

09

Оценка времени задержки и величины обратной связи полупроводникового лазера с оптической обратной связью по временным рядам интенсивности излучения

© В.С. Хорев, М.Д. Прохоров, В.И. Пономаренко

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: mdprokhorov@yandex.ru

Поступило в Редакцию 30 июля 2015 г.

Предложен метод оценки времени запаздывания и величины обратной связи одномодового полупроводникового лазера по временным рядам колебаний интенсивности лазерного излучения. Метод основан на поиске ближайших соседей определенным образом выбранных векторов состояния временного ряда и обладает устойчивостью к высоким уровням шума. Эффективность метода продемонстрирована на примере временных рядов уравнений Ланга–Кобаяши.

Полупроводниковые лазеры с оптической обратной связью способны генерировать широкополосные хаотические колебания очень высокой размерности и могут быть использованы для построения систем скрытой передачи информации [1–3]. Такие лазеры имеют достаточно простую конфигурацию и небольшие размеры. Они демонстрируют большое количество хаотических колебательных режимов в зависимости от выбора параметров и позволяют обеспечить высокую скорость передачи информации. Скрытость систем связи на основе лазеров обусловлена, главным образом, сложностью определения параметров передатчика по хаотическому сигналу, передаваемому в канале связи, для стороннего наблюдателя. Даже небольшая расстройка параметров приемника и передатчика приводит к ухудшению качества их синхронизации и может привести к невозможности выделения скрытого информационного сигнала на выходе приемника [4].

Для оценки скрытости систем связи на основе полупроводниковых лазеров многими авторами исследовалась задача определения их

параметров по временному ряду колебаний интенсивности лазерного излучения [5–10]. При этом основное внимание уделялось оценке времени запаздывания в цепи обратной связи лазера, поскольку без знания этого параметра невозможно оценить остальные параметры, а точность его восстановления имеет определяющее влияние на качество реконструкции всей системы. Для восстановления времени задержки обычно используют автокорреляционную функцию или функцию взаимной информации, которые часто дают завышенную оценку [6]. Другой важной задачей является различение по временным рядам лазера режимов слабого и сильного хаоса, установление которых зависит от величины обратной связи [11].

В данной работе для восстановления запаздывания впервые применен предложенный нами недавно подход [12,13], основанный на использовании метода ближайших соседей, который позволяет точно восстановить время задержки даже при высоких уровнях шума. Кроме того, предложен новый метод оценки величины обратной связи по временным рядам интенсивности лазерного излучения.

Рассмотрим одномодовый полупроводниковый лазер, динамика которого моделируется уравнениями Ланга–Кобаяши [14], принимающими после нормировки следующий вид [15]:

$$\begin{aligned}\dot{E}(t) &= (1 + i\alpha)F(t)E(t) + \eta E(t - \tau) \exp(-i\Omega\tau), \\ T\dot{F}(t) &= P - F(t) - (1 + 2F(t))|E(t)|^2,\end{aligned}\quad (1)$$

где E — комплексная амплитуда электрического поля, F — концентрация неравновесных носителей, $T = \tau_s/\tau_p$ — отношение времени жизни носителей τ_s ко времени жизни фотонов τ_p , P — параметр накачки, τ — время запаздывания в цепи обратной связи, η — коэффициент обратной связи, α — фактор неизохронности, Ω — частота излучения лазера без обратной связи. На рис. 1 приведен временной ряд колебаний интенсивности $I = |E|^2$ лазерного излучения при $\tau = 2$ ns, $P = 1.1 \cdot 10^{-3}$, $\eta = 0.015$, $T = 10^3$, $\alpha = 5$.

Недавно нами был предложен метод восстановления времени запаздывания систем с задержкой по их временным рядам, основанный на применении метода ближайших соседей [12,13]. Покажем, что этот метод может быть применен для более широкого класса систем с запаздыванием, чем те, что были рассмотрены в [12,13]. Рассмотрим

