



ИДЕНТИЧНАЯ ХАОТИЧЕСКАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ НЕКОГЕРЕНТНО СВЯЗАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ И ДВУНАПРАВЛЕННАЯ ПЕРЕДАЧА ИНФОРМАЦИИ

И.В. Корюкин

Исследована недавно предложенная оптическая схема скрытой передачи информации посредством хаотической несущей (Opt. Lett. 32, 403, 2007). Рассмотрен случай некогерентной оптической связи между полупроводниковыми лазерами, который возникнет при использовании такой схемы в действующих системах волоконно-оптической связи. Путем численного моделирования показано, что при некогерентной связи, как и при когерентной, возможна идентичная синхронизация хаотических колебаний интенсивности двух полупроводниковых лазеров и скрытая двунаправленная передача информационного сигнала между ними. Однако возникающий хаотический режим принципиально отличается от режима, реализующегося при когерентной связи. Это – незатухающие релаксационные колебания со сложной хаотической огибающей. Показано, что при такой хаотической несущей скорость передачи информации ограничена величиной релаксационной частоты.

Ключевые слова: Хаотическая синхронизация, скрытая передача информации, оптическая связь, полупроводниковые лазеры.

Введение

Явление хаотической синхронизации нелинейных динамических систем может служить основой для создания систем связи с высокой степенью защиты информации [1–4]. Особый интерес привлекает хаотическая синхронизация полупроводниковых лазеров, которые широко используются в существующих системах оптической связи и рассматриваются как основные устройства, на которых будут создаваться оптические системы связи с хаотической несущей [5–9]. Хаотические колебания интенсивности излучения с высокой размерностью могут быть легко получены в полупроводниковых лазерах с помощью оптоэлектронной или оптической обратной связи. Получаемая в результате широкополосная хаотическая несущая позволяет скрытно передавать информационный сигнал со скоростями до единиц гигабит в секунду, что было продемонстрировано как в лабораторных экспериментах [10], так

и при передаче через действующую коммерческую волоконно-оптическую сеть [11]. Большая часть таких экспериментов была проведена со схемами, использующими однонаправленную оптическую связь (излучение одного лазера инжектируется в другой) и допускающими только однонаправленную передачу информации. Для одновременной передачи информации в двух направлениях придется использовать две таких системы или, как минимум, удвоить число используемых полупроводниковых лазеров. Кроме того, уровень конфиденциальности, обеспечиваемый однонаправленными системами, может оказаться недостаточным, по крайней мере, при использовании одномодовых по продольному индексу полупроводниковых лазеров [12].

Хаотическая синхронизация полупроводниковых лазеров, связанных двунаправленной оптической связью, была впервые продемонстрирована в работе [13]. Было показано, что даже при полностью симметричной связи (одна и та же часть излучения каждого лазера инжектировалась в лазер-партнер) и практически одинаковых лазерах происходит спонтанное нарушение симметрии – появляется лазер-лидер, а интенсивность второго лазера повторяет хаотические колебания интенсивности лидера с задержкой, равной времени распространения излучения от одного лазера до другого. Вследствие такого вида хаотической синхронизации (синхронизация с временной задержкой или лаг-синхронизация) передача информационного сигнала оказалась возможной только в одну сторону – от лазера-лидера, как и в случае однонаправленной оптической связи. Проблема двунаправленного обмена информацией в оптически связанных полупроводниковых лазерах была решена лишь недавно [14–16]. В работе [16] предложена очень простая схема, состоящая из частично прозрачного зеркала, помещаемого в канал оптической связи между лазерами (рис. 1). Это зеркало обеспечивает как оптическую обратную связь для каждого лазера, необходимую для перехода в режим хаотической генерации, так и симметричную двунаправленную связь между лазерами. В такой схеме возможна идентичная (полная) хаотическая синхронизация интенсивностей связанных лазеров. Идентичная синхронизация характеризуется отсутствием временного сдвига между колебаниями лазерных интенсивностей и делает возможной двунаправленную передачу информационного сигнала.

