Numerical Analysis on Chaos Synchronization in Semiconductor Lasers Subject to a Common Drive Signal

Isao Oowada Non-member (i.oowada@gmail.co.jp)

Toru Yamamoto Non-member (t.mountainbook.no7@gmail.com)

Atsushi Uchida Member (a-uchida@es.takushoku-u.ac.jp)

Sigeru Yoshimori Member (yosimori@es.takushoku-u.ac.jp)

Kazuyuki Yoshimura Non-member (kazuyuki@cslab.kecl.ntt.co.jp)

Jun Muramatsu Non-member (pure@cslab.kecl.ntt.co.jp)

Shin-itiro Goto Non-member (sgoto@cslab.kecl.ntt.co.jp)

Peter Davis Non-member (davis@cslab.kecl.ntt.co.jp)

Keywords : chaos, synchronization, semiconductor laser, security, cryptography

Synchronization of chaos in lasers has attracted much interest from the point of view of potential applications in communications, such as optical secure communications and spread-spectrum communications⁽¹⁾⁽²⁾. In previously well studied applications of synchronized laser chaos to secure communications, a chaotic carrier is used to hide a data signal. In this type of application, high-quality synchronization of chaos in the transmitter and receiver lasers is required to recover the hidden data. It is also possible that synchronized chaotic lasers could be used for generating correlated random signals to obtain secret communication keys which are secure in the sense of information theoretic security⁽³⁾⁽⁴⁾. Optimally correlated sources for key generation and their key generation capacity under sampling attack have been analyzed in⁽⁴⁾. In this type of application it is necessary to achieve a strong correlation between the outputs of two remote chaotic lasers driven by one common driving signal, while the correlation between drive signal and response laser output should be undetectable so that an eavesdropper cannot predict the response signal even if she can receive the same driving signal.

We numerically observe chaos synchronization of two semiconductor lasers commonly driven by a chaotic semiconductor laser subject to optical feedback (Fig. 1). We considered a numerical model for the synchronization of semiconductor lasers. We used three sets of the Lang-Kobayashi equations for semiconductor lasers subject to optical feedback and injection. We used the fourth-order Runge-Kutta method in our

Fig. 1. Schematics of chaos synchronization in semiconductor lasers subject to a common chaotic drive signal

Fig. 2. Numerical result of temporal waveforms and corresponding correlation plots for (a), (b) Drive and Response 1, (c), (d) Response 1 and Response 2. The cross correlation values are (b) 0.35, (d) 1.0

numerical calculation. We numerically obtained temporal waveforms, correlation plots in Fig. 2. Under condition that the relaxation oscillation frequency is matched between the two response lasers, but mismatched between the drive and the two response lasers, we show that it is possible to observe strongly correlated synchronization between the two response lasers even when the correlation between the drive and response lasers is low.

References

- (1) G. D. VanWiggeren and R. Roy : "Communication with chaotic lasers", Science Vol.279, pp.1198-1200 (1998)
- (2) A. Argyris, D. Syvridis, L. Larger, V. Annovazzi-Lodi, P. Colet, I. Fischer, J. Garcia-Ojalvo, C. R. Mirasso, L. Pesquera, and K. A. Shore : "Chaos-based communications at high bit rates using commercial fiber-optic links", Nature, Vol.438, pp.343-346 (2005)
- (3) U. M. Maurer : "Secret key agreement by public discussion from common information", IEEE Trans. Information Theory, Vol.39, pp.733-742 (1993)
- (4) J. Muramatsu, K. Yoshimura, K. Arai, and P. Davis : "Secret key capacity for optimally correlated sources under sampling attack", IEEE Trans. Information Theory, Vol.52, pp.5140-5151 (2006)

半導体レーザを用いた共通信号入力によるカオス同期の数値解析

非会員 大和田 功* 非会員 山本 徹*
 正 員 内田 淳史* 正 員 吉森 茂*
 非会員 吉村 和之** 非会員 村松 純**
 非会員 後藤振一郎** 非会員 ピーター ディビス**

Numerical Analysis on Chaos Synchronization in Semiconductor Lasers Subject to a Common Drive Signal

