入力される信号で  $\xi_{n,2}$  モードの 1 つの異性体を選択的に励起すれば、情報を振動モードとして記憶することができる。

図 8 は、2 値光パルス列による  $\xi_{21,2}$  モードへの 21 ビット情報の書き込み実験の結果である<sup>18)</sup>。図 1 に示すように、記憶すべき  $J$  コードに対応した 2 値光パルス列を、LD 2 からオプティカルカプラーを介して共振器に注入して、振動波形に書き込んだ。この書き込み法は、図 5 の矢印で示すように、書き込み信号で  $\xi_{n,2}$  モードの異性体の吸引域間を移動することに相当する。書き込み

では、振動状態を記憶すべき異性体の吸引域に持ち込みさえすれば、振動状態自らがその吸引点に引き込まれるので、書き込み光パルスの形状には許容範囲がある。共振器の有効遅延を大きくしてより高い高調波モードを励起するとともに、書き込み信号の精度を向上すればより多くの情報記憶が可能である。

この実験は、1 ビットの光双安定素子で、 $n$  ビットの情報が扱えることを示している。また、 $\xi_{n,2}$  モードはこの共振器の固有振動モードとして力学的な安定性を有しているため、従来の遅延線メモリーのようなパルス検出、パルス増幅・整形といった再生処理が不要である。このことは、簡単な構造の素子でもこのような非線形振動の性質を積極的に利用すれば、より複雑な機能を実現できることを示唆している。

#### 3.2 モード間遷移を利用した振動モードの検索

$\xi_{n,2*}$  モードのカオス的モード間遷移では、 $\xi_{n,2}$  モードのすべての異性体が有限の時間内で現れる。この性質から、カオスを  $\xi_{n,2}$  モードの特定の異性体の励起に利用

することができる。前節の光パルス記憶が外部から入力される書き込み信号で振動モードを目標の異性体に直接遷移させるのに対して、この方法は系自身がモード間遷移を利用して、ある条件に適合するような異性体を探し出すような励起法であり、カオス検索と名づけられている<sup>15)</sup>。

カオスを振動モードの検索に使うには、振動モードと検索キーの誤差が大きければ  $\mu$  を増加してモード間遷移を促進し、近ければ  $\mu$  を減少してそのモードに滞在する時間を長くする、という式(5)のパラメーター制御を行う。

$$\gamma \frac{d\mu}{dt} = -\mu + G(E) \quad (5)$$

$\gamma$  は  $\mu$  の変化の緩和時間、 $E$  は振動している波形の  $R$  と検索モード（異性体）の  $R=R^c$  の誤差  $E=|R^c-R|$  である。 $G(E)$  は簡単な単調増加関数であり、検索モードと異なる波形が現れたときは、 $\mu$  を増加してカオス状態とし、モード間遷移による他のモード（異性体）の検索が行われるようにする。 $\gamma$  の導入は、モード間遷移の状態とコーディングで決まる最適な  $\mu$  の制御速度を与えるためである。

図9は  $R=R^c=30$  を検索キーとして式(5)のパラメーター制御を掛けたときの  $J$  コードの出現率である。誤差  $E=0$  で出現率が大きくなっている  $J$  コードは  $R=R^c=30$  に対応しており、パラメーター制御によってそのモードの滞在時間が長くなった結果、出現率が増加したものである。 $G(0)$  をカオスのオンセット以下に設定すれば、 $E=0$  を満たすモードを安定化することも可能である。この検索方式は、系の内部で発生されるカオス特有のダイナミクスや分岐構造を用いると、簡単な素子と制御機構によって能率のよい処理ができるることを示唆している。

光電気ハイブリッド型非線形共振器のカオスとその応用について概説した。本稿で述べた記憶機能と検索機能は、カオスとその前駆現象である多重安定振動モードを利用した新しい原理に基づく機能である。従来は実現するために複雑な構造の素子を必要とした機能を、より簡単な構造の素子1つで実現できるという、非線形ダイナミクスを利用する機能素子のひとつの方向を示すものである。光電気ハイブリッド型共振器は非線形光共振器の一変数モデルとしてハードウェア化が容易であるため、本稿のようにカオス研究の実証的なシステムとしてさま

ざまな研究に利用されてきた。これらの研究がカオスを応用した実用的なシステムの誕生に寄与することを期待する。

## 文 献

- 1) E. N. Lorenz: "Deterministic nonperiodic flow," *J. Atmos. Sci.*, **20** (1963) 130-141.
- 2) K. Ikeda: "Multiple-valued stationary state and its instability of the transmitted light by a ring cavity system," *Opt. Commun.*, **30** (1979) 257-261.
- 3) K. Ikeda and H. Daido: "Optical turbulence: Chaotic behavior of light from a ring cavity," *Phys. Rev. Lett.*, **45** (1980) 709-712.
- 4) H. M. Gibbs, F. A. Hopf, D. L. Kaplan and R. L. Showmaker: "Observation of chaos in optical bistability," *Phys. Rev. Lett.*, **46** (1981) 474-477.
- 5) M. Okada and K. Takizawa: "Instability of an electrooptic bistable device with a delayed feedback," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-17** (1981) 2135-2140.
- 6) F. A. Hopf, D. L. Kaplan, H. M. Gibbs and R. L. Showmaker: "Bifurcation to chaos in optical bistability," *Phys. Rev. A*, **25** (1982) 2172-2182.
- 7) J. Y. Gao, L. M. Naruducci, L. S. Schulman, M. Squicciarini and M. Yuan: "Route to chaos in a hybrid bistable system with delay," *Phys. Rev. A*, **28** (1983) 2910-2914.
- 8) H. M. Gibbs: *Optical Bistability: Controlling Light with Light* (Academic Press, Orlando, 1985) pp. 257-280.
- 9) J. Chrostowski, R. Vallée and C. Delisle: "Self-pulsing and chaos in acousto-optic bistability," *Can. J. Phys.*, **61** (1983) 1143-1148.
- 10) R. Vallée and C. Delisle: "Mode description of the dynamical evolution of an acousto-optic bistable device," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-21** (1985) 1423-1428.
- 11) T. Aida and P. Davis: "Oscillation modes of laser diode pumped hybrid bistable system with large delay and application to dynamical memory," *IEEE J. Quantum Electron.*, **28** (1992) 686-699.
- 12) T. Aida, N. Otani and P. Davis: "Digital implementation of a nonlinear delayed-feedback system," *IEEE Trans. Circuits Syst.*, **41** (1994) 238-242.
- 13) T. Aida and Y. Iino: "Effects of small signal injection on laser diode pumped hybrid bistable system with large delay," *Opt. Rev.*, **2** (1995) 270-279.
- 14) 池田研介: "光カオスは応用可能か?", *光学*, **17** (1988) 508-515.
- 15) T. Aida and P. Davis: "Oscillation mode selection using bifurcation of chaotic mode transitions in a nonlinear ring resonator," *IEEE J. Quantum Electron.*, **30** (1994) 2986-2997.
- 16) 會田人: "非線形光共振器におけるモード間遷移の間欠性について", 電子情報通信学会技術研究報告(非線形問題), NLP 96-170 (1997) 85-92.
- 17) P. Bergé, Y. Pomeau and C. Vidal: *Order within Chaos*, (John Wiley & Sons, New York, 1986) pp. 106-109, pp. 223-263.
- 18) T. Aida and P. Davis: "Storage of optical pulse data sequences in loop memory using multistable oscillations," *Electron. Lett.*, **27** (1991) 1544-1546.

(1997年8月5日受理)