

Class A レーザーカオスに対する偏光の影響

森田 圭一*・栗島 史欣*
岩澤 宏**

Effects of the polarization on a Class A laser chaos

K.Morita*, F.Kuwashima*,
H.Iwasawa**

Effects of the light polarization on a chaotic oscillation in a single-mode He-Ne class A laser(6328Å) was investigated using optical delayed feedback with an external mirror. We observed time series, spectra, phase portraits and Lyapunov exponents for each linear and random polarized lasers. Even if the same feedback rate, the fluctuation of the linear polarized laser is larger than that of random polarized laser. Then, it is revealed that an electric field of an inner cavity is directly interacted to optical delayed feedback light.

Keywords: Class A laser, 時系列、FFT、アトラクター、

1 序論

現在までに決定論的なカオスの研究は、物理、化学、生物化学だけでなく幅広い他の学術分野でも広く行われてきた。

Ruelle and Takens[1]によって証明されたように、連続変数の散逸構造系における決定論的なカオス発生のためには3変数系以上が必要になる。1975年 H. Haken[2]によって、単一モード均一拡がりのレーザー方程式と流体系のローレンツモデルとの等価性が証明されており、bad cavity conditionのもとでカオス閾値が導出された。以後、T. Yamada, R. Graham[3]及び、そのグループにより内部変調を行った場合のモデルについて研究が行われた。光信号注入をした場合については L. A. Lugiato, L. M. Narducci, et. al[4]によりカオスが発生すること、また、その閾値の低下について理論的考察が行われるなど、多くの理論的研究がなされており、それらは1985年、J. R. Acherhalt, P. W. Milonni, M. L. Shin[5]によって報告されている。

レーザーの基本方程式は、電界、反転分布、誘導分極の3変数系であるが、実際のレーザーはその緩和定数(κ , γ_{\perp} , γ_{\parallel})に違いがあり、断熱消去により変数が減少する。Arecchiはこの緩和定数の大小によりレーザーをclass A~class Cに分類した[6]。ここで、 κ は共振器中の光損失(cavity内に光子の存在する時間の逆数)、 γ_{\perp} は横緩和定数(分極の位相がずれてくる時間の逆数)、 γ_{\parallel} は縦緩和定数(上準位のlife timeの逆数)である。

最初にレーザーカオス光発生を行なったのはC. O. Weiss[7]らであり、He-Neレーザー

*福井工業大学 電気電子情報工学科

**福井大学名誉教授

3.39 μm (class C)で periodic doubling route, Intermittency route などによるカオス発生を報告した。

その後、主として、He-Ne(3.39 μm)レーザー[8], CO₂レーザー[9][10][11], FIR レーザー[12], 半導体レーザー[13], マイクロチップレーザー[14]等で実験が行われている。また、過飽和吸収体を用いて実質的に bad cavity condition にした色素レーザー等でも実験が行われている。[15][16]更に、カオスを積極的に制御することが行われている[17]。

その他、多くの実験が class C, class B レーザーにおいて行われている。Class B レーザーカオス発生の方法としては、共振器損失の変調[9]、外部からの光信号注入[18]、光学的な遅延帰還[17]などが報告され、これまでの研究は、大坪[19]によってまとめられている。

光学的遅延帰還系の理論解析は、Lang and Kobayashi [20]によってclass B レーザーである半導体レーザーに対して行われている。一般的理論では、遅延帰還(delayed feedback)を加えることで、系が無限次元になり、不安定性が増すということが池田不安定性[21]として提唱されている。

一方、今回の研究テーマで使用するgood cavity conditionのclass A He-Ne (6328Å)レーザーにおけるカオスティック発振に対する研究は非常に少ない。最初にV. I. Chetverikov[22]により、4 mode レーザーについて研究がなされており、M. V. Danileikov[23]により、ring cavity で実質的に2 mode で働いているレーザーの研究がなされている。しかし、これらはレーザーそのものが1変数系ではない。また、カオスの判定方法は、時系列とスペクトルのみで行っている。