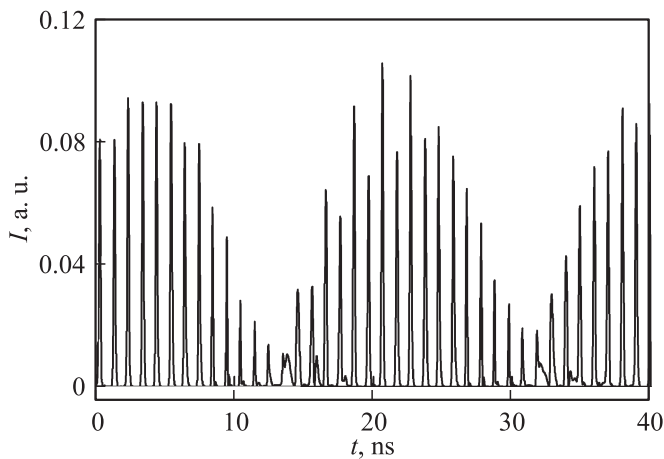


Рис. 1. Временной ряд колебаний интенсивности лазерного излучения модельной системы (1).

для этого уравнение

$$\dot{x}(t) = G(x(t), x(t - \tau)), \quad (2)$$

где G — нелинейная функция. Поскольку при анализе временных рядов $\{x_n\}_{n=1}^N$ мы всегда имеем дело с переменными, измеренными в дискретные моменты времени, удобно перейти от дифференциального уравнения (2) к дискретному отображению

$$x_{n+1} = G(x_n, x_{n-d}), \quad (3)$$

где $n = t/\Delta t$ — дискретное время, $d = \tau/\Delta t$ — дискретное время задержки, Δt — шаг выборки точек. Идея метода состоит в том, что ближайшим соседним векторам $\mathbf{X}_i = (x_i, x_{i-d})$ и $\mathbf{X}_j = (x_j, x_{j-d})$, содержащим динамическую переменную системы (3) в моменты времени n и $n-d$, где $n \in [d+1, N-1]$, будут соответствовать близкие расстояния системы в моменты времени $n+1$, так как эволюция системы определяется ее текущим состоянием и состоянием в задержанный момент времени.

Вектор \mathbf{X}_j будем считать ближайшим соседом для вектора \mathbf{X}_i , если расстояние $L(\mathbf{X}_i, \mathbf{X}_j) = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (x_{i-d} - x_{j-d})^2}$ минимально. Так

как время запаздывания d нам заранее неизвестно, будем перебирать из некоторого интервала пробные задержки m и для k ближайших соседних векторов каждого вектора $\mathbf{X}_n = (x_n, x_{n-m})$ временного ряда оценивать дисперсию σ_n^2 соответствующих им состояний системы в моменты времени $n + 1$. Дисперсия этих состояний будет большой при неправильном выборе величины m ($m \neq d$), поскольку состояния системы в моменты времени $n + 1$ не будут зависеть от ее состояний в моменты времени $n - m$. Истинное время запаздывания d можно найти по положению минимума величины

$$D(m) = \frac{1}{N - m - 2} \sum_{n=m+1}^{N-1} \sigma_n^2. \quad (4)$$

При малых значениях Δt ближайшими соседями вектора \mathbf{X}_i могут оказаться близкие ему по времени векторы \mathbf{X}_j с $j = i \pm p$, где $p = 1, 2, \dots, P$, которые мешают оценке времени запаздывания. В таких ситуациях при поиске ближайших соседей вектора \mathbf{X}_i следует исключить из рассмотрения близкие ему по времени векторы \mathbf{X}_j в количестве $l = 2P$.

Мы впервые применили описанный метод к временным рядам $I = |E|^2$ системы (1), в которую добавлен нормальный шум $\xi(t)$ с нулевым средним и дисперсией $\sigma_\xi^2 = 10^{-5}$, величина которой примерно в 10 раз меньше дисперсии σ_I^2 сигнала $I(t)$. На рис. 2 зависимость $D(m)$ построена по временному ряду длиной $N = 10\,000$ точек при $\Delta t = 0.01$ ns, $k = 10$, $l = 10$ и тех же значениях параметров, что на рис. 1. Величина m перебирается с шагом 1 из интервала от 1 до 400. График $D(m)$ демонстрирует отчетливый минимум при $m = 200$, обеспечивая точное восстановление дискретного времени запаздывания $d = \tau / \Delta t = 200$.

