

07

Измерение времячастотных параметров пикосекундных оптических импульсов

© А.С. Щербаков, А.Ю. Косарский

С.-Петербургский государственный технический университет

Поступило в Редакцию 22 декабря 1999 г.

Предложен метод, позволяющий точно и однозначно измерять усредненные по последовательности длительность, а также величину и знак чирпа частоты пикосекундных оптических импульсов, следующих с высокой частотой повторения.

При изучении эволюции оптических солитонов в активных или пассивных волноведущих структурах возникает потребность в простом методе измерения текущих времячастотных параметров маломощных пико- и субпикосекундных оптических импульсов, следующих с высокой частотой повторения. Наиболее распространенным является метод, основанный на формировании усредненной по последовательности импульсов автокорреляционной функции напряженности поля, связанной преобразованием Фурье со спектральной плотностью мощности, регистрация которой позволяет определить среднюю ширину спектра излучения. Однако при этом теряется информация о средней фазе поля и нельзя определить временную зависимость амплитуды поля $A(t)$. Точное определение усредненной по последовательности длительности импульсов по значению ширины спектра излучения возможно лишь тогда, когда априорно известна форма огибающей и, кроме того, импульсы спектрально ограничены [1], корректной является и приближенная оценка их длительности [2–4], если чирп частоты достаточно мал. В общем же случае приходится либо переходить к исследованиям автокорреляционной функции интенсивности [5] или кросс-корреляционных функций [6,7], либо принимать специальные меры для получения информации о фазе поля, зачастую требующие использования сложного оборудования или применения компьютерных алгоритмов [8–10]. Целью данной работы является демонстрация принципиальной возможности создания экспериментальных условий, при которых усредненная по последовательно-

сти автокорреляционная функция напряженности поля может служить источником точной и однозначной информации о средних значениях как длительности, так и chirpa частоты маломощных оптических импульсов, следующих с высокой частотой повторения.

Будем исходить из того, что импульсы в последовательности идентичны, а форма огибающей импульса $F(t)$ и характер его частотной модуляции являются известными

$$A(t) = A_0 F(t) \exp\left(-\frac{ibt^2}{2\tau^2}\right), \quad (1)$$

где A_0 , τ и b — амплитуда, длительность и chirp частоты импульса, причем $A_0 = \sqrt{P}$, а P — его пиковая мощность. Такие предположения не являются особенностью исключительно предлагаемого метода, а характерны и для большинства других методов измерений [5,8]. Зависимости между усредненными по последовательности параметрами импульсов τ и b , а также длительностью автокорреляционной функции T по уровню $\exp(-0.5) \approx 0.606$ для случая гауссовой огибающей имеют вид

$$F(t) = \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau^2}\right), \quad \tau = T \sqrt{\frac{1+b^2}{2}}. \quad (2)$$

Обычно для получения усредненной по последовательности оптических импульсов автокорреляционной функции напряженности поля в реальном масштабе времени используют сканирующий интерферометр Майкельсона [1–4], который дает возможность произвести измерение величины T . Однако из (2) следует, что для определения времячастотных параметров импульсов недостаточно просто располагать информацией о значении длительности автокорреляционной функции T напряженности поля. Поэтому в данной работе предлагается проводить еще два дополнительных измерения длительности автокорреляционной функции T с помощью сканирующего интерферометра Майкельсона. Причем при втором и третьем измерениях на вход интерферометра перед делительным зеркалом следует поместить дополнительные оптические элементы, способные изменять значение параметров τ и b заранее известным образом, не затрагивая при этом форму огибающей $F(t)$ исследуемых импульсов. Значения длительности T_m , $m = 1, 2$ автокорреляционной функции, полученные при повторных измерениях, связаны с новыми значениями длительности τ_m , а также chirpa частоты импульсов b_m

формулой (2). Предположим, что $\tau_m = a_m \tau_0$ и $b_m = b_0 + \beta_m$, где τ_0 и b_0 — искомые значения параметров τ и b , а величины a_m и β_m определяются дополнительными оптическими элементами. Тогда из приведенных соотношений можно получить два различных квадратных уравнения относительно величины b_0 , решения которых имеют вид

$$b_0 = (q_m a_m^2 - 1)^{-1} \left[\beta_m \pm \sqrt{q_m a_m^2 (\beta_m^2 + 2) - (q_m^2 a_m^4 + 1)} \right], \quad (3)$$

