

07

Особенности синхронизации мод в лазерах с квантовой ямой в широком волноводном слое

© И.М. Гаджиев, М.С. Буяло, И.О. Бакшаев, Р.И. Григорьев,
С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий,
Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов, Е.Л. Портной

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: igor@intop.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 19 мая 2010 г.

Экспериментально исследован режим пассивной синхронизации мод в двухсекционных лазерах с квантовой ямой и расширенным волноводом с длиной волны излучения $1.06\ \mu\text{m}$. При комнатной температуре в секции насыщающегося поглотителя на краю поглощения сохраняется экситонный пик в исследованном диапазоне прикладываемых обратных смещений от 0 до 14 V, который при этом уменьшается по амплитуде и сдвигается в длинноволновую область на $18\ \text{meV}$. Режим пассивной синхронизации мод наблюдается при значительных напряжениях (более 9 V), необходимых для компенсации эффекта сужения зоны в усиливающей секции штарковским сдвигом поглощения в обратномсменной секции. Режим синхронизации мод существует с пороговыми значениями тока накачки и характеризуется узкой радиочастотной линией спектра с шириной 20 kHz. С увеличением обратного смещения на секции поглотителя на излучение синхронизации мод накладывается низкочастотная амплитудная модуляция.

В последнее время изучение режима синхронизации мод (СМ) в полупроводниковых лазерах привлекло большой интерес в связи с необходимостью создания генераторов тактовой частоты. Было показано, что на лазерах с квантовыми точками (КТ) имеет место уменьшение джиттера и продемонстрирована возможность получения узкой ширины линии радиочастотного спектра сигнала [1]. Вместе с тем малая ширина радиочастотной линии на частотах повторения несколько десятков гигагерц делает лазеры с СМ перспективными для использования в микроволновой фотонике [2]. Хотя квантовые точки и являются новым объектом нанопотоники, современный уровень

технологии их создания делает принципиально невозможным формирование массива КТ с одинаковыми размерами, характеризующих узким спектром излучения, большим дифференциальным усилением и т. д. Так что продемонстрированные результаты на лазерах с синхронизацией мод, использующие структуры с квантовыми точками, связаны как раз не с характеристиками, ожидаемыми в идеальных массивах КТ, а именно с отклонениями реальных массивов от идеальных. Разброс размеров КТ определяет неоднородное уширение спектра излучения и относительно небольшое усиление, что способствует развитию режима синхронизации мод.

Высокая стабильность режима пассивной синхронизации мод в лазерах на КТ может быть объяснена следующими факторами. Во-первых, подавление автопульсаций, обусловленное малым дифференциальным усилением вследствие малого фактора оптического ограничения, и подавление усиления вследствие медленного захвата носителей на основное состояние из смачивающего слоя [3] обуславливают существование режима пассивной СМ (ПСМ) вблизи порога генерации. Во-вторых, малая величина спонтанного излучения вследствие малого фактора оптического ограничения определяет малую ширину радиочастотного спектра [4].

Все эти особенности лазеров с синхронизацией мод, выявленные на структурах с КТ, могут быть реализованы на более простых и доступных структурах с квантовыми ямами (КЯ) в расширенном волноводе. В такой структуре перекрытие оптического поля с активной областью по порядку величины также мало, как и в структурах с КТ, а время захвата носителей в квантовую яму велико благодаря большой толщине волновода. В работе [5] было теоретически показано, что при увеличении времени захвата носителей на излучающее состояние подавляются автопульсации вблизи порога генерации. Целью настоящей работы была экспериментальная проверка высказанных в [5] предположений.

Двухсекционные лазеры были изготовлены из гетероструктуры AlGaAs/GaAs/InGaAs с одной напряженной КЯ толщиной 9 nm, расположенной асимметрично относительно центра волновода, что обеспечивало генерацию только фундаментальной моды [6] при ширине волновода 1.7 μm . Максимум длины волны излучения лежал в диапазоне 1062–1068 nm. Разработка и исследование полупроводниковых лазеров с такой длиной волны излучения является актуальной задачей, поскольку в этом спектральном диапазоне существуют иттербиевые