Однако в работе [16] рассматривалась лабораторная ситуация, когда расстояние между лазерами меньше длины когерентности излучения этих лазеров. Следовательно, сигнал собственной обратной связи, так же как и излучение, инжектируемое в лазер от его партнера, складывается в лазере с собственным излучением когерентно. В то же время, ширина линии полупроводниковых лазеров, используемых в телекоммуникационных системах, составляет сотни килогерц, что приводит к длине когерентности, существенно меньшей (≤ 1 км), чем типичные расстояния передачи в волоконно-оптических системах связи. При попытке использовать предложенную схему в реальных системах оптической связи неизбежно возникнет противоположная ситуация – некогерентного сложения оптических сигналов, о которой на основании результатов работы [16] никаких выводов и предположений

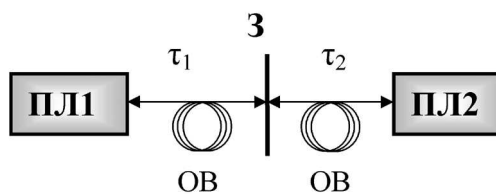


Рис. 1. Схема двунаправленной оптической связи двух полупроводниковых лазеров (ПЛ1, ПЛ2) через частично прозрачное зеркало З; ОВ – оптическое волокно

сделать нельзя. В настоящей работе численно исследуется динамика и хаотическая синхронизация двух полупроводниковых лазеров, связанных не когерентно по схеме, предложенной в работе [16], и рассматривается вопрос о применимости такой схемы для скрытой передачи информационного сигнала через существующие системы оптической связи.

1. Модель

В качестве исходной была взята модель одномодового полупроводникового лазера с некогерентной оптической обратной связью [17,18] и адаптирована для рассматриваемой схемы (см. рис. 1). Получившиеся в результате уравнения, после перехода к безразмерным переменным имеют вид

$$\begin{aligned}\frac{dI_1(t)}{dt} &= [N_1 - 1 - k_{f_1} I_1(t - 2\tau_1) - k_{21} I_2(t - \tau_1 - \tau_2)] I_1(t), \\ \frac{dI_2(t)}{dt} &= [N_2 - 1 - k_{f_2} I_2(t - 2\tau_2) - k_{12} I_1(t - \tau_1 - \tau_2)] I_2(t), \\ T \frac{dN_{1,2}(t)}{dt} &= P_{1,2} + 1 - N_{1,2}(t) - N_{1,2}(t) I_{1,2}(t).\end{aligned}\quad (1)$$

В этих уравнениях индексами 1,2 отмечены переменные и параметры, относящиеся, соответственно, к первому и второму лазеру (ПЛ1 и ПЛ2 на рисунке), I – интенсивность лазерного излучения, N – концентрация неравновесных носителей (инверсная разность населенностей), k_f – коэффициент обратной связи, k_{21} (k_{12}) – сила инжекции (коэффициент связи) для первого (второго) лазера. Параметр накачки $P = J/J_{th} - 1$, где J и J_{th} – ток накачки и его пороговое значение для лазера без обратной связи. Время t нормировано на время жизни фотонов в резонаторе τ_{ph} , $T = \tau_s/\tau_{ph}$, где τ_s – время жизни неравновесных носителей, τ_1 , (τ_2) – время распространения излучения от лазера 1 (2) до полупрозрачного зеркала.

Для численного интегрирования системы (1) использовался модифицированный Дорманом и Принсом метод Рунге–Кутты 4(5) порядка, адаптированный для решения уравнений с запаздывающим аргументом [19]. При расчетах внутренние параметры обоих лазеров и параметры накачки предполагались одинаковыми. Они были выбраны близкими к использованным в работе [16]: $T = 10^3$ ($\tau_s = 1$ нс, $\tau_{ph} = 1$ пс), $P = 1.2$ ($J = 2.2J_{th}$). Оптическая схема предполагалась симметричной по обратной связи и инжекции – соответствующие коэффициенты считались попарно совпадающими: $k_{f_1} = k_{f_2} \equiv k_f$, $k_{12} = k_{21} \equiv k_c$. Однако это не касалось времен распространения света от лазера до зеркала – τ_1 и τ_2 могли быть различными (что соответствует несимметричному расположению зеркала) и варьировались от единиц наносекунд до единиц микросекунд.

