

ЭЛЕКТРОПОГЛОЩЕНИЕ И ЛАЗЕРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ В ДИОДАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ ZnCdSe/ZnSeS

© А.А.Торопов, С.В.Иванов, Х.С.Парк,* Т.В.Шубина, А.В.Лебедев,
С.В.Сорокин, Н.Д.Ильинская, М.В.Максимов, П.С.Копьев

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской Академии Наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
*Институт прогрессивных технологий корпорации «Самсунг Электроникс»,
440-600 Сувон, Республика Корея
(Получена 5 июля 1995 г.)

Исследованы спектральные электрооптические характеристики ZnCdSe/ZnSeS лазерных диодов с относительно широкими квантовыми ямами (12–15 нм). Измеренные при 300 К спектры дифференциального волноводного электропропускания позволили идентифицировать наблюдаемый эффект электрического поля как эффект Келдыша–Франца и определить положения краев поглощения, связанных с тяжелыми и легкими дырками. Проведен сравнительный анализ спектров лазерной генерации для структур, содержащих одну или несколько квантовых ям. В структуре с одиночной квантовой ямой генерация возникает вблизи края поглощения тяжелых дырок, демонстрируя несущественность роли экситонов в процессе оптического усиления. Дополнительное поглощение в неоднородно наложенных слоях активной области лазера с несколькими квантовыми ямами обуславливает большие пороги и меньшую внешнюю квантовую эффективность генерации.

1. Введение

Напряженные квантово-размерные гетероструктуры в системе (Zn,Cd)(Se,S) представляются на сегодняшний день наиболее перспективными для оптоэлектронных применений в сине-зеленой области спектра. Демонстрация импульсной генерации при 77 К в лазерном диоде с квантовыми ямами ZnCdSe/ZnSe [1] инициировала ряд исследований, приведших к созданию сине-зеленых инжекционных лазеров, способных стабильно работать при комнатной температуре при импульсной накачке и ограниченное время (несколько минут) в режиме непрерывной генерации [2–5]. Успех в этой области во многом связан с развитием технологии молекулярно-пучковой эпитаксии материалов $A^{II}B^{VI}$, позволяющей выращивать качественные гетероструктуры с уровнями *n*- и *p*-легирования в диапазоне $10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Важным шагом на пути к лазерной генерации при комнатной температуре явилась разработка квази-омического контакта к *p*-ZnSe, использующего градиентный слой Zn(Se,Te) [6] или сверхрешетку ZnSe/ZnTe с переменным

шагом [5], а также использование в качестве широкозонных эмиттеров тройных и четверных соединений $ZnSeS$ и $ZnMgSeS$, сопряженных по параметру кристаллической решетки с подложкой $GaAs$.

Кроме технологических проблем выращивания бездефектных материалов и качественных контактных слоев существует принципиальный фактор, определяющий существенно большие пороговые плотности тока для $A^{II}B^{VI}$ квантово-размерных лазеров по сравнению с аналогичными приборами с квантовыми ямами $GaAs$. Согласно оценкам, оптическое усиление в квантовой яме $ZnCdSe$, обусловленное обычным механизмом вырожденной электронно-дырочной плазмы, оказывается в несколько раз меньше, чем в квантовой яме $GaAs$ при аналогичных условиях накачки [7]. В работах Динга с соавторами [8-9] было высказано предположение, что оптическое усиление в квантовых ямах $ZnCdSe$ в большей степени определяется рекомбинацией локализованных экситонных состояний, чем электронно-дырочной плазмы. Участие экситонов в механизме оптического усиления было подтверждено в экспериментах по оптическому возбуждению лазерной генерации [10] при низких температурах. Однако вопрос о роли экситонных состояний в процессе лазерной генерации при инжекционной накачке в настоящее время остается открытым. С одной стороны, экспериментально продемонстрировано наличие особенности в спектре усиления-поглощения, соответствующей экситону стяжелой дыркой, при инжекционной накачке вблизи порога генерации $ZnCdSe/ZnSeS/ZnMgSeS$ квантово-размерного лазера при 300 К [11]. При этом генерация спектрально возникала на 60 мэВ ниже пика экситонного поглощения. С другой стороны, ватт-амперные характеристики аналогичных лазеров хорошо описываются в рамках модели электронно-дырочной плазмы, показывая несущественность роли экситонных состояний в формировании оптического усиления при инжекционной накачке при 300 К [4,12].