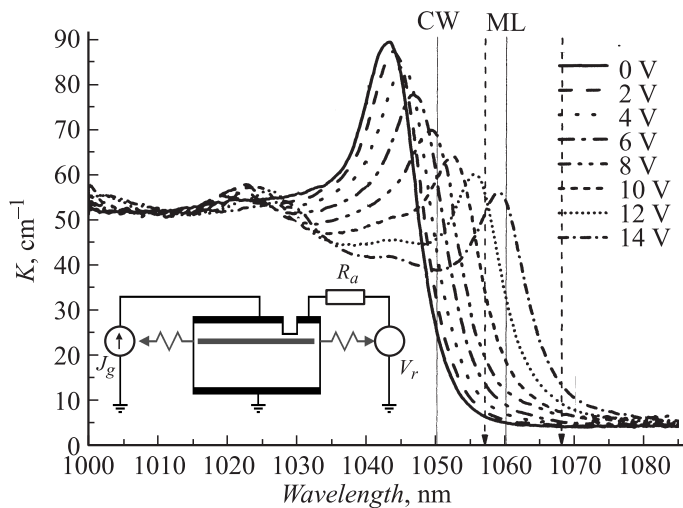


Рис. 1. Сдвиг экситонного края поглощения с ростом обратного смещения и местоположения линий спектра излучения в непрерывном режиме (CW) и режиме ПСМ (ML).

усилители, и излучение полупроводникового лазера может быть усилено на несколько порядков. Стандартными литографическими методами были изготовлены лазеры с шириной полоска $5\ \mu\text{m}$ и глубиной мезы, при которой исключалась генерация мод высокого порядка. В качестве насыщающегося поглотителя выступала секция с обратным смещением, для чего в контактной полоске был сделан разрыв, обеспечивающий изоляцию более $100\ \text{k}\Omega$. В спектре излучения особенностей, связанных с составным резонатором, не наблюдается, что свидетельствует о пренебрежимо малом влиянии отражения от интерфейса между секциями. Лазеры припаивались на медный теплоотвод и накачивались постоянным током. На вставке на рис. 1, а показана схема включения, где R_a означает сопротивление, обычно составляющее $5\text{--}10\ \Omega$, обусловленное узким контактом и малой длиной обратносмещенной секции.

Активная секция лазера смещалась в прямом направлении, а секция поглотителя — в обратном. Режим синхронизации мод наблюдается при напряжениях на обратной секции поглотителя более $9\ \text{V}$, значи-

тельно больших, чем в ранее исследованных лазерах с пассивной СМ на КЯ и КТ [7,8]. Для объяснения этого эффекта были проведены измерения коэффициента поглощения в зависимости от величины приложенного поля к секции поглотителя по методике, описанной в [9]. Результаты измерений (рис. 1) демонстрируют наличие экситонного пика на фундаментальном краю поглощения во всем диапазоне прикладываемых смещений. Это объясняется тем, что в относительно толстой квантовой яме с большой суммарной величиной барьеров для дырок и электронов 300 meV экситон локализован в яме даже при большой величине приложенного поля [10]. Длина волны генерации (пунктирная линия SW на рис. 1) сдвинута в длинноволновую область относительно пика экситонного поглощения на 18 meV . Относительно края запрещенной зоны сдвиг экситона составляет величину порядка 12 meV [11], поэтому величина сужения запрещенной зоны при пороговом токе составляет 30 meV и увеличивается с ростом тока накачки [12]. Синхронизация мод возникает только при больших напряжениях (пунктирная линия ML на рис. 1), когда поглощение увеличивается из-за квантового эффекта Штарка, а при малых обратных смещениях, когда поглощение мало, наблюдается непрерывный режим генерации. Остаточное поглощение 4.4 cm^{-1} , наблюдаемое в длинноволновой области, обусловлено тем, что измерения проводились на лазерах с короткой секцией поглотителя. В этом случае коэффициент прохождения составляет около 90%, т.е. доля поглощаемого света мала, что затрудняет точное определение поглощения в длинноволновой области. Для выяснения точной величины остаточного поглощения были изготовлены двухсекционные лазеры с длинными секциями поглотителя и соответственно большей долей поглощаемого света. Измеренный на таких лазерах коэффициент поглощения в длинноволновой области спектра составляет около 1 cm^{-1} . Однако на таких образцах точность измерения поглощения в области экситонного пика хуже, чем в лазерах с короткой секцией поглотителя.