これまでの我々の研究により、誘導分極、反転分布の緩和が速く、電界に従属し、一変数系として働くためカオス発生が困難であるといわれていた、単一モードclass A レーザー(1変数系)であるHe-Ne レーザー(6328Å)でも戻り光を入による光学的遅延帰還を加え系を無限次元にすることによりレーザーカオス光が発生することが明らかになった。[24]-[28] また、一連の研究を通じて、カオスの判定方法については、時系列、FFT(スペクトル)、アトラクター、リアプノフ指数を用いて、より正確に行った。

最初にHe-Ne レーザー 6328Åでのカオス発生を試してみるために、反射率80%の外部鏡を用いdelayed feedback+modulation(PZT(圧電素子)による変調)ミラーの位置を変化させることで遅延時間に遅延をして、2以上の外力を加えることによりカオス光の発生を試みた[24]。その後この実験の判断方法は(1)時間波形をみる。(2)アトラクターをみる、(3)周波数成分を調べる。(4)相関次元を調べる。等の方法を用いて判断している。カオス光の発生はbad cavity condition から遠い距離にあるレーザーでも外力を加えることにより等価的に変数を増やすことで(3変数以上)カオスが観測できたが、PZTによる外部鏡の振動数によらず外部鏡によるフィードバックのみでカオスとなり、秩序状態からカオスへの遷移過程を見れないものであった[24]。

次に、外部鏡の傾きによる戻り光量の実験外部鏡の反射率25%を用い、外部鏡の傾けることにより、戻り光量を変化させ秩序状態からカオスを発生させる実験を行う。この実験では、2.1のPZTの実験の判定方法に加え、カオスの判定方法として最も重要なパラメーターであるリアプノ

フ指数を用いて判定を行っている。この結果は、戻り光が少ない時(外部鏡の傾きが大きい時)は負になり秩序状態を示し、戻り光量を増やしていくとともに、リアプノフ指数が負から正の値になり、カオス状態であることを示した。また、カオス閾値は外部鏡の反射率が約 16%であることを示す[25]。

外部鏡の傾きにより高次のモードが発生し、系の安定状態が不安定になることが、半導体レーザー(class B レーザー)において知られている。この問題に対応するために ND filter により戻り光を調整して実験[26]。この実験では、外部鏡の傾きが無い状態で、ND(Neutral Density)フィルターにより戻り光を変化させ、class A 単一モード He-Ne (6328 Å) レーザーにおける外部鏡の影響を調べた実験である。この実験の結果、ND フィルターによる戻り光量変化の実験により、delayed feedback のみで、単一モード class A He-Ne (6328 Å) レーザーがカオス状態になることが確認された。また、外部鏡の傾きの影響は、class A レーザーでは無視できるほど小さいことが確認められた。

励起の変化の実験では、カオスの重要なパラメータの 1 つである、励起の影響について調べた実験である。この実験では、励起変化によっても、秩序状態からカオス状態への遷移が観測され、それに対応して、リアプノフ指数の負から正への変化が見られた。また、リアプノフ指数のオーダーや、感度は、戻り光量を変化させた場合と比べ、励起の変化の効果が小さいことも示された[26]。

単一モード(不均一広がり)class A のレーザー方程式に外部鏡による遅延帰還及び離調を加えた方程式を数値計算により理論的に考察されている。これにより、単一モード class A のレーザーが遅延帰還のみでカオスになることを定性的に示した[27]。理論的考察には、基本周波数はラウンドトリップ周波数になった。これは遅延帰還では一般的なことである。

その後、Class A レーザーカオス周波数を求めるために長い遅延帰還を用いた class A レーザーの実験を行った。ラウンドトリップ周波数が観測されたが、その周辺のスペクトルの広がり観測することはできなかった。さらに、ラウンドトリップ周波数よりも低い周波数(10-100Hz)を中心に連続スペクトルが得られた。つまり、ラウンドトリップ周波数≠カオスの基本周波数、という事が分かっている[28]。また、数値計算で反転分布の揺らぎを取り入れることにより、この実験事実を再現できることが分かりつつある。