В настоящей работе исследовались спектральные характеристики $ZnCdSe/ZnSeS$ лазерных диодов с относительно широкими квантовыми ямами (12-15 нм), полученных методом молекулярно-пучковой эпитаксии, при 77 и 300 К в условиях импульсного возбуждения. Спектральное исследование волноводного поглощения и электропоглощения позволило выяснить детали зонной диаграммы исследованных структур и сделать вывод о доминировании механизма вырожденной электронно-дырочной плазмы в оптическом усилении широких квантово-размерных слоев. Проведен сравнительный анализ характеристик лазеров с одиночной и несколькими квантовыми ямами. Показано, что для исследованного диапазона толщин $ZnCdSe/ZnSe(S)$ квантовых ям конструкция лазера с одиночной квантовой ямой оказывается предпочтительной, обеспечивая меньшие пороговые плотности тока и большую дифференциальную квантовую эффективность.

2. Экспериментальные образцы и методики измерений

Исследованные гетероструктуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках $GaAs n^+(001)$. В качестве источников молекулярных пучков использовались элементарные Zn , Se , Cd , Te , а также соединение ZnS , как источник серы. Основные параметры двух описываемых структур приведены на рис. 1. В даль-

#A

#B

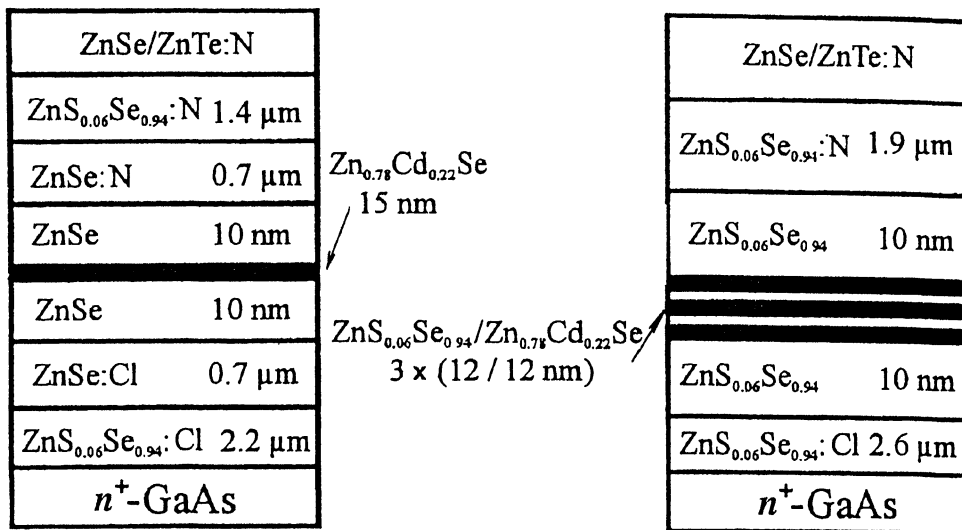


Рис. 1. Схематичное изображение структур #A и #B.

нейшем изложении мы для краткости будем обозначать структуры как #A и #B. Образцы представляли из себя $p-i-n$ -диоды n -областью, легированной хлором, и p -областью, легированной азотом. Квази-омический контакт к p -слою включал градиентную сверхрешетку ZnSe/ZnTe с перемешным шагом и контактный слой Pd-Au. Для волноводных и лазерных измерений методом фотолитографии использованием полиамида в качестве фоточувствительного диэлектрика были сформированы полосковые контакты шириной 20 мкм.

Для исследования оптических волноводных свойств образцов при комнатной температуре использовалась методика, описанная в работах [13–14]. TE или TM волноводные моды возбуждались селективно прямой фокусирующей монохроматического поляризованного света в сколотую грань плоского волновода. Свет, прошедший через волновод, собирался микроскопом и регистрировался фотоумножителем. В результате измерялись спектры волноводного пропускания при различных напряжениях на образце, а также спектры дифференциального электропропускания.