Отметим, что автокорреляционная функция и функция взаимной информации дают для рассмотренного случая завышенную оценку $d = 205$ и $d = 204$ соответственно. Предложенный нами метод позволяет при указанных выше значениях параметров точно восстановить время запаздывания при шуме, дисперсия которого достигает величины $\sigma_\xi^2 = 2 \cdot 10^{-5}$. Устойчивость метода к измерительному шуму, добавленному к временному ряду $I(t)$, оказывается приблизительно такой же.

Для оценки величины обратной связи мы предлагаем следующий подход. Так как переменные $E(t)$ и $E(t - \tau)$ в первом уравнении (1)

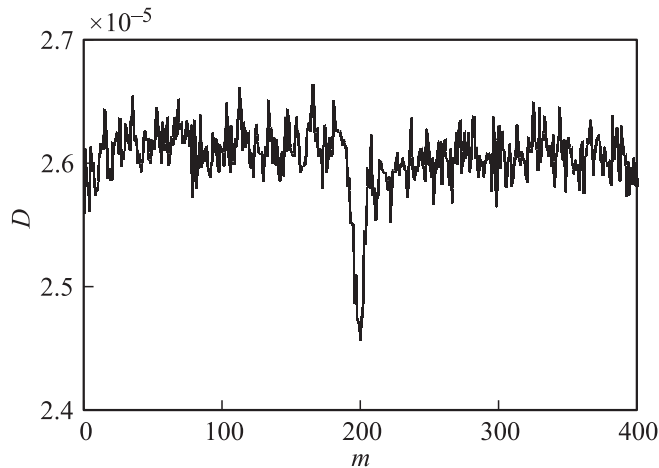


Рис. 2. Зависимость дисперсии D от пробного времени запаздывания m для системы (1) в присутствии шума.

разделены, запишем отображение (3) в виде

$$x_{n+1} = f(x_n) + bg(x_{n-d}), \quad (5)$$

где f и g — некоторые функции, а коэффициент $b \sim \eta$. Для каждой точки x_{i+1} временного ряда найдем k ближайших соседей x_{i+j+1} , считая ближайшими соседями такие точки x_{i+1} и x_{i+j+1} , для которых расстояние $M = |x_{i+1} - x_{i+j+1}|$ минимально. Так как для системы (5) динамическая переменная x_{i+j+1} зависит от x_{i+j} и x_{i+j-d} , поставим в соответствие точкам x_{i+j+1} векторы $\mathbf{X}_{i+j} = (x_{i+j}, x_{i+j-d})$ временного ряда и оценим дисперсии σ_1^2 и σ_2^2 их незадержанной x_{i+j} и задержанной x_{i+j-d} компонент соответственно. Усреднив значения σ_1^2 и σ_2^2 по всему временному ряду, получим

$$D_r = \frac{1}{N-d-2} \sum_{i=d+1}^{N-1} \sigma_{r,i}^2, \quad (6)$$

где $r = 1, 2$, а D_1 и D_2 — дисперсии соответственно незадержанных и задержанных компонент векторов \mathbf{X}_{i+j} . Наконец, рассчитаем коэффициент $c = D_1/D_2$. Чем больше величина коэффициента обратной связи η

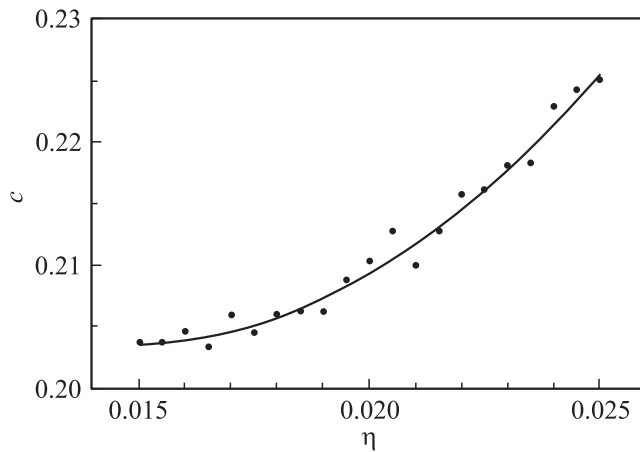


Рис. 3. Значения коэффициента c (показаны точками), рассчитанные по временным рядам $I(t)$ системы (1) в присутствии шума при различных значениях коэффициента обратной связи η . Аппроксимация значений c с квадратичной функцией показана сплошной линией.

