

- [5] В е д у л а Ю.С., М е с я ц В.Г., П о п л а в с к и й В.В., Ш к у р а т о в С.Н. Тез. докл. 2 Всес. конф. по ВТСП, Киев. 1989.
- [6] Б а х т и з и н Р.З., М е с я ц В.Г., Ш к у р а т о в С.И. Тез. докл. 1-го Всес. сов. по ВТСП, Харьков, 1988, с. 147; К р е й н д е л ь Ю.Е. Доклад на Совещании по ВТСП, Гатчина, май 1989.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
10 октября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 24

26 декабря 1989 г.

(07)

ФОРМИРОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ПИКΟΣЕКУНДНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1.32 МКМ

В.Ю. П е т р у н ь к и н, В.С. С ы с у е в,
А.С. Щ е р б а к о в, Д.З. Г а р б у з о в,
Ю. В. И л ь и н, И.С. Т а р а с о в

Для высокоскоростных информационных систем представляют интерес источники сверхкоротких оптических импульсов, работающие в диапазоне длин волн 1.3–1.6 мкм, где кварцевое волокно обладает предельно малыми потерями, имеется точка нулевой дисперсии, а также возможна реализация солитонного режима передачи информации. В качестве источников сверхкоротких импульсов с высокой частотой повторения в ИК-диапазоне могут быть использованы: а) солитонный лазер на центрах окраски [1]; б) явление ВКР-генерации света в волоконном световоде при накачке $YAG: Nd$ -лазером с синхронизацией мод [2]; в) эффект модуляционной неустойчивости [3–5], позволяющий получать пикосекундные импульсы с частотами повторения до нескольких сотен гигагерц. Однако применение таких источников в информационных системах не оправдано в связи с тем, что для солитонного лазера и ВКР-генератора необходимы мощные лазеры накачки, установки оказываются очень громоздкими, а в источниках на основе модуляционной неустойчивости возникают трудности, связанные с устранением чирпа в импульсах. Таким образом, для практического применения в системах передачи и обработки информации, а также в оптических компьютерах целесообразно опереться на использование компактного источника непрерывной последовательности сверхкоротких импульсов (СКИ) с высоким КПД, являющегося полностью адекватным таким системам. Этим требованиям, по-видимому, удовлетворяет источник СКИ на основе полупроводникового лазера.

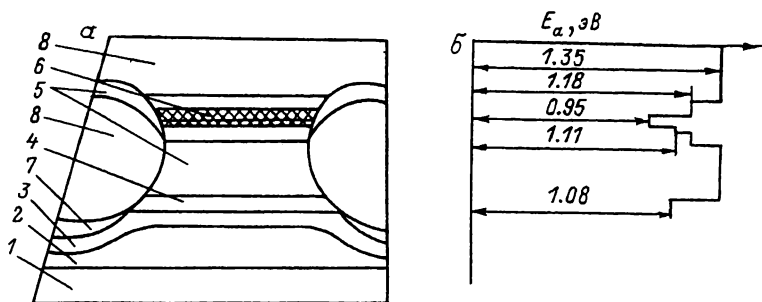


Рис. 1. Мезаполосковый зарощенный гетеролазер. а - структура: 1 - медный теплоотвод, 2 - индиевый припой, 3 - металлический контакт, 4 - контактный слой $InGaAsP$, 5 - InP р-типа, 6 - активная область $InGaAsP$, 7 - SiO_2 , 8 - InP п-типа; б - зонная диаграмма.

В данном сообщении представлены результаты экспериментов по генерации высокочастотной последовательности оптических импульсов длительностью менее 5 пс источником излучения на основе полупроводникового лазера с внешним резонатором на длине волны $\lambda = 1.32$ мкм, работающего в режиме активной синхронизации мод. Лазер изготовлен на основе $InGaAsP/InP$ жидкофазной гетероструктуры с отдельным ограничением и тонкой активной областью. Полосковая конструкция лазера представляет собой зарощенный обратным р-п переходом мезаполосковый лазер (рис. 1). Толщина активной области составляет 300 Å, ширина мезаполоска в районе активной области - 9.5 мкм, длина лазера - 540 мкм. На грань диода со стороны внешнего зеркала нанесено просветляющее SiO_2 -покрытие толщиной $\lambda/4$, так что коэффициент отражения снижен до 2-3%. Используемый ионно-плазменный метод нанесения диэлектрика позволяет воспроизводимо получать просветляющие покрытия на торцах полупроводниковых лазеров. На рис. 2 приведены ватт-амперные характеристики двух различных образцов лазеров, изготовленных при идентичных условиях (в одной партии). Характеристика 1 на рис. 2 относится к лазеру, на одну из граней которого нанесено отражающее покрытие $R_2 = 0.98$. Она имеет почти линейный характер при токах накачки, в несколько раз превышающих пороговый $I_{пор}$. Зависимость Π иллюстрирует мощность излучения со стороны выходного микрообъектива источника, собранного на основе просветленного лазера с внешним дисперсионным резонатором. Вторая зависимость имеет линейный характер при токе накачки меньше, чем $2I_{пор}$, а средняя выходная мощность источника при этом не превышает 4 мВт. Ранее уже было показано [6], что эксперименты по активной синхронизации мод полупроводниковых лазеров с внешним дисперсионным резонатором позволяют получать сверхкороткие и мощные пикосекундные импульсы на длине волны 1.32 мкм. Спектральная полоса используемого в этом случае составного резонатора определяется шириной спектра комбинированного