Isao Oowada*, Non-member, Toru Yamamoto*, Non-member, Atsushi Uchida*, Member,
 Shigeru Yoshimori*, Member, Kazuyuki Yoshimura**, Non-member, Jun Muramatsu**, Non-member,
 Shin-itiro Goto**, Non-member, Peter Davis**, Non-member

We numerically observe chaos synchronization of two semiconductor lasers commonly driven by a chaotic semiconductor laser subject to optical feedback. We observe strongly correlated chaos synchronization between the two response lasers even when the correlation between the drive and response lasers is low. We show that the cross correlation between the two responses is larger than that between drive and responses over a wide parameter region.

キーワード : カオス, 同期, 半導体レーザ, セキュリティ, 暗号

Keywords : chaos, synchronization, semiconductor laser, security, cryptography

1. まえがき

近年通信ネットワークの発達に伴い、外部からの盗聴を防御する高度な情報セキュリティ技術が必要不可欠となりつつある。従来の情報セキュリティ技術は計算量複雑性に基づく暗号方式が主流であるが、近年新たな情報セキュリティ方式の1つとして、情報理論的に安全な相関乱数暗号方式が提案されている⁽¹⁾。これは盗聴者を含むすべてのユーザが相関のある乱数列を共有する状況から、安全な暗号鍵を生成する方式である。またこの枠組みにおいて、最適な相関乱数の性質が明らかにされている⁽²⁾。

相関乱数暗号方式の要素技術として、共通信号入力によるカオス同期が重要となる⁽³⁾。そのモデル図をFigure 1に示す。駆動用レーザ (Drive) からのカオス信号が2つの同期用レーザ (Response) に一方向に注入される場合を考える。この時2つのResponseレーザ間のカオス時間波形は高い相

Fig. 1. Schematics of chaos synchronization in semiconductor lasers subject to a common chaotic drive signal.

関を示すが、DriveレーザとResponseレーザ間のカオス時間波形は低い相関を示すことが、応用上重要な性質である⁽³⁾。

Figure 1に示すような同期方式は、一般化カオス同期⁽⁴⁾やノイズ同期⁽⁵⁾として物理的興味に基づく基礎研究が進展している。一般化カオス同期はHe-Neレーザ⁽⁶⁾やNd:YVO₄マイクロチップレーザ⁽⁷⁾で観測されているものの、光通信で主流となる半導体レーザでの観測は未だ行われていなかった。我々は近年、半導体レーザを用いた共通信号入力によるカオス同期実験を行い、2つのResponse間のカオス時間波形は高い相関を示すが、DriveとResponse間のカオス時間波形は低い相関を示すことを実験的に観測した⁽³⁾。

* 拓殖大学工学部電子システム工学科
 〒193-0985 東京都八王子市館町 815-1
 Department of Electronics and Computer Systems, Takushoku University

815-1 Tatemachi, Hachioji, Tokyo 193-0985
 ** NTTコミュニケーション科学基礎研究所 日本電信電話(株)
 〒619-0237 京都府相楽郡精華町光台 2-4
 NTT Communication Science Laboratories, NTT Corporation
 2-4 Hikaridai, Seika-cho, Soraku-gun, Kyoto 619-0237

そこで本研究では、半導体レーザを用いた共通信号入力によるカオス同期の数値解析を行い、2つの Response レーザ間の相関と Drive-Response レーザ間の相関を定量的に調査することを目的とする。

2. モデル

まず始めに、一方向結合された3つの半導体レーザにおいてカオス同期が達成される条件を数値解析により調査した。光注入型カオス同期法のモデル図を Fig. 2 に示す。Drive は外部鏡 M からの時間遅延した戻り光によりカオスが発生するが、2つの Response は自分自身の戻り光を持たず、同期のための注入光のみが入射されると仮定する。ここで Drive で発生したカオス光を、戻り光を持たない二つの Response に注入する。この時 k_{inj1} は Drive から Response1 への注入光量を表し、 k_{inj2} は Drive から Response2 への注入光量を表す。また注入光の伝搬時間遅延をそれぞれ τ_{inj1} 、 τ_{inj2} と表す。また光アイソレータ (ISO) により一方向結合を達成させた。このようなモデルを考え、以下に Lang-Kobayashi 方程式に基づくレート方程式を示す⁽⁸⁾。