2. Динамика полупроводникового лазера с некогерентной оптической связью и хаотическая синхронизация

Прежде чем исследовать хаотическую синхронизацию, необходимо определить, какие динамические, в том числе, хаотические режимы могут быть получены в отдельном, не связанном полупроводниковом лазере с некогерентной обратной связью, то есть исследовать динамику одного лазера. Для этого может быть использована

на система уравнений (1), если положить в ней $k_c = 0$ и оставить только уравнения, относящиеся к первому лазеру:

$$\begin{aligned} \frac{dI_1(t)}{dt} &= [N_1 - 1 - k_{f_1} I_1(t - 2\tau_1)] I_1(t), \\ T \frac{dN_1(t)}{dt} &= P_1 + 1 - N_1(t) - N_1(t) I_1(t). \end{aligned} \quad (2)$$

Без обратной связи ($k_{f_1} = 0$) система (2) имеет единственное стационарное решение $I_1 = P_1$, $N_1 = 1$, соответствующее непрерывной генерации с постоянной интенсивностью. Оно устойчиво и малые отклонения затухают колебательным образом с характерной частотой $\Omega_R = \sqrt{P/T}$ и декрементом $\theta_R = -(P + 1)/T$. В лазерной динамике эти колебания принято называть релаксационными [20]. Для выбранных параметров частота релаксационных колебаний составляет примерно 5.5 ГГц. Если коэффициент обратной связи k_{f_1} превышает некоторое критическое значение, стационарное состояние теряет свою устойчивость через суперкритическую бифуркацию Андронова–Хопфа. Лазер переходит в режим регулярных колебаний интенсивности с небольшой амплитудой и частотой, близкой к релаксационной. Дальнейшее увеличение k_{f_1} ведет к увеличению амплитуды колебаний, усложнению режима и появлению динамического хаоса. Типичное поведение интенсивности в хаотическом режиме представлено на рис. 2. Этот режим кардинально отличается от хаотического режима коллапса когерентности, возникающего в той же области параметров при когерентной обратной связи [16].

В режиме коллапса когерентности хаотическое поведение имеет вид так называемых дестабилизированных релаксационных колебаний с нерегулярностями, имеющими временной масштаб порядка периода релаксационных колебаний. В то же время, в рассматриваемом случае некогерентной обратной связи незатухающие релаксационные колебания регулярны (рис. 2, в), а их амплитуда колеблется сложным хаотическим образом с намного более низкими, чем релаксационная, частотами (рис. 2 а, б). Основная частота модуляции определяется временем обхода петли обратной связи – $f_m = 1/2\tau_1 = 10$ МГц (см. рис. 2, а). Спектр колебаний огибающей содержит также ряд гармоник основной модуляционной частоты (см. рис. 2, б).

Динамика лазера класса В (лазера с инерционной активной средой [20]) при некогерентной обратной связи исследовалась недавно в работе [18]