где $q_m = T_0^2 T_m^{-2}$, а T_0 — длительность автокорреляционной функции напряженности поля в отсутствие дополнительных оптических элементов. Выражения (3) при $m = 1, 2$ дают четыре значения величины b_0 , два из которых совпадают друг с другом и соответствуют истинному значению искомого усредненного по последовательности chirpa частоты импульсов. Предлагаемый метод измерений позволяет определять не только величину, но и знак chirpa частоты, что зачастую невозможно сделать даже при использовании значительно более сложных методов, например [9]. После того как значение chirpa частоты импульсов b_0 определено, из (2) можно определить и их длительность τ , полагая $T = T_0$ и $b = b_0$.

В качестве дополнительного управляемого оптического элемента следует использовать устройство на основе одномодовой полупроводниковой лазерной InGaAsP-гетероструктуры бегущей волны, аналогичное лазеру с насыщающимся поглотителем [11], но имеющему просветленные грани. Устройство состоит из двух зон (рис. 1). Зона I управляемого током накачки J_m линейного усиления имеет длину L_1 и характеризуется коэффициентом малосигнального усиления $\kappa_1(J_m)$. Зона II "быстрого" насыщающегося поглощения, созданная глубокой имплантацией ионов кислорода в выходной торец гетероструктуры, имеет длину L_2 и характеризуется коэффициентом малосигнального поглощения κ_2 и мощностью насыщения P_{sat} . Зона I способна изменять пиковую мощность импульсов P_m , поступающих в зону II: $P_m = P \exp[\kappa_1(J_m)L_1]$. Пиковая мощность P_m в свою очередь определяет величины параметров a_m и β_m , отражающих воздействие на импульсы зоны II. При этом $a_m = (\sqrt{2}\rho P_m + 1)^{-1/2}$ и $\beta_m = -\sqrt{2}\zeta\rho P_m$, где $\zeta = 5$ (см. [12]) — коэффициент уширения спектральной линии поглощения, а параметр поглощения $\rho = (2P_{sat})^{-1}\kappa_1 L_1$, судя по данным работы [11], может достигать значений порядка $\rho \leq 1 \text{ W}^{-1}$.

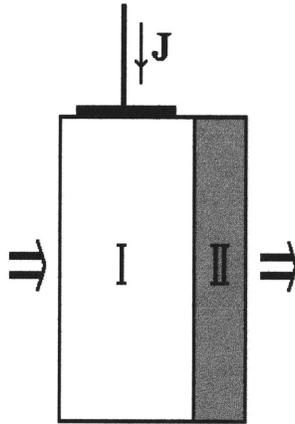


Рис. 1. Дополнительный полупроводниковый оптический элемент: I — зона управляемого током накачки J линейного усиления; II — зона "быстрого" насыщающегося поглощения.

Такое устройство позволяет производить повторные измерения без переюстировки оптической схемы и обеспечивает величины добавок к чирпу частоты вплоть до $\beta_m \leq 5.0$. Форма огибающей импульсов на выходе дополнительного полупроводникового элемента сохраняется с необходимой точностью.

Представление о видоизменении автокорреляционной функции при включении в схему измерений дополнительного электронно-управляемого полупроводникового оптического элемента дает рис. 2. На нем представлены полученные при численном моделировании осциллограммы автокорреляционных функций гауссовых импульсов, формируемых в сканирующем интерферометре Майкельсона в отсутствие управляемого полупроводникового элемента (*a*) и при его включении (*b*) в случае, когда $\beta_m = -2$. Стрелками отмечен уровень $\exp(-0.5)$ определения величины T . При моделировании было выбрано отношение сигнал/шум, равное 10, что отвечает типичным экспериментальным условиям [2–4]. Данные трехкратного измерения величины T позволяют определять длительность импульсов в диапазоне $1 \dots 50$ ps и чирп их частоты в диапазоне $0 \dots \pm 10$ с учетом знака чирпа. Точность измерения