Drive レーザ

$$\frac{dE_d(t)}{dt} = \frac{1}{2} \left[G_N(N_d(t) - N_0) - \frac{1}{\tau_p} \right] E_d(t) + \frac{k_d}{\tau_{in}} E_d(t - \tau) \cos(\theta_d(t)) \dots (1)$$

$$\frac{d\phi_d(t)}{dt} = \frac{\alpha}{2} G_N(N_d(t) - N_{th}) - \frac{k_d}{\tau_{in}} \frac{E_d(t - \tau)}{E_d(t)} \sin(\theta_d(t)) \dots (2)$$

$$\frac{dN_d(t)}{dt} = J_d - \frac{N_d(t)}{\tau_s} - G_N(N_d(t) - N_0) |E_d(t)|^2 \dots (3)$$

$$\theta_d(t) = \omega_d t + \phi_d(t) - \phi_d(t - \tau) \dots (4)$$

Response1 レーザ

$$\frac{dE_{r1}(t)}{dt} = \frac{1}{2} \left[G_N(N_{r1}(t) - N_0) - \frac{1}{\tau_p} \right] E_{r1}(t) + \frac{k_{inj1}}{\tau_{in}} E_d(t - \tau_{inj1}) \cos(\theta_{r1}(t)) \dots (5)$$

$$\frac{d\phi_{r1}(t)}{dt} = \frac{\alpha}{2} G_N(N_{r1}(t) - N_{th}) - \frac{k_{inj1}}{\tau_{in}} \frac{E_d(t - \tau_{inj1})}{E_{r1}(t)} \sin(\theta_{r1}(t)) \dots (6)$$

$$\frac{dN_{r1}(t)}{dt} = J_{r1} - \frac{N_{r1}(t)}{\tau_s} - G_N(N_{r1}(t) - N_0) |E_{r1}(t)|^2 \dots (7)$$

$$\theta_{r1}(t) = -\Delta\omega t + \omega_d \tau_{inj1} + \phi_{r1}(t) - \phi_d(t - \tau_{inj1}) \dots (8)$$

Response2 レーザ

$$\frac{dE_{r2}(t)}{dt} = \frac{1}{2} \left[G_N(N_{r2}(t) - N_0) - \frac{1}{\tau_p} \right] E_{r2}(t) + \frac{k_{inj2}}{\tau_{in}} E_d(t - \tau_{inj2}) \cos(\theta_{r2}(t)) \dots (9)$$

$$\frac{d\phi_{r2}(t)}{dt} = \frac{\alpha}{2} G_N(N_{r2}(t) - N_{th}) - \frac{k_{inj2}}{\tau_{in}} \frac{E_d(t - \tau_{inj2})}{E_{r2}(t)} \sin(\theta_{r2}(t)) \dots (10)$$

$$\frac{dN_{r2}(t)}{dt} = J_{r2} - \frac{N_{r2}(t)}{\tau_s} - G_N(N_{r2}(t) - N_0) |E_{r2}(t)|^2 \dots (11)$$

$$\theta_{r2}(t) = -\Delta\omega t + \omega_d \tau_{inj2} + \phi_{r2}(t) - \phi_d(t - \tau_{inj2}) \dots (12)$$

ここで、 $E(t)$ はレーザ内部の光電場の振幅、 $\phi(t)$ はレーザ内部の光電場の位相、 $N(t)$ はキャリア密度、 $\theta(t)$ は位相差、下付き文字の $d, r1, r2$ はそれぞれ Drive レーザ、Response1 レーザ、Response2 レーザを表す。 G_N は利得係数、 N_0 は光透過時のキャリア密度、 $N_{th} = N_0 + 1 / (G_N \tau_p)$ はレーザ発振時

Fig. 2. Numerical model of chaos synchronization in two semiconductor lasers (Response 1 and 2) subject to a common chaotic semiconductor laser (Drive) with optical feedback.