в системе (1), тем больше величина коэффициента b в уравнении (5) и больше значение, принимаемое c . Следовательно, определив коэффициент c для различных временных рядов лазера, можно отличить режимы слабого и сильного хаоса, установление которых зависит от величины η .

При указанных выше значениях параметров и добавленном в систему (1) нормальном шуме с дисперсией $\sigma_{\xi}^2 = 10^{-5}$ мы построили временные ряды $I = |E|^2$ при нескольких различных значениях η и рассчитали коэффициент c (рис. 3). Каждое значение c на графике получено в результате усреднения по ансамблю из 100 реализаций длиной 10 000 точек. Из рис. 3 видно, что величина c оказывается больше при более высоких значениях коэффициента η . Проведя аппроксимацию построенных на рис. 3 зависимостей, можно по величине коэффициента c , рассчитанного по временному ряду, оценить величину коэффициента η .

Итак, нами предложен оригинальный метод оценки времени запаздывания и величины обратной связи одномодового полупроводникового лазера по временным рядам колебаний интенсивности излучения.

Метод основан на поиске и анализе ближайших соседей векторов состояния временного ряда. Он позволяет получить точную оценку времени запаздывания даже при достаточно высоких уровнях шума. Эффективность метода продемонстрирована на примере временных рядов модельных уравнений Ланга–Кобаяши. Возможность восстановления параметров лазеров свидетельствует о том, что системы передачи информации, использующие для маскировки их хаотические сигналы, имеют недостаточную скрытость, несмотря на очень высокую размерность и большое число положительных ляпуновских показателей хаотических аттракторов таких систем.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 13-02-00227, и гранта президента РФ, НШ-1726.2014.2.

Список литературы

- [1] *Mirasso C.R., Colet P., García-Fernandez P.* // IEEE Photon. Technol. Lett. 1996. V. 8. N 2. P. 299–301.
- [2] *Fischer I., Liu Y., Davis P.* // Phys. Rev. A. 2000. V. 62. N 1. P. 011 801.
- [3] *Argyris A., Syvridis D., Larger L. et al.* // Nature. 2005. V. 437. N 7066. P. 343–346.
- [4] *Li X., Pan W., Luo B., Ma D.* // IEEE J. Quantum Electron. 2006. V. 42. N 9. P. 953–960.
- [5] *Пономаренко В.И., Прохоров М.Д., Корюкин И.В.* // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. В. 21. С. 79–86 [*Ponomarenko V.I., Prokhorov M.D., Koryukin I.V.* // Tech. Phys. Lett. 2005. V. 31. N 11. P. 939–942].
- [6] *Rontani D., Locquet A., Sciamanna M. et al.* // IEEE J. Quantum Electron. 2009. V. 45. N 7. P. 879–891.
- [7] *Wu J.-G., Wu Z.-M., Xia G.-Q., Feng G.-Y.* // Opt. Express. 2012. V. 20. N 2. P. 1741–1753.
- [8] *Wu Y., Wang Y.-C., Li P. et al.* // IEEE J. Quantum Electron. 2012. V. 48. N 11. P. 1371–1379.
- [9] *Nguimdo R.M., Verschaffelt G., Danckaert J., Van Der Sande G.* // Opt. Lett. 2012. V. 37. N 13. P. 2541–2543.
- [10] *Lin H., Hong Y., Shore K.A.* // J. Lightwave Technol. 2014. V. 32. N 9. P. 1829–1836.
- [11] *Heiligenthal S., Jüngling T., D’Huys O. et al.* // Phys. Rev. E. 2013. V. 88. N 1. P. 012 902.

- [12] Пономаренко В.И., Прохоров М.Д., Хорев В.С. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. В. 15. С. 32–39 [Ponomarenko V.I., Prokhorov M.D., Khorev V.S. // Tech. Phys. Lett. 2013. V. 39. N 8. P. 683–686].
- [13] Prokhorov M.D., Ponomarenko V.I., Khorev V.S. // Phys. Lett. A. 2013. V. 377. N 43. P. 3106–3111.
- [14] Lang R., Kobayashi K. // IEEE J. Quantum Electron. 1980. V. 16. N 3. P. 347–355.
- [15] Alsing P.M., Kovanis V., Gavrielides A., Erneux T. // Phys. Rev. A. 1996. V. 53. N 6. P. 4429–4434.