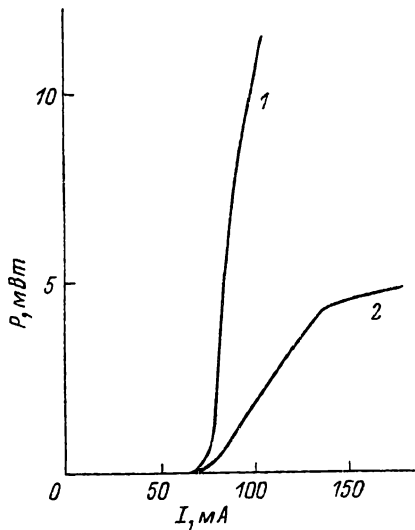


Рис. 2. Ватт-амперные характеристики мезополосковых зарощенных лазеров. 1 - характеристика лазера с отражающим покрытием: $R_1=0.31$, $R_2=0.98$ (зеркало $Si-SiO_2$). 2 - характеристика лазера с просветляющим покрытием: $R_1=0.31$, $R_2=0.03$ (просветляющее покрытие SiO_2).

резонатора, образованного торцами лазерного диода, и внешнего резонатора. Минимальная длительность импульсов на выходе схемы определяется максимальной шириной той части спектра генерируемых продольных мод двух связанных резонаторов, которую удается засинхронизовать.

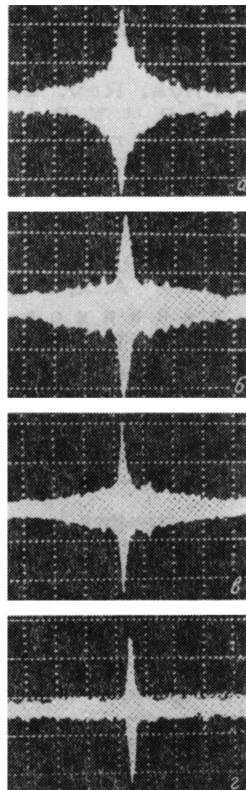
При использовании лазера с непросветленными торцами по отношению к внешнему резонатору диод играет роль внутрирезонаторного эталона Фабри-Перо, ширина полосы $\Delta\nu$ которого определяется выражением [7]:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2Ln} \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}}, \quad \Delta\lambda = \frac{\lambda^2 \Delta\nu}{c}, \quad (1)$$

где L - длина эталона, $R = \sqrt{R_1 R_2}$ - среднее геометрическое коэффициентов отражения торцов лазерного диода. Используя, например, следующие параметры полупроводниковых лазеров: $L = 500$ мкм, $n = 3.5$, $R = 0.31$, получаем, что ширина полосы эталона равна $\Delta\nu \approx 35$ ГГц ($\Delta\lambda \approx 2$ Å). Теоретическое значение длительности импульсов, ограниченных шириной полосы $\Delta\nu$ составляет [7]: $\Delta\tau = B/\Delta\nu$, где B - численный множитель, величина которого определяется формой импульса. Предполагая огибающую формы импульса гауссовой, $B=0.44$ [7, 8], получаем длительность импульса равной $\Delta\tau = 12.5$ пс. Дифракционная решетка, имеющая 300 штрихов/мм, в качестве селективного элемента внешнего резонатора создает дополнительную обратную связь с полосой около 100 ГГц ($\Delta\lambda \approx 6$ Å). В составном резонаторе полоса определяется наименьшей шириной спектра двух селективных элементов, и, осуществляя просветление торца лазера, обращенного в сторону внешнего резонатора, можно увеличить полосу эталона Фабри-Перо. При просветлении одной из граней диода до $R_2=0.03$, получаем $R = \sqrt{R_1 R_2} = 0.097$ и из (1) имеем $\Delta\nu \approx 80$ ГГц ($\Delta\lambda \approx 5$ Å). Это соответствует длительности импульсов $\Delta\tau \approx 5$ пс.