Table 1. Parameter values for numerical simulation on chaos synchronization in semiconductor lasers subject to a common chaotic drive signal.

Symbol	Parameter	Value
G_N	Gain coefficient	$8.4 \times 10^{-13} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$
α	Linewidth enhancement factor	3.0
r_2	Facet reflectivity	0.556
r_3	Reflectivity of external mirror	0.0060
N_0	Carrier density at transparency	$1.400 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$
N_{th}	Carrier density at threshold	$2.018 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$
τ_s	Carrier lifetime	2.04 ps
τ_p	Photon lifetime	1.927 ps
τ_{in}	Roundtrip time in laser cavity	8.0 ps
τ	Roundtrip time in external cavity	4.0 ns
$\tau_{inj1,2}$	Transmission time for injection	4.0 ns
J_d / J_{th}	Normalized injection current of drive	1.11
J_{r1} / J_{th}	Normalized injection current of response 1	1.36
J_{r2} / J_{th}	Normalized injection current of response 2	1.36
λ_d	Optical wavelength of drive	1546 nm
k_d	Feedback coefficient of drive	0.0075
k_{inj1} / k_d	Injection coefficient of response1	40.0
k_{inj2} / k_d	Injection coefficient of response2	40.0
$\Delta f = \Delta\omega / 2\pi$	Optical frequency detuning	-2.5 GHz

のキャリア密度、 α は線幅増大係数、 $k_d = (1 - r_2^2) r_3 / r_2$ は Drive レーザの戻り光量、 r_2 は内部鏡の反射率、 r_3 は外部鏡の反射率、 k_{inj} は Drive から Response への注入光量、 τ_s と τ_p はそれぞれキャリア寿命と光子寿命、 $\tau_{in} = 2nl / c$ は内部共振器一往復時間、 l は内部共振器長、 n は屈折率、 $\tau = 2L / c$ は外部共振器一往復時間、 L は外部共振器長、 τ_{inj} は Drive から Response までの光伝搬遅延時間、 J は注入電流、 $J_{th} = N_{th} / \tau_s$

は注入電流のしきい値, $\omega_d = 2\pi / \lambda_d$ は Drive レーザの発振角周波数, λ_d は Drive レーザの光波長, $\omega_r = 2\pi / \lambda_r$ は Drive と結合していない時の Response の発振角周波数, $\Delta\omega = \omega_d - \omega_r$ は無結合時における Drive と Response 間の光角周波数差, $\Delta f = \Delta\omega / 2\pi$ は無結合時における Drive と Response 間の光周波数差を表す。

3. 半導体レーザにおけるカオス同期

3 つのレーザパラメータが完全に一致し, $\tau = \tau_{inj1} = \tau_{inj2}$ および $k_d = k_{inj1} = k_{inj2}$ が満たされる時, Drive, Response1, Response2 のレート方程式は数学的に同一の方程式となるため同期解が存在し, 電界振幅は $E_d(t) = E_{r1}(t) = E_{r2}(t)$ となる。このように時間遅延の無い同期を完全同期 (Perfect synchronization) と呼ぶ。一方で, 3 つのレーザパラメータが異なる条件でもインジェクションロッキング効果により Drive のカオス振動が Response で再生可能となる。この時の電界振幅は $E_d(t) = E_{r1}(t + \tau_{inj1}) = E_{r2}(t + \tau_{inj2})$ の関係を満たす。前述の完全同期とは異なりこの場合は Drive と Response の時間波形に時間遅延が存在しており, このようなカオス同期をインジェクションロッキング型同期 (Injection locking-type synchronization) と呼ぶ。以上より戻り光を有する半導体レーザのカオス同期には 2 種類のカオス同期解が存在している⁽⁸⁾。特に実験においてはパラメータ偏差に対してロバストなインジェクションロッキング型同期が多く観測されており, 実用的である。そこで本研究ではインジェクションロッキング型同期について詳細な調査を行った。