しかし、これまでの、Class A レーザーカオスに対する偏光の影響については明確になっていないので、直線偏光と、ランダム偏光のレーザーを用いて、偏光の影響を明確にする。

偏光の影響を明確にすることで、Class A レーザーが電界のみで戻り光とカップリングしているのか、反転分布の影響も残っているので明確になる。

2 実験系と手法

直線偏光(シグマ光機 05-LHP-211)とランダム偏光(同 05-LHR-211)の単一モード class A He-Ne (6328 Å) レーザーを使用した。レーザー内部の共振器のミラーの反射率はともに $R_1=100\%$ 、

$R_2=99\%$ 、ビーム径は $0.46[\text{mm}]$ 、ビーム広がり角は $1.74[\text{mrad}]$ である。そして CW 出力パワーは $0.84[\text{mW}]$ であり、縦モード間隔は $1219[\text{MHz}]$ である。

He-Ne レーザーの出力鏡 (M_2) から反射で出た光は、ND (Neutral Density) フィルターを通り減衰された後、光軸に対して垂直に保ったままの外部鏡 $R_3=34\%$ に反射され、再度 ND フィルターにより光量を調整した後、He-Ne レーザーに戻る。このとき光学的遅延帰還がかかり系が無次元となるため 3 変数以上となりカオスが発生し得る。ここで、外部鏡共振器長 L_2 は内部共振器と等しい長さの $12.3[\text{cm}]$ (ラウンドトリップ時間は $8.23 \times 10^{-10}\text{s}$ 、ラウンドトリップ周波数は $1.21 \times 10^9\text{Hz}$) としている。また、ND フィルターからの反射光はレーザーに戻らないように ND フィルターを傾けて、光軸から逃している。このときの実質的な反射率は $R_{3(\text{eff})}=T^2R_3$ と定義される。ここで、 T は ND フィルターの透過率、 R_3 は外部鏡の反射率である。外部鏡からの出力はフォトダイオードでうけて、オシロスコープを介し、サンプリング周波数 $66[\text{kHz}]$ でサンプリング件数を 512000 件 AD 変換した後コンピュータに取り込まれる。時系列は揺らぎの成分のみを取り出している。時系列のデータから、FFT (スペクトル)、アトラクター、リアプノフ指数を解析し求め、直線偏光とランダム偏光のカオス閾値を比較する