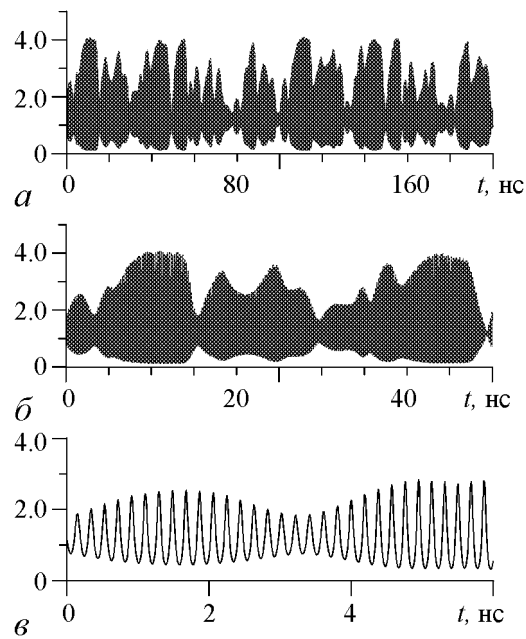


Рис. 2. Динамика интенсивности излучения одиночного несвязанного лазера ($k_c = 0$) с некогерентной обратной связью при $T = 10^3$, $P = 1.2$, $\tau_1 = 50$ нс, $k_{f_1} = 3 \times 10^{-3}$. Показаны три различных временных масштаба, на самом быстром (в) видны релаксационные колебания, на самом медленном – колебания с периодом задержки (а)

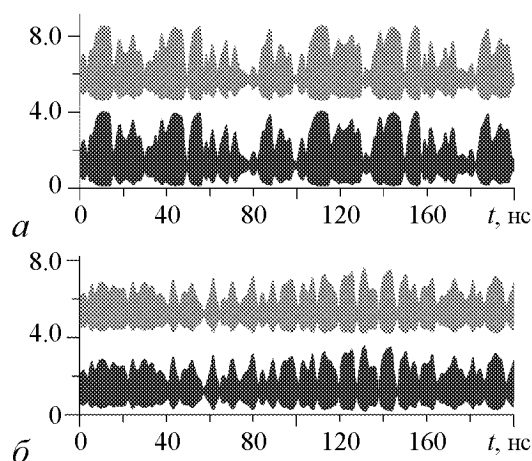


Рис. 3. Идентичная хаотическая синхронизация двух полупроводниковых лазеров; *a* – зеркало в центре $\tau_1 = \tau_2 = 50$ нс, *b* – вблизи одного из лазеров $\tau_1 = 91$ нс, $\tau_2 = 9$ нс. Интенсивность ПЛ1 – черная кривая, ПЛ2 – серая и сдвинута вверх для наглядности. $k_f = 1.5 \times 10^{-3}$, $k_c = 1.5 \times 10^{-3}$, остальные параметры те же, что и на рис. 2

критическое значение. Установлено, что пороговое значение k_c на порядок величины меньше, чем величина коэффициентов собственной обратной связи k_f . Так, для параметров рис. 2 и k_f в диапазоне $(2.6...2.8) \times 10^{-3}$ пороговое значение k_c составляет $(1.5...3) \times 10^{-4}$. Выше порога синхронизации хаотический режим качественно не зависит от соотношения k_f и k_c , если сохраняется суммарная сила инжекции $k_f + k_c$. Для зеркала, равноудаленного от обоих лазеров ($\tau_1 = \tau_2 \equiv \tau$), идентичная хаотическая синхронизация существует в широком диапазоне времен задержек (расстояний между лазерами) от $\tau = 2$ нс до $\tau = 2$ мкс (рис. 3, *a*). Более удобным для практики может оказаться асимметричное расположение зеркала. При таком расположении, даже если зеркало находится очень близко к одному из лазеров, синхронизация сохраняется (рис. 3, *b*). Немного меняется лишь сам хаотический режим – огибающая незатухающих релаксационных колебаний обогащается колебаниями с периодом, равным разнице времен задержек τ_1 и τ_2 . В дальнейшем, при исследовании передачи информационного сигнала, без потери общности будем использовать симметричную конфигурацию $\tau_1 = \tau_2$, чтобы не заботиться о компенсации временного сдвига между синхронизованными лазерными интенсивностями.

3. Двухнаправленная передача информации

Наиболее простой и широко используемый способ добавления информационного сигнала к несущей в системах связи, использующих в качестве передатчика полупроводниковые лазеры, – модуляция тока накачки. Для проверки отклика рассматриваемой системы на такую модуляцию использовался одиночный прямоугольный импульс, модулирующий ток накачки первого лазера (ПЛ1). Длительность импульса

в модели, аналогичной нашей модели (2). Исследовался случай длинной петли обратной связи при параметрах, типичных для твердотельных лазеров ($T = 10^5$). Наблюдался режим модулированных релаксационных колебаний, но модуляция была регулярной, а ее период существенно превышал время обхода петли обратной связи. В нашем случае полупроводникового лазера, когда характерное значение параметра T на два порядка меньше ($T = 10^3$), преобладала хаотическая модуляция, и никогда не наблюдались частоты модуляции ниже f_m .