まず始めに一方向結合された 3 つの半導体レーザにおいて全てのパラメータ値を一致させ, インジェクションロッキング型同期法を用いて, 2 つの Response への注入光量

(k_{inj1}, k_{inj2}) を同時に変化させることでカオス同期を達成させた。また無結合時において Drive と Response に光周波数差 Δf が存在する場合を考え, k_{inj1}, k_{inj2} と Δf の変化に対するカオス同期の達成領域を数値解析により調査した。

カオス同期を定量的に評価するために, 2 つのカオス時間波形に対する相互相関関数を用いた。相互相関関数 C は以下の式で定義される。

$$C = \frac{\langle (I_1 - \bar{I}_1)(I_2 - \bar{I}_2) \rangle}{\sigma_1 \sigma_2} \dots\dots\dots (13)$$

ここで, I_1, I_2 は 2 つのカオス的レーザ強度の時間波形, $\bar{I}_1, \bar{I}_2$ は時間波形の平均値, σ_1, σ_2 は時間波形の標準偏差, $\langle \rangle$ は平均時間を表す。 C が 1 に近いほど相関が高いことを意味している。

Figure 3 に k_{inj1}, k_{inj2} と Δf の変化に対する Drive-Response1 間および Response1-Response2 間におけるカオス同期領域を示す。ここでカオス同期領域は, 2 つの時間波形の相互相関関数が 0.95 以上の場合の領域と定義した。Fig. 3 の実線および点線は相互相関関数が 0.95 の境界を示し, 上部がカオス同期領域, 下部が非同期領域に対応する。Fig. 3 を見ると無結合時の光周波数差が -3.0GHz のとき, 半導体レーザは最小の注入光量でカオス同期することが分かる。この時インジェクションロッキング効果により Drive と Response の光周波数も完全に一致していた。無結合時の光周波数差が 0.0GHz のときは最小の注入光量にならないが, これは α パラメータの影響によりインジェクションロッキングが負の光周波数差 Δf に対して起こりやすいためだと考えられる⁽⁹⁾。つまり, 無結合時において負の光周波数差を有している方が, カオス同期が達成されやすいことが分かる。さらに Fig. 3 に示すカオス同期領域とインジェクションロッキング範囲 (光周波数が一致する範囲) はほぼ同一であり, カオス同期時には Drive と Response の光周波数も一致することが明らかとなった。

4. 共通信号入力によるカオス同期の数値解析

次に一方向結合された 3 つの半導体レーザにおいて, Drive-Response 間で異なるパラメータ値を用いることにより, 共通信号入力によるカオス同期を実現した。本研究では Drive-Response 間の緩和発振周波数を異なる値に設定した。緩和発振周波数 f_r は注入電流 J に依存しており, 以下の理論式で記述される。

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{G_N N_{th}}{\tau_s} (J - 1)} \dots\dots\dots (14)$$

(14)式から求められた, 注入電流に対する緩和発振周波数のグラフを Fig. 4 に示す。Fig. 4 より, 注入電流を Drive で 1.11 J_{th} , Response1 で 1.36 J_{th} , Response2 で 1.36 J_{th} と設定した。この時の緩和発振周波数は Drive で 1.5 GHz, Response1 で 2.8 GHz, Response2 で 2.8 GHz であった。2 つの Response への注入光量は $k_{inj1} = k_{inj2} = 40k_d$ とし, また Drive と Response

Fig. 3. Region of chaos synchronization as functions of injection coefficient and optical detuning frequency without coupling. Solid curve: synchronization between Drive and Response1. Dotted curve: synchronization between Response 1 and Response 2.

Fig. 4. Relaxation oscillation frequency as a function of injection current.

Fig. 5. Numerical result of temporal waveforms and corresponding correlation plots for (a), (b) Drive and Response 1, (c), (d) Drive and Response 2, and (e), (f) Response 1 and Response 2. The cross correlation values are (b) 0.35, (d) 0.35, and (f) 1.0.