На рис. 2,а представлена автокорреляционная функция второго порядка, полученная на автокорреляторе со схемой интерферометра Майкельсона и преобразованием во вторую гармонику на нелинейном кристалле LiIO_3 . С самого порога наблюдается режим пассивной синхронизации мод. Типичная для лазеров с быстрым захватом носителей модуляция добротности отсутствует. При увеличении средней излучаемой мощности в 2 раза от 4 до 8 mW (рис. 1,а) длительность

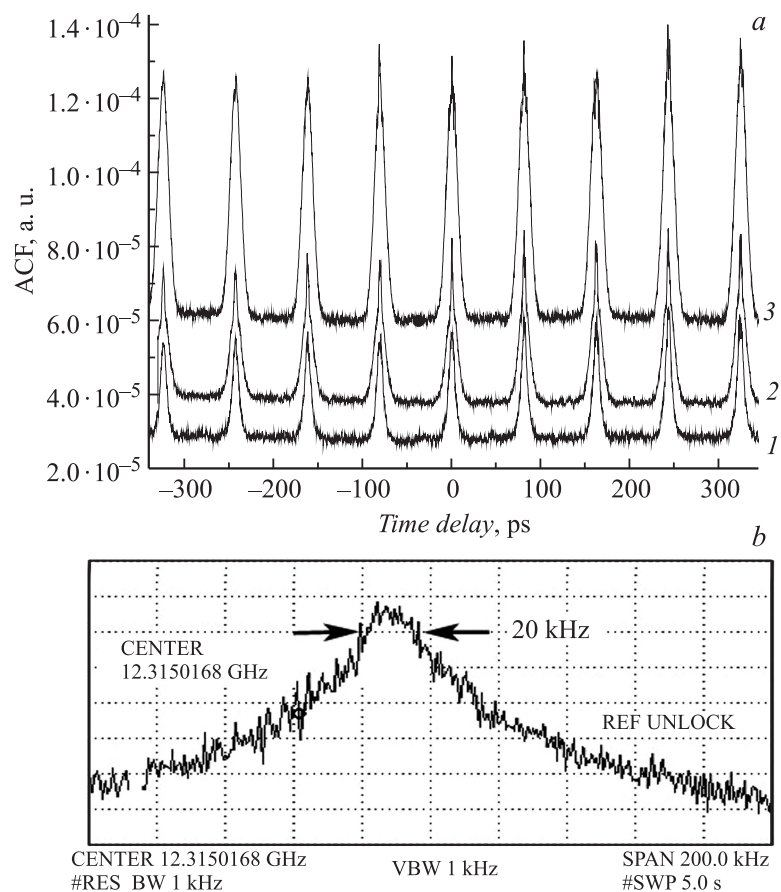


Рис. 2. *a* — автокорреляционные функции при токах: 1 — 175, 2 — 182, 3 — 197 мА; *b* — радиочастотный спектр излучения при токе накачки 197 мА.

импульсов незначительно увеличивается в 1.5 раза (от 5.2 до 8.5 ps). Произведение длительности импульса на спектральную ширину $\Delta t \Delta f$ достигает минимального значения, как обычно, вблизи порога. Для точной оценки величины этого соотношения было сделано предположение о гауссовой временной форме импульсов, поскольку автокорреляцион-

ная зависимость довольно точно аппроксимируется гауссовой функцией. Теоретический минимум этого параметра в данном случае составляет 0.44, а экспериментально измеренное значение равно 0.81 вблизи порога и увеличивается до 1.2 при средней излучаемой мощности 9 mW. Полученные данные свидетельствуют о высокой стабильности параметра $\Delta t \Delta f$ во всем диапазоне существования режима СМ.

Ширина радиочастотного спектра ΔF_{FWHM} режима пассивной СМ составляет 20 kHz (рис. 2, *b*), что сопоставимо с величиной этого параметра в лазерах на КТ [7]. Малая величина ΔF_{FWHM} свидетельствует о низком уровне временного джиттера импульсов в режиме пассивной СМ.

Особенностью исследуемых лазеров с расширенным волноводом с одиночной КЯ в режиме СМ является относительно узкая ширина спектра — около 0.6 nm, в то время как в обычных в лазерах с КЯ или КТ с СМ эта величина больше в несколько раз. Узкая линия генерации свидетельствует о высокой однородности лазерной структуры.

Обычным способом повышения мощности в режиме СМ является увеличение напряжения на секции насыщающегося поглотителя, вследствие чего уменьшается время выноса носителей, увеличивается энергия насыщения и излучаемая мощность. Однако на исследуемых образцах с расширенным волноводом увеличение обратного напряжения приводило к возникновению низкочастотной модуляции излучения режима ПСМ (рис. 3). Частота модуляции увеличивалась с током накачки от 90 до 210 MHz (примерно 2 MHz/mA); ширина импульсов составляла около 2 ns. Увеличение обратного смещения при фиксированном токе накачки увеличивает период следования импульсов.