Идентичная синхронизация двух лазеров, работающих в описанном выше хаотическом режиме, возникает пороговым образом, когда коэффициент связи k_c в уравнениях (1) превышает

составляла 2 нс, а его амплитуда предполагалась малой по сравнению с постоянной составляющей тока накачки и была не более $0.05J$. Возникающая вследствие модуляции десинхронизация лазерных интенсивностей и последующее восстановление хаотической синхронизации представлены на рис. 4. Когда интенсивности лазеров отличны друг от друга, то различаются как частоты незатухающих релаксационных колебаний, так и их огибающие (рис. 4, *a*). Ошибка синхронизации $I_1(t) - I_2(t)$ отлична от нуля не только во время действия импульса, но и в течение заметного времени после его окончания (рис. 4, *б*). Время ее затухания составляет несколько наносекунд и практически не зависит от амплитуды и длительности модулирующего импульса, а также от большинства лазерных параметров ($P, \tau_1, \tau_2, k_f, k_c$). Такое поведение ошибки синхронизации принципиально отличается от того, что наблюдалось в случае когерентной связи, где синхронизация восстанавливалась сразу после прекращения действия модулирующего импульса [16]. Очевидно, что это различие – следствие различия в динамических режимах, реализующихся в когерентном и некогерентном случаях.

На первый взгляд, несовпадение длительности импульса модуляции и времени нахождения системы в десинхронизованном состоянии существенно затрудняет корректное восстановление передаваемого сигнала на стороне приема и ограничивает скорость передаваемой информации. Однако оказалось, что использование цифровой фильтрации сигнала десинхронизации полностью решает эту проблему (рис. 4, *в*). Применялся цифровой нерекursивный фильтр низких частот с окном Ланцоша и частотой отсечки в несколько раз меньшей, чем частота релаксационных колебаний [21]. На рис. 4, *в* показана ошибка синхронизации после фильтрации и исходный модулирующий импульс. Видно, что длительность восстановленного импульса близка к длительности исходного и на нее практически не оказывает влияния продолжительный процесс восстановления синхронизации.

Для оценки максимально достижимой скорости передачи информации (битрейта) в рассматриваемой схеме использовалась псевдослучайная битовая последовательность, добавляемая к току накачки ПЛ1 (передаваемый сигнал). В приемнике (ПЛ2) информация извлекалась путем фильтрации ошибки синхронизации. Использо-

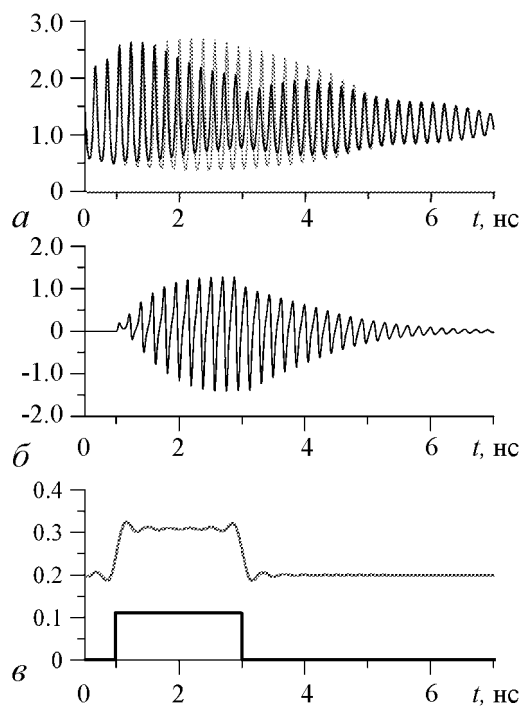


Рис. 4. Десинхронизация двух полупроводниковых лазеров при модуляции тока накачки: *a* – интенсивности ПЛ1 (черная кривая) и ПЛ2 (серая кривая), *б* – ошибка синхронизации, *в* – импульс модуляции (черная кривая) и ошибка синхронизации после фильтра (серая кривая). Параметры те же, что и для рис. 3, *a*