間の無結合時の光周波数差は $\Delta f = -2.5$ GHz に設定した。

この時の Drive-Response1 間, Drive-Response2 間および Response1-Response2 間の時間波形と相関図を Fig. 5 に示す。

Fig. 5(a)を見ると Drive と Response1 では同期しておらず, Drive-Response1 間の相互相関関数は 0.35 と低い相関を示した (Fig. 5(b))。同様に Drive-Response2 間も同期せず, 相互

Fig. 6. Numerical result of RF spectra for (a) Drive, (b) Response 1, and (c) Response 2.

相関関数は 0.35 と低い値を示した (Fig. 5(c), 5(d))。一方で, Response1- Response2 間では, 時間波形は完全に同一の振動をしている (Fig. 5(e))。相関図を見ても 45 度の直線であり, 相互相関関数も 1.0 と高い同期精度を示した (Fig. 5(f))。このように Response1-Response2 間の相関が Drive-Response 間の相関よりも高いことが数値解析により明らかとなった。

この時の Drive, Response1, Response2 の RF スペクトルを Fig. 6 に示す。Drive と Response1 の RF スペクトル (Fig. 6(a), (b)), および Drive と Response2 の RF スペクトル (Fig. 6(a), (c)) の形状は全く一致していないことが分かる。一方で, Response1 と Response2 の RF スペクトル (Fig. 6(b), (c)) を比較すると, ほぼ同一の形状をしていることが分かる。これは Drive の緩和発振周波数を 1.5 GHz に設定したのに対し, Response 1 および Response 2 の緩和発振周波数を 2.8 GHz に設定したため, RF スペクトルの形状が異なっていると考えられる。つまり, Drive-Response 間で異なる緩和発振周波数に設定することで Drive-Response 間の相関よりも Response1-Response2 間の相関を向上させることが可能であることが分かった。

5. 共通信号入力によるカオス同期のパラメータ依存性

2 つの Response のパラメータ値の変化に対する Response1- Response2 間の相関および Drive-Response 間の相関を数値解析により調査した。Fig. 7(a)は 2 つの Response の緩和発振周波数 f_r を同時に変化させ, 3 つのレーザのうち 2 つのレーザ間の時間波形の相互相関関数をプロットした図である。ここで Drive の f_r は 1.5GHz に固定した。緩和発振周波数 f_r は(14)式に示すように注入電流 J に依存するため, J を変化させることで f_r を変化させた。Fig. 7(a)より, f_r の変

Fig. 7. Numerical result of the cross correlation between a pair of two lasers as a function of (a) the relaxation oscillation frequency of the Response lasers and (b) the optical wavelength detuning between Drive and Response lasers. Solid curve: Drive and Response 1, dashed curve: Drive and Response 2, dotted curve: Response 1 and Response 2. (a) The dashed curve overlaps with the solid curve.

化に対して Response1-Response2 間の相関が Drive-Response 間の相関よりも高いことが分かる。広範囲において Response1-Response2 間には高い相関を維持するが、Drive-Response 間の相関は低くなることが確認された。特に Drive-Response 間の緩和発振周波数をずらすことで、Response1-Response2 間と Drive-Response 間との相関差を大きくすることが可能となる。

一方、Fig. 7(b)は Drive-Response 間の光波長差 $\Delta\lambda$ (光周波数差 Δf , ここで $\Delta f[\text{GHz}] = 125 \Delta\lambda [\text{nm}]$) を変化させ、3つのレーザのうち2つのレーザ間の時間波形の相互相関関数をプロットした図である。Fig. 7(b)より、光波長差が $-0.074 \sim -0.002 \text{ nm}$ の範囲で Response1-Response2 間の相関が Drive-Response 間の相関より高いことが分かる。またこの範囲は Drive と Response 間のインジェクションロッキング範囲に対応している。つまり、インジェクションロッキング

Fig. 8. Experimental result of the cross correlation between a pair of two lasers as a function of (a) the relaxation oscillation frequency of the Response lasers and (b) the optical wavelength detuning between Drive and Response lasers. Solid curve: Drive and Response 1, dashed curve: Drive and Response 2, dotted curve: Response 1 and Response 2 (See Ref. (3)).