На осциллограмме (вставка на рис. 3), полученной с помощью фотоприемника с разрешением 8 ps (Newport, D-8ir) и 50 GHz осциллографа (Agilent 83484A), видно, что каждый „длинный“ импульс состоит из нескольких „коротких“. Измерение корреляционной функции показало, что длительность коротких импульсов составляет около 7 ps и их период повторения совпадает с периодом в режиме СМ.

Центральная частота на радиочастотном спектре (рис. 3) $f_{ML} = 12.3 \text{ GHz}$ соответствует частоте СМ, ширина линии 20 kHz, а гармоники отнесены на частоту модуляции f_S . При этом важно, что ширина центральной линии не увеличивается при переходе от „чистой“ ПСМ к „смешанному“ типу. Этот режим может быть использован для генерации частотно-модулированного сигнала в радиодиапазоне,

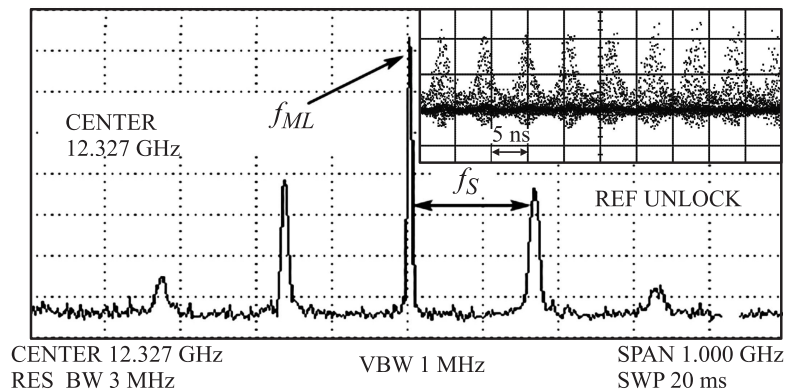


Рис. 3. Радиочастотный спектр смешанного режима излучения лазера при: $I_g = 234$, $V_r = -14$ В, $f_S = 180$ МГц, $f_{ML} \approx 12$ ГГц, на вставке — осциллограмма излучения лазера, соответствующая радиочастотному спектру.

поскольку частотой гармоник можно управлять током накачки или напряжением на секции поглотителя.

Таким образом, в двухсекционных лазерах с одиночной квантовой ямой в расширенном волноводе продемонстрировано улучшение стабильности режима пассивной синхронизации мод. Режим синхронизации мод существует с порога генерации лазера; нестабильностей, связанных с автопульсациями не наблюдается. Эти результаты согласуются с теоретическими представлениями работы [5] о стабильности режима синхронизации мод в структурах с высокой степенью насыщения усиления и большим временем захвата носителей. Структура с глубоким залеганием уровней квантовой ямы обуславливает экситонный характер края поглощения даже при комнатной температуре. Носители в такой структуре локализованы в квантовой яме, и поэтому для заметного сдвига края поглощения необходимо прикладывать значительные обратные смещения по сравнению со структурами с мелкой или узкой ямами. При больших токах накачки и обратном смещении наблюдается режим, при котором излучение в режиме пассивной синхронизации мод модулировано по амплитуде на частотах порядка 100–200 МГц.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 08-02-12149-офи, при финансовой поддержке Правительства Санкт-Петербурга и государственного контракта № 02.740.11.0445.

Список литературы

- [1] *Carpintero G.* et al. // IEEE Photonics Tech. Lett. 2009. V. 21. P. 389–391.
- [2] *Seeds A.J.* // IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics — MWP'04. 2004. P. 16–19.
- [3] *Capua A.* et al. // Opt. Expr. 2007. V. 15. P. 5388–5393.
- [4] *Kefelian F.* et al. // IEEE Photonics Tech. Lett. 2008. V. 20. P. 1405–1407.
- [5] *Avrutin E.A., Portnoi E.L.* // Optical and Quantum Electronics. 2008. V. 40. P. 655–664.
- [6] *Vinokurov D.A.* et al. // Semiconductors. 2005. V. 39. P. 370–373.
- [7] *Gubenko A.* et al. // El. Lett. 2005. V. 41. P. 1124–1125.
- [8] *Bandelow U.* et al. // Optical and Quantum Electronics. 2006. V. 38. P. 495–512.
- [9] *Nikolaev V.V.* et al. // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. P. 205304.
- [10] *Morgan R.* // Devices for Optical Processing, SPIE. 1991. V. 1562. P. 213–227.
- [11] *Bastard G.* et al. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. P. 1974–1979.
- [12] *Park S.H.* et al. // J. Appl. Phys. 1992. V. 72. P. 279–281.