зовались различные амплитуды передаваемого сигнала ΔJ_1 (от $0.01J_1$ до $0.05J_1$), малые по сравнению с постоянной составляющей тока накачки, для надежного сокрытия передаваемой информации в хаотической несущей. Параметры лазеров варьировались вокруг своих типичных значений $T = 10^3$, $P = 1.2$, $\tau_1 = \tau_2 = 50$ нс, $k_f = k_c = 1.5 \times 10^{-3}$. Было обнаружено, что для этих параметров и амплитуды передаваемого сигнала $\Delta J_1 = 0.05J_1$ максимально достижимый битрейт, при котором происходит безошибочное восстановление передаваемого сигнала, составляет приблизительно 1 Гбит/с. Большие скорости передачи информации достигаются при уменьшении амплитуды модуляции ΔJ . Однако в реальной системе этот способ повышения битрейта будет ограничен шумами – как самих лазеров, так и шумами канала связи. Увеличение P и k_f также позволяет повысить скорость передачи, например, при $P = 2$ максимально достижимый битрейт составляет 2.5 Гбит/с ($\Delta J = 0.05J$). В отличие от вышеупомянутых параметров, увеличение T приводит к противоположному эффекту. Детальное исследование показало, что определяющую роль для этого эффекта играет величина частоты релаксационных колебаний. Было установлено, что для безошибочного восстановления сигнала минимальная длительность передаваемого импульса должна быть в два-три раза больше, чем период релаксационных колебаний. Следовательно, все изменения параметров, которые увеличивают частоту релаксационных колебаний, также увеличивают и максимально возможную скорость передачи информации.

При одновременной модуляции тока накачки обоих лазеров (ΔJ_1 и ΔJ_2) двумя независимыми битовыми последовательностями может быть осуществлена двунаправленная передача информации. Пример такой передачи представлен на рис. 5, где показана разность между передаваемыми сигналами $\Delta J_1(t) - \Delta J_2(t)$, в качестве которых использовались псевдослучайные последовательности с битрейтом 1 Гбит/с, и сигнал, извлеченный из ошибки синхронизации. Видно, что восстановленный сигнал

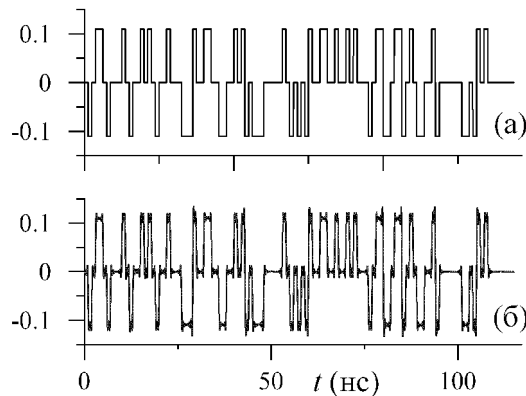


Рис. 5. Восстановление информационного сигнала при двунаправленной передаче: *a* – передаваемые сигналы $\Delta J_1(t) - \Delta J_2(t)$, *б* – сигнал, восстановленный по ошибке синхронизации. Параметры: $\Delta J = 0.05J$, $T = 10^3$, $P = 1.2$, $\tau_1 = \tau_2 = 50$ нс, $k_f = 1.5 \times 10^{-3}$, $k_c = 1.5 \times 10^{-3}$

корректно воспроизводит исходный. Таким образом, исследуемая схема скрытой передачи информации посредством хаотической несущей, работает не только в когерентном варианте, но и при некогерентной оптической связи то есть при расстоянии между лазерами, превышающем длину когерентности их излучения. Как показано в работе [16], она может быть использована для обмена скрытым ключом через открытый канал связи. При этом стороны должны договориться использовать только те биты, которые совпадают в обеих передаваемых последовательностях и дают ноль в разностном сигнале. В таком случае подслушиватель, который может извлечь сигналы лазеров

и их разность из канала связи, не сможет определить значение передаваемого ПЛ1 и ПЛ2 бита – ноль это или единица [16].