範囲内において2つの Response 間の相関が Drive-Response 間の相関よりも高くなることが分かった。またインジェクションロッキング範囲内では、Response1-Response2 間と Drive-Response 間との相関差はほぼ一定であった。

最後に半導体レーザを用いた共通信号入力によるカオス同期に関する我々の実験結果を Fig. 8 に示す。(詳細は参考文献(3)参照)。これより、Fig. 8 の実験結果は Fig. 7 の数値解析結果と良く一致していることが分かる。このように本数値計算結果は、参考文献(3)の実験結果を良く説明していることが明らかとなった。

6. むすび

本研究では半導体レーザにおける共通信号入力によるカオス同期の数値解析を行った。戻り光を有する半導体レーザの振る舞いを表す Lang-Kobayashi 方程式を用いて3つのレーザ間でインジェクションロッキング型カオス同期を達

成させた。ここで2つのResponse間の緩和発振周波数を一致させ、DriveとResponse間の緩和発振周波数を一致させない場合、2つのResponse間の相関がDrive-Response間の相関よりも高いことを数値解析により観測した。さらにカオス同期のパラメータ依存性について調査し、広い範囲で2つのResponse間の相関がDrive-Response間の相関よりも高いことが分かった。以上の結果は、実験結果とも良く一致した。

謝 辞

本研究をご支援頂いた、NTT コミュニケーション科学基礎研究所の外村佳伸所長、上田修功博士、牧野昭二博士、三好正人博士に深く感謝する。また本研究は、文部科学省科学研究費補助金若手研究(B)および(財)テレコム先端技術研究支援センターのご支援により行われた。

(平成19年9月4日受付, 平成19年12月10日再受付)

文 献

- (1) U. M. Maurer : "Secret key agreement by public discussion from common information", *IEEE Trans. Information Theory*, Vol.39, pp.733-742 (1993)
- (2) J. Muramatsu, K. Yoshimura, K. Arai, and P. Davis : "Secret Key Capacity for Optimally Correlated Sources Under Sampling Attack", *IEEE Trans. Information Theory*, Vol.52, No.11, pp.5140-5151 (2006)
- (3) T. Yamamoto, I. Oowada, H. Yip, A. Uchida, S. Yoshimori, K. Yoshimura, J. Muramatsu, S. Goto, and P. Davis : "Common-chaotic-signal induced synchronization in semiconductor lasers", *Optics Express*, Vol.15, No.11, pp.3974-3980 (2007)
- (4) H. D. I. Abarbanel, N. F. Rulkov, and M. M. Sushchik : "Generalized synchronization of chaos: The auxiliary system approach", *Phys. Rev. E*, Vol.53, pp.4528-4535 (1996)
- (5) R. Toral, C. R. Mirasso, E. Hernandez-Garcia, and O. Piro : "Analytical and numerical studies of noise-induced synchronization of chaotic systems", *Chaos*, Vol.11, pp.665-673 (2001)
- (6) A. Uchida, K. Higa, T. Shiba, S. Yoshimori, F. Kuwashima, and H. Iwasawa : "Generalized synchronization of chaos in He-Ne lasers", *Phys. Rev. E*, Vol.68, pp.016215-1-016215-7 (2003)
- (7) A. Uchida, R. McAllister, R. Meucci, and R. Roy : "Generalized synchronization of chaos in identical systems with hidden degrees of freedom", *Phys. Rev. Lett.*, Vol.91, pp.174101-1-174101-4 (2003)
- (8) A. Uchida, N. Shibasaki, S. Nogawa, and S. Yoshimori : "Transient characteristics of chaos synchronization in a semiconductor laser subject to optical feedback", *Phys. Rev. E*, Vol.69, pp.056201-1-056201-9 (2004)
- (9) J. Ohtsubo : "*Semiconductor Lasers, -Stability, Instability and Chaos-*", Springer Verlag, Berlin, Germany (2006)