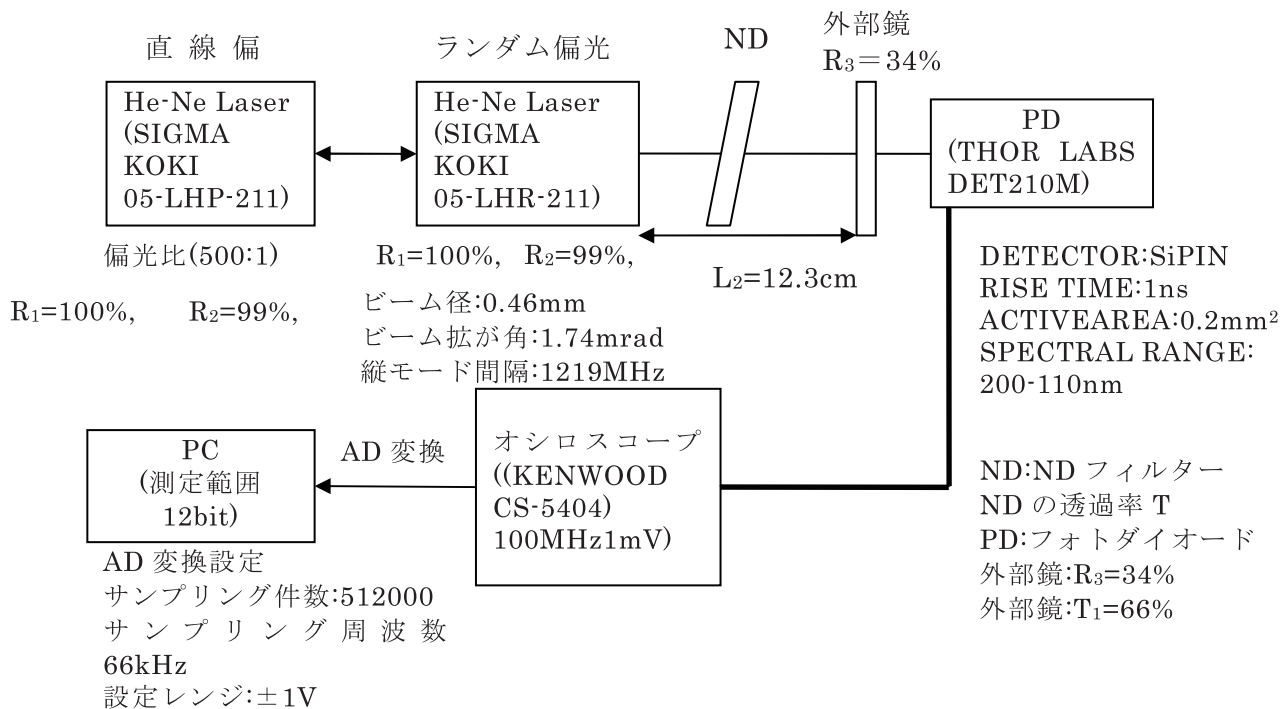


図1 偏光による影響の実験系

3 実験結果

3.1 時系列

横軸を時間 $s[t]$ 、縦軸を発光強度 $I[\text{a.u.}]$ として図 2 に示す。測定の結果戻り光量が $R_{3(\text{eff})}=0.0237 \sim 0.3400$ で増加していくのに従って直線偏光(図 2(a)~(c))、ランダム偏光(図 2(d)~(f))の揺れが共に大きくなる。しかし、同じ戻り光量でも直線偏光の揺らぎのほうが大きかった。これは、直線偏光の方が戻り光とレーザー管内の電界が一致しているため、戻り光が効果的に働いたためだと

考えられる。

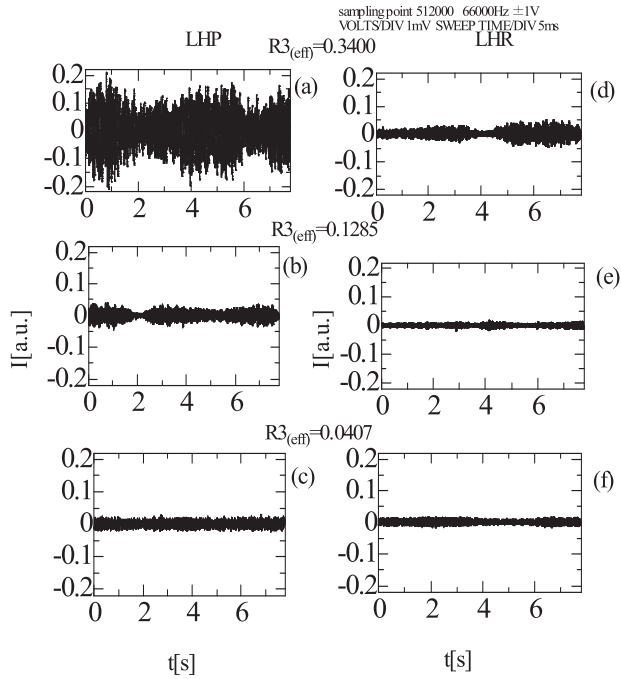


図2 直線偏光とランダム偏光の時系列

3.2 FFT

横軸を周波数 $f[\text{Hz}]$ 、縦軸を強度 $\text{Power}[\text{a.u.}]$ として図3に示す。測定の結果、時系列で揺れが大きかったデータは変動成分のスペクト強度が大きく、周波数が高い 500Hz 以上でも成分が残っていることが分かった。相対的に見ると 25.1Hz のところを見てみると直線偏光(図3(a)~(c))のほうがランダム偏光(図3(d)~(f))に比べて強度が高くなっていた。 $R_{3(\text{eff})}=0.3400$ の時(図3(a))、最大値を示す 25.1Hz 直線偏光の値がランダム偏光の14倍になっていた。