В наших экспериментах внешний резонатор был образован дифракционной решеткой, имеющей 300 штрихов/мм с коэффициентом отражения в первый порядок 70%. Измерение длительности опти-

Рис. 3. Динамика изменения длительности СКИ. а - $I = 1.05 I_{\text{пор}}$, $\tau = 9$ пс, б - $I = 1.2 I_{\text{пор}}$, $\tau = 5.2$ пс; в - $I = 1.4 I_{\text{пор}}$, $\tau = 3.8$ пс, г - $I = 1.6 I_{\text{пор}}$, $\tau = 3.2$ пс.



ческих импульсов, форма которых аппроксимировалась симметричной двухсторонней экспонентой, осуществлялась интерферометрическим методом на сканирующем интерферометре Майкельсона одновременно с регистрацией последовательности импульсов лавинным фотодиодом. Огибающая сигнала автокорреляционной функции регистрировалась германиевым фотодиодом и подавалась на вход запоминающего осциллографа, развертка которого была пропорциональна разности хода лучей интерферометра. На рис. 3 представлена динамика изменения автокорреляционных функций СКИ, следующий с частотой повторения более 1 ГГц в зависимости от постоянного тока накачки. Длительность импульсов уменьшается с ростом тока накачки, причем нижний предел длительности определяется шириной спектра генерации, т.е. фактически селективными свойствами дисперсионного элемента и остаточным коэффициентом отражения просветленной грани лазерного диода. Минимальная длительность импульсов составляет 3.2 ± 0.2 пс при токе накачки $1.6 I_{\text{пор}}$ и средней мощности излучения источника ~ 3 мВт. Пиковая мощность в зависимости от частоты повторения импульсов изменялась от 0.8 до 1.3 Вт.

Таким образом, экспериментально сформирована устойчивая последовательность сверхкоротких оптических импульсов на $\lambda = 1.32 \mu\text{м}$ длительностью (в зависимости от тока накачки) 3-5 пс с частотой повторения около 1 ГГц, имеющих пиковую мощность более 1 Вт. Использование такого импульсного источника представляется весьма перспективным в высокоскоростных, в том числе солитонных информационных оптических системах.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Mollenauer L.F., Stolen R.H. // Opt. Lett. 1984. V. 8. N 1. P. 13-15.
- [2] Дианов Е.М., Мамышев П.В., Прохоров А.М., Фурса Д.Г. // У Международного симпозиума „Сверхбыстрые процессы в спектроскопии“, Вильнюс, 1987. С. 57-58.

- [3] А х м е д и е в Н.И., Е л е о н с к и й В.М., К у л а г и н И.Е. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. В. 5. С. 1542-1551.
- [4] T a i K., H a s e g a w a A., T o m i t a A. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. N 2. P. 135-141.
- [5] G o u v e i a - N e t o A.S., G r e e r E.F., P a t r i c k D.M., W i g l e y P.G.J., T a y l o r J.R. // 2nd European Conference on Quantum Electronics EQEC'89. Dresden, GDR. 1989. V. 13D. Part I. P. 121.
- [6] П е т р у н ь к и н В.Ю., С ы с у е в В.М., Ш е р б а к о в А.С., Г а р б у з о в Д.З., И л ь и н Ю.В., О в ч и н н и к о в А.В., Т а р а с о в И.С. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 9. С. 25-29.
- [7] Х е р м а н Й., В и л ь г е л ь м и Б. Лазеры сверхкоротких световых импульсов, М.: Мир, 1986. 368 с.
- [8] S a l a K.L., K e n n e y - W a l l a g e G.A., H a l l G.E. // IEEE J. of Quant. Electron. 1980. V. QE-16. N 9. P. 990-996.

Ленинградский
политехнический
институт
им. М.И. Калинина

Поступило в Редакцию
22 сентября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 24

26 декабря 1989 г.

07

СВЕТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ В АТОМНЫХ СИСТЕМАХ С МЕТАСТАБИЛЬНЫМ СОСТОЯНИЕМ

М.Б. Г о р н ы й, Б.Г. М а т и с о в,
Ю.В. Р о ж д е с т в е н с к и й

Известно [1], что основным ограничением при охлаждении атомных пучков лазерным излучением является скоростная диффузия атомов за счет спонтанной релаксации с оптического уровня. Минимально возможные температуры при этом составляют $T = \hbar \gamma / 2k_B \approx 10^{-4}$ К. Однако недавно были выполнены новые эксперименты [2, 3], которые открывают путь к достижению температур порядка несколько микрокельвинов. Так, в [3] при коллимации пучка встречными волнами получены ширины атомных распределений меньше скорости отдачи атома $v_r = \hbar k / M$ (M - масса атома). Эти успехи связаны прежде всего с использованием явления когерентного пленения населенностей (КПН) [4], которое в простейшем случае возникает уже при взаимодействии двухчастотного лазерного излучения с трехуровневым атомом (A -система). Таким образом, при КПН