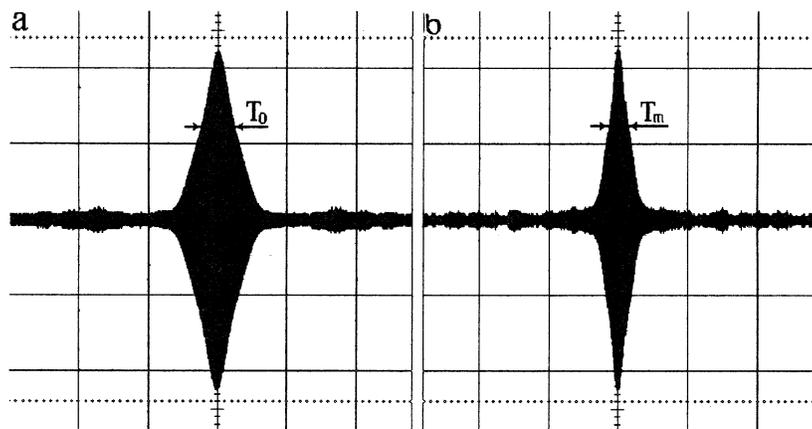


Рис. 2. Результаты численного моделирования процесса формирования автокорреляционной функции в сканирующем интерферометре Майкельсона: *a* — в отсутствие дополнительного оптического элемента; *b* — с дополнительным оптическим элементом, включенным в схему измерений.

определяется нестабильностью источника излучения, характеристиками схемы сканирования, а также погрешностями, возникающими в процессе регистрации. Суммарные погрешности измерений как длительности, так и чирпа частоты импульсов не превышают 5%. В заключение отметим, что этим методом можно измерять и времячастотные параметры импульсов с характерной для пикосекундных оптических солитонов огибающей вида $F(t) = \text{sech}\left(\frac{t}{\tau_S}\right)$, где τ_S — длительность импульса по уровню $\text{sech}(1) = 0.65$. Такая огибающая хорошо аппроксимируется гауссовской функцией при соотношении длительностей $\tau_0 = 2^{1/4}\tau_S$ [13].

Таким образом, показано, что предлагаемый метод позволяет с помощью автокорреляционной функции напряженности поля, формируемой сканирующим интерферометром Майкельсона, точно и однозначно измерять усредненные по последовательности длительность, а также величину и знак чирпа частоты пикосекундных оптических импульсов, следующих с высокой частотой повторения.

Список литературы

- [1] Щербаков А.С. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 19. С. 34–38.
- [2] Князев И.А., Щербаков А.С., Ильин Ю.В., Рассудов Н.Л., Тарасов И.С. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 3. С. 14–17.
- [3] Андреева Е.И., Щербаков А.С., Бершиев И.Э., Ильин Ю.В., Тарасов И.С. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 24. С. 23–27.
- [4] Щербаков А.С., Андреева Е.И. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 21. С. 44–50.
- [5] Инпен Э., Шенк Ч. Методы измерений // Сверхкороткие световые импульсы / Под ред. С. Шапиро. М., 1981. 480 с.
- [6] Rothenberg J.E. // IEEE J. Quantum Electron. 1986. V. 22. N 1. P. 174–181.
- [7] Rothenberg J.E., Grischkowsky D. // Opt. Lett. 1987. V. 12. N 2. P. 99–101.
- [8] Diels J.-C., Fontaine J.J., McMichael I.C., Simoni F. // Appl. Opt. 1985. V. 24. P. 1270–1282.
- [9] Naganuma K., Mogi K., Yamada H. // IEEE J. Quantum Electron. 1989. V. 25. P. 1225–1233.
- [10] Kane D.J., Trebino R. // Proc. SPIE. 1993. V. 1861. P. 150–160.
- [11] Журавлев А.Б., Плявенок А.Г., Портной Е.Л., Серегин В.Ф., Стельмах Н.М., Якубович С.Д. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 7. С. 1208–1212.
- [12] Agrawal G.P., Olsson N.A. // IEEE J. Quantum Electron. 1989. V. 25. N 11. P. 2297–2306.
- [13] Anderson D. // Phys. Rev. A. 1983. V. 27. N 6. P. 3135–3145.