Power が5よりも低くなる周波数を調べた結果、 $R_{3(\text{eff})}=0.3400$ の時は直線偏光(図3(a))が 226.59Hz 、ランダム偏光(図3(d))が 73.013Hz と3.1倍になっている。 $R_{3(\text{eff})}=0.1285$ の時(図3(b))は直線偏光が 45.319Hz 、ランダム偏光(図3(e))が 25.177Hz と1.8倍になっている。 $R_{3(\text{eff})}=0.0407$ の時は直線偏光(図3(c))が 32.730Hz ランダム偏光(図3(f))が 25.177Hz と1.3倍となっており直線偏光の方が同じ戻り光量でも高い周波数成分まで持っている。

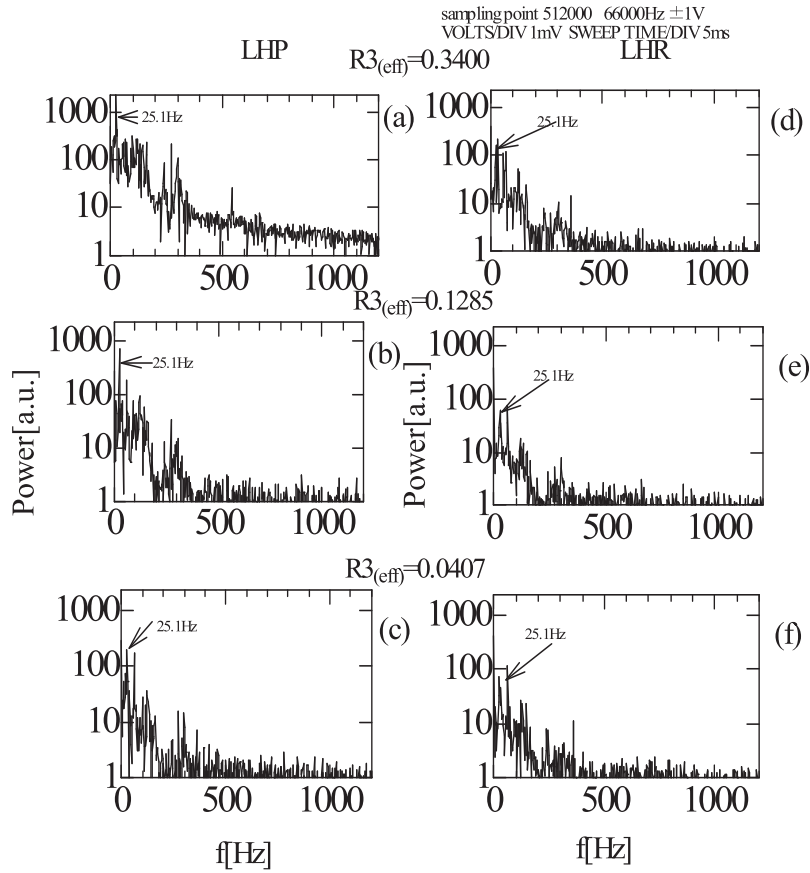


図 3 直線偏光とランダム偏光の FFT

3.3 アトラクター

横軸を発行強度 $I[a.u.]$ 、縦軸を発行強度の時間微分 $dI/dt[a.u.]$ として図 4 に直線偏光((a)~(c))、ランダム偏光((d)~(f))の場合と示す。測定の結果時系列で大きく揺れていたデータは体積が大きくなり戻り光量が多い時はアトラクターも大きかった。アトラクターの体積は揺らぎのパワーに対応している。比較してみると直線偏光の体積はランダム偏光の体積よりも全体的に大きかった。