大和田 功 (非会員) 1984年5月29日生。2007年3月拓殖大学工学部情報エレクトロニクス学科卒業。現在拓殖大学大学院工学研究科電子情報工学専攻。

山本 徹 (非会員) 1984年12月12日生。2007年3月拓殖大学工学部情報エレクトロニクス学科卒業。現在横河電子機器(株)。

内田 淳史 (正員) 1972年9月25日生。1995年慶應義塾大学理工学部電気工学科卒業, 1997年同大学院修士課程修了, 2000年同大学院博士課程修了。博士(工学)。2000年拓殖大学工学部情報エレクトロニクス学科助手。2001~2002年(株)国際電気通信基礎技術研究所(ATR)適応コミュニケーション研究所客員研究員。2002~2004年アメリカ合衆国メリーランド大学カレッジパーク校客員研究員(日本学術振興会海外特別研究員)。2005年拓殖大学工学部情報エレクトロニクス学科専任講師, 現在に至る。レーザカオスを用いた超高速暗号鍵共有方式, 物理乱数生成, 符号分割多重通信, および光秘匿通信に従事。また非線形システムにおけるコンシステンシーとカオス同期現象の解明や, 非線形力学理論に基づく光デバイス開発に従事。応用物理学会, 電子情報通信学会, レーザー学会, 日本物理学会, 米国光学会(OSA), 米国物理学会(APS), IEEE各会員。

吉森 茂 (正員) 1955年7月17日生。1978年東京工業大学工学部卒業, 1980年同大学院修士課程修了。1983年同大学院博士課程修了。工学博士。1983年東京工業大学工学部助手。1989年拓殖大学工学部電子工学科助教授。1999年拓殖大学工学部情報エレクトロニクス学科教授, 2007年拓殖大学工学部電子システム工学科教授, 現在に至る。超伝導エレクトロニクスおよびレーザカオスの研究に従事。応用物理学会, 電子情報通信学会各会員。

吉村 和之 (非正員) 1969年2月27日生。1992年京都大学工学部物理工学科卒業, 1994年東京大学大学院工学研究科航空宇宙工学専攻修士課程修了, 1997年京都大学大学院工学研究科数理工学専攻博士課程修了(博士(工学)取得)。1997年日本電信電話(株)NTTコミュニケーション科学基礎研究所入社。2001-2002年カリフォルニア大学サンディエゴ校客員研究員。現在NTTコミュニケーション科学基礎研究所メディア情報研究部信号処理研究グループ主任研究員。非線形システムの同期現象, レーザによる相関乱数を用いた秘密鍵共有方式, 非線形局在波動, 非可積分保存力学系の研究に従事。日本物理学会, 電子情報通信学会, 応用数理学学会, 航空宇宙学会各会員。

村 松 純

(非正員) 1967年2月2日生。1990年名古屋大学理学部数学科卒業, 1992年名古屋大学大学院理学研究科数学専攻博士前期課程修了, 1998年名古屋大学大学院人間情報学研究科博士(学術)取得。1992年日本電信電話(株)入社。2007年-2008年チューリヒ工科大学客員研究員。現在 NTT コミュニケーション科学基礎研究所メディア情報研究部信号処理研究グループ研究主任。情報理論の研究に従事。情報理論とその応用学会, 電子情報通信学会, IEEE 各会員。

後 藤 振一郎

(非正員) 2003年3月名古屋大学大学院理学研究科物質物理学専攻博士課程修了(博士(理学)取得)。2006年日本電信電話(株)NTT コミュニケーション科学基礎研究所。現在ランカスター大学物理学数理論理グループ。日本物理学会会員。

Peter Davis

(非会員) 1958年11月1日生。1980年クインズランド大学理学部卒業。1981~1983年京都大学理学部留学。1987年クインズランド大学理学部大学院博士課程修了。1987年~1996年(株)エイ・ティ・アール光電波通信研究所, 1996年~2001年(株)エイ・ティ・アール環境適応通信研究所, 2001年~2006年(株)国際電気通信基礎技術研究所(ATR)適応コミュニケーション研究所。2006年~同研究所客員研究員。2004年~NTT コミュニケーション科学基礎研究所招聘研究員(カオス情報処理オープンラボ統括)。コミュニケーションシステムのダイナミックスに関する研究に従事。ATR Fellow。IEEE 会員。