Все результаты, касающиеся скорости передачи информации и ее зависимости от параметров, полученные выше при исследовании однонаправленной передачи, справедливы и при двунаправленном обмене. В случае двунаправленной передачи максимальный битрейт также ограничен релаксационной частотой, и относительно легко могут быть получены скорости обмена информацией в несколько Гбит/с.

Заключение

Рассмотрен некогерентный вариант системы скрытой передачи информации посредством хаотической несущей, реализующийся при расстояниях между связанными полупроводниковыми лазерами, превышающих длину когерентности их излучения. Показано, что при некогерентной связи, так же как и в когерентном случае, возможна идентичная синхронизация хаотических колебаний интенсивности двух полупроводниковых лазеров и скрытая двунаправленная передача информационного сигнала между ними. Однако возникающий хаотический режим принципиально отличается от режима, реализующегося при когерентной связи. Это – незатухающие релаксационные колебания со сложной хаотической огибающей. Показано, что при такой хаотической несущей скорость передачи информации ограничена величиной релаксационной частоты, и при типичных для полупроводниковых лазеров параметрах составляет единицы Гбит/с. Однако это обстоятельство не препятствует использованию рассматриваемой схемы для обмена скрытым ключом через открытый канал связи.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 09-02-01158-а и гранта Президента РФ по государственной поддержке ведущих научных школ НШ-1931.2008.2.

Библиографический список

1. Pecora L.M. and Carroll T.L. Synchronization in chaotic systems // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 64. P. 821.
2. Colet P. and Roy R. Digital communication with synchronized chaotic lasers // Opt. Lett. 1994. Vol. 19. P. 2056.
3. Дмитриев А.С., Панас А.И. Динамический хаос: новые носители информации для систем связи. М.: Физматлит, 2002.
4. Короновский А.А., Москаленко О.И., Храмов А.Е. О применении хаотической синхронизации для скрытой передачи информации // УФН. 2009. Т. 179, № 12. С. 1281.
5. Mirasso C.R., Colet P., and Garcia-Fernandez P. Synchronization of chaotic semiconductor lasers: Application to encoded communications // IEEE Phot. Tech. Lett. 1996. Vol. 8. P. 299.