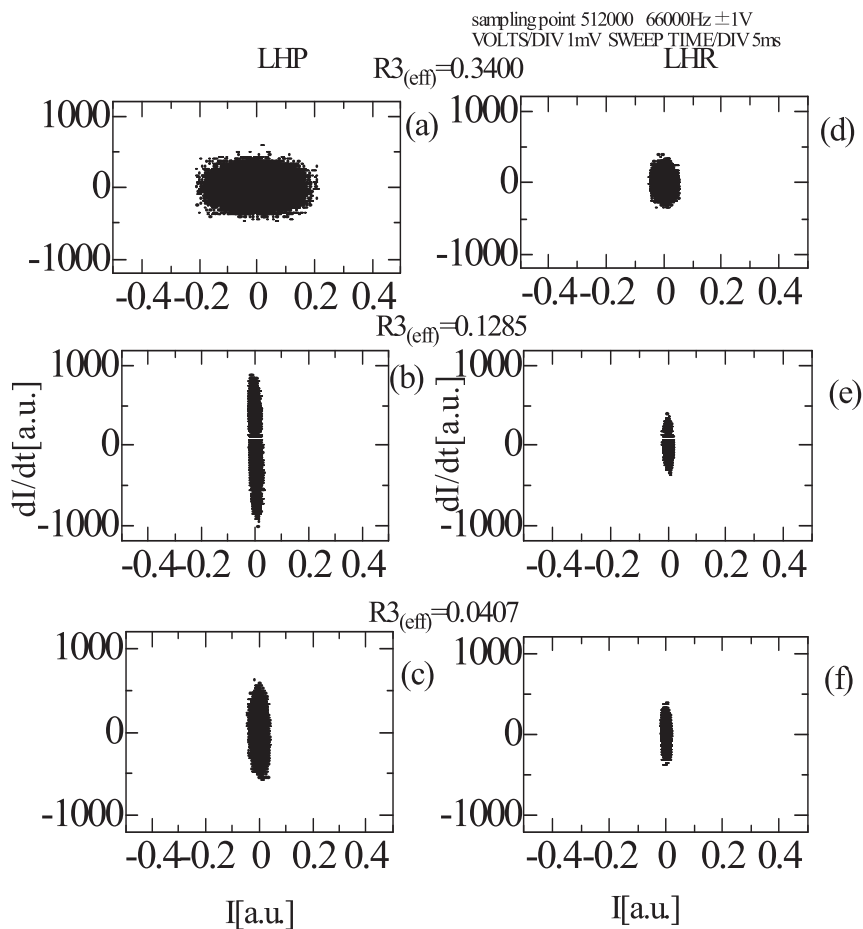


図 4 直線偏光とランダム偏光のアトラクター

3.4 リアプノフ

戻り光とリアプノフ指数 (λ) [s^{-1}]として表に示す。測定の結果すべてが正の値となっているためにカオス閾値が求められなかった。同じ戻り光量で直線偏光とランダム偏光を比較すると直線偏光の方が高い値となった。このことから、戻り光とレーザー内部の電界の方向が一致している直線偏光の方が戻り光の影響が大きいと考えられる。

表 1 直線偏光とランダム偏光のリアプノフ指数

戻り光量	λ (LHP) [s^{-1}]	λ (LHR) [s^{-1}]
0.3400	0.901	0.376
0.1285	0.261	0.227
0.0407	0.678	0.189

4 結論

時系列のデータ(図 2)を見ると戻り光量が多いほど時系列の揺らぎが大きくなっていることがわかる。偏光の影響を比較してみると直線偏光のほうが同じ戻り光量でも時系列の揺らぎが大きく戻り光の影響が大きい。

FFT のデータ(図 3)を見ると時系列の揺れが大きいデータのものは他と比較して低周波から高周波成分まで周波数成分が強く出ている。 $R_{3(\text{eff})}=0.3400$ の時、最大値を示す 25.1Hz で、直線偏光(図 3(a))の周波数成分がランダム偏光(図 3(d))の 14 倍になっていた。この 25.1Hz の成分については原因は現在のところ不明であるが、1S から基底状態の遅い緩和による反転分布の揺らぎが原因である可能性がある。

アトラクターのデータ(図 4)を見ると戻り光量が多いほど体積が大きく、他と比較してみると直線偏光のほうがランダム偏光よりも同じ戻り光量でも体積が大きくなった。体積の変動のエネルギーに相当している。

リアプノフ指数のデータ(図 5)を見てみるとすべての値が正の値となっているためにカオス閾値が求められなかった。同じ戻り光量の値で直線偏光とランダム偏光の値を比較すると、リアプノフ指数の値が直線偏光の方が大きな値を得られた。以上のことから戻り光とレーザー管内部の電界が同じ方向を向いている直線偏光の方が戻り光の影響が大きい、このことから電界同士が直接カップリングしており、反転分布を通しての結合は小さいと考えられる。

5 今後の課題

ノイズの影響が大きいのでノイズをなるべく出さないようにして実験を行う必要がある。その上で、直線偏光とランダム偏光のカオス閾値を求め、比較することで、より正確に反転分布の影響が少ないかを確かめる。

参考文献

- [1] D.Ruelle and F.Takens:Commum. Math. Phys.20(1971) 167.
- [2] H.Haken:Phys.Left.53(1975) 77.
- [3] T.Yamada,R.Graham:Phys.Rev.Left.45(1980)1322
- [4] L.A. Lugiato, L.M.Narducci,D.K.Bandy and C.A.Pennise:Opt.Commum.46(1982)64.
- [5] J.R.Acerhalt,P.W.Milonni and M.L.Shih:Phys.Rep128(1985)205.
- [6] F.T. Arecchi, G.L. Lippi, G.P. Puccioni and J.R.Tredicce:Opt.Commum.51(1984)308
- [7] C.O.Weiss, A.Godone and A.Olafsson:Phys.Rev.A23(1983)982
- [8] R.S.Gioggia and N.B.Abraham:Phys.Rev.Lett, 51(1983)650
- [9] F.T.Arecchi,G.P.Puccioni and J.R.Tredicce:Phys.Rev.Lett 49 (1982)1217
- [10] M.Tachikawa,K.Tanii,T.Shimizu:Phys.Rev.Lett. 59(1987)1624
- [11] M.Tachikawa,K.Tanii,T.Shimizu:J.opt.Soc.am 135(1988)1077
- [12] D.J.Biswas, R.G.Harrison, and C.O.Weiss, et al.; Instabilities and Chaos in Quantum Optics. Ed. F.T.Arecchi, (1987) 109, Springer Verlag
- [13] K.A.Shore : Proc. SPIE . 667 (1986) 109.
- [14] A.Uchida,T.Ogawa,M.Shinozuka, and F.Kannari:Phys.Rev.E.62(2000)1960
- [15] H.Almanspacher,H.Scheingraber:Phys.Rev.A34(1986)253
- [16] C.R.Stroud,K.Koch and S.Chakmajion;Cambridge Studies in Modern Optics 4(1986)274 Ed.R.W.Boyd et al.
- [17] Y.Liu, N.Kikuchi and J.Ohtsubo : Phys.Rev.E . 51 (1995) R2697.
- [18] K.Otsuka and H.Kawaguchi:Phys.Rev.A29(1984)1953.
- [19] K.Ohtsubo:Opt,Rev.6(1991)1.
- [20] R.Lang and K.Kobayashi:IEEE J. Quantum Electrom.16(1980)347.
- [21] K.Ikeda and Matsumoto:J,Status:Phys.44(1986)955.
- [22] V.I.Chetverikov:Sov.Tech.Phys.Lett.11(1985)190.
- [23] M.V.Danileiko,A.L.Kravchuk,V.N.Nechiporenko,A.M.Tselinko and L.P.Yatsenko:Sov.J.Qua Electron.16(1986) 1420.
- [24] F.Kuwashima and H.Iwasawa:Rev.Laser.Engineer 24.(1996)1337.
- [25] F.Kuwashima,I.Kitazima and H.Iwasawa:Jpn. J.Phys.37(1998)L325.
- [26] F.Kuwashima,T.Ichikawa I.Kitazima and H.Iwasawa:Jpn.I.Phys.38(1999)6321.
- [27] F.Kuwashima and H.Iwasawa:Jpn.J.Phys.46(2007)1526
- [28] F.kuwashima I.kitazawa and H.iwasawa:Jpn.J.Phys.40(2001)601

(平成 25 年 3 月 31 日受理)