6. Takiguchi Y., Fujino H., and Ohtsubo J. Experimental synchronization of chaotic oscillations in externally injected semiconductor lasers in a low-frequency fluctuation regime // *Opt. Lett.* 1999. Vol. 24. P. 1570.
7. Sivaprakasam S. and Shore K.A. Demonstration of optical synchronization of chaotic external-cavity laser diodes // *Opt. Lett.* 1999. Vol. 24. P. 466.
8. Sivaprakasam S. and Shore K.A. Message encoding and decoding using chaotic external-cavity diode lasers // *IEEE J. Quant. Electron.* 2000. Vol. 36. P. 35.
9. Fischer I., Liu Y., and Davis P. Synchronization of chaotic semiconductor laser dynamics on subnanosecond time scales and its potential for chaos communication // *Phys. Rev. A.* 2000. Vol. 62, 011801(R).
10. Tang S. and Liu J.-M. Effects of message encoding and decoding on synchronized chaotic optical communications // *IEEE J. Quant. Electron.* 2003. Vol. 39. P. 1468.
11. Argyris A., Syvridis D., Larger L., Annovazzi-Lodi V., Colet P., Fischer I., Garcia-Ojalvo J., Mirasso C.R., Pesquera L., and Shore K.A. Chaos-based communications at high bit rates using commercial fibre-optic links // *Nature.* 2005. Vol. 238. P. 343.
12. Пономаренко В.И., Прохоров М.Д., Корюкин И.В. Определение параметров полупроводникового лазера с оптической обратной связью по временным рядам // *Письма в ЖТФ.* 2005. Т. 31. С. 79.
13. Heil T., Fischer I., Elsasser W., Mulet J., and Mirasso C. Chaos synchronization and spontaneous symmetry-breaking in symmetrically delay-coupled semiconductor lasers // *Phys. Rev. Lett.* 2001. Vol. 86. P. 795.
14. Klein E., Gross N., Kopelowitz E., Rosenbluh M., Khaykovich L., Kinzel W., Kanter I. Public-channel cryptography based on mutual chaos pass filters // *Phys. Rev. E.* 2006. Vol. 74, 046201.
15. Kanter I., Gross N., Klein E., Kopelowitz E., Yoskovits P., Khaykovich L., Kinzel W., Rosenbluh M. Synchronization of mutually coupled chaotic lasers in the presence of a shutter // *Phys. Rev. Lett.* 2007. Vol. 98, 154101.
16. Vicente R., Mirasso C.R. and Fischer I. Simultaneous bidirectional message transmission in a chaos-based communication scheme // *Opt. Lett.* 2007. Vol. 32. P. 403.
17. Grigorieva E.V., Kaschenko S., Loiko N.A., and Samson A.M. Nonlinear dynamics in a laser with a negative delayed feedback // *Physica D.* 1992. Vol. 59. P. 297.
18. Pieroux D. and Mandel P. Low-frequency pulsations in class-B solid-state lasers with delayed feedback // *Opt. Lett.* 2002. Vol. 27. P. 1528.
19. Хайпер Э., Ваннер Г., Нёрсерт С. Решение обыкновенных дифференциальных уравнений. Нежесткие задачи. М.: Мир, 1990;
<http://www.unige.ch/haier/software.html>
20. Ханин Я.И. Основы динамики лазеров. М.: Наука. Физматлит, 1999.
21. Хемминг Р.В. Цифровые фильтры / Пер. с англ. под ред. А.М. Трахтмана. М.: Сов. Радио, 1980.

*Институт прикладной физики РАН,
Нижний Новгород*

*Поступила в редакцию 22.01.2010
После доработки 12.03.2010*

**IDENTICAL CHAOTIC SYNCHRONIZATION
AND BIDIRECTIONAL MESSAGE TRANSMISSION
IN INCOHERENTLY COUPLED SEMICONDUCTOR LASER DIODES**

I.V. Koryukin

A chaos-based communication scheme allowing simultaneous bidirectional message transmission (Opt. Lett. 32, 403, 2007) is investigated numerically. Incoherent feedback and coupling case is analyzed, which is expected in real long-distance optical communication systems. It is shown that identical synchronization of chaotic laser waveforms and bidirectional message transmission are possible as in the coherent coupling case. However, the chaotic regime at incoherent feedback and coupling is quite different. It is regular destabilized relaxation oscillations with the chaotic envelope. Such dynamics leads to restriction of the transmitting signal bit rate by a portion of relaxation oscillations frequency.

Keywords: Chaotic synchronization, secure information transmission, optical communications, semiconductor lasers.



Корюкин Игорь Валерьевич – родился в 1963 году в Нижнем Новгороде (Горьком), окончил радиофизический факультет Нижегородского государственного университета в 1986 году. После окончания университета работает в Институте прикладной физики РАН, в настоящее время – старший научный сотрудник. Защитил диссертацию на соискание степени кандидата физико-математических наук (2000) по низкочастотной динамике многомодовых лазеров. Опубликовал более 35 научных статей. Область научных интересов – физика и динамика лазеров, в том числе нелинейная динамика твердотельных и полупроводниковых лазеров, хаотическая синхронизация в лазерных системах.

Россия 603950 Нижний Новгород
Институт прикладной физики РАН
E-mail: igor@appl.sci-nnov.ru