При исследовании спектральных характеристик лазерной генерации использовался режим возбуждения короткими импульсами ток (~ 15 нс), что позволило избежать эффектов, связанных с нагревом структуры. Отсутствие пикового режима генерации, характерного для возбуждения короткими импульсами, определялось наблюдением формы импульса генерации с помощью германиевого лавинного фотодиода и стробоскопического осциллографа. Излучение лазера, диспергированное монохроматором, регистрировалось фотоумножителем и стробоскопическим преобразователем В9-5. Ватт-амперные характеристики лазерных диодов измерялись на частоте 100 Гц с помощью германиевого фотодиода, калиброванного по длинам волн.

3. Волноводные свойства и зонаная структура лазерных диодов

С оптической точки зрения образцы #A и #B отличаются друг от друга модовым составом и константами прохождения волноводных мод. Для выяснения волноводных характеристик мы численно решали волновое уравнение для комплексных значений диэлектрических проницаемостей и констант распространения волноводных мод [15]. При расчете волноводных свойств для длины волны лазерной генерации при 300 К использовались значения показателя преломления 2.72, 2.70, 2.88 и 4.20 для слоев ZnSe, ZnS_{0.06}Se_{0.94}, Zn_{0.78}Cd_{0.22}Se и GaAs соответственно. Все исследуемые структуры представляют из себя многомодовые волноводы с утечками. В образце #B волноводное ограничение основной моды осуществляется за счет концентрации света в слоях ZnCdSe активной области с показателем преломления большим чем в ограничивающих слоях ZnSSe. В структуре #A дополнительное оптическое ограничение осуществляется в результате введения расширенной волноводной области из селенида цинка, окруженной слоями ZnSSe с меньшим показателем преломления. Однако из-за малости разности показателей преломления слоев ZnSe и ZnS_{0.06}Se_{0.94} ($\delta n \sim 0.02$) [16], выигрыш в оптическом ограничении за счет введения расширенной области оказывается не очень большим. В качестве сравнительного параметра удобно использовать фактор оптического ограничения Γ , определяемый как доля оптической мощности волноводной моды, приходящейся на слои активной области. Вблизи края поглощения основной TE моды, ответственной за лазерную генерацию, величина Γ принимает значения 0.022 и 0.03 для структур #A и #B соответственно. Таким образом, введение расширенной волноводной области в какой-то степени компенсирует уменьшение толщины активной области в структуре #A по сравнению с #B (одна квантовая яма вместо трех).

Прямая фокусировка света на торец многомодового волновода приводит, как правило, к возбуждению нескольких волноводных мод в плохо контролируемой пропорции. Моды с большими индексами при прохождении через волновод испытывают большее затухание за счет радиационных утечек в подложку GaAs, обладающую наибольшим показателем преломления. Например, для структуры #B коэффициенты затухания первых пяти TE мод (рассчитанные для длины волны, соответствующей лазерной генерации при 300 К, без учета поглощения света в активной области) имеют следующие значения в порядке возрастания индекса моды: 0.46, 11.9, 42.2, 51.1 и 122.6 см⁻¹. Разница в коэффициентах затухания приводит к селекции нижних мод при прохождении света через волновод с достаточной длиной. Однако, для длин образцов 100–200 мкм, при условии равномерного возбуждения мод, по крайней мере 3–4 нижних моды дают заметный вклад в интенсивность сигнала на выходе и должны учитываться при интерпретации спектров волноводного пропускания.

Наиболее важная информация о спектре коэффициента поглощения активной области связана с прохождением основных TE и TM мод, обладающих наибольшим фактором оптического ограничения по сравнению с модами более высоких порядков. Спектральный вклад последних определяется дисперсионными свойствами всего волновода. Измеренные спектры волноводного пропускания для TE и TM поляризаций при разных напряжениях приведены на рис. 2 и 3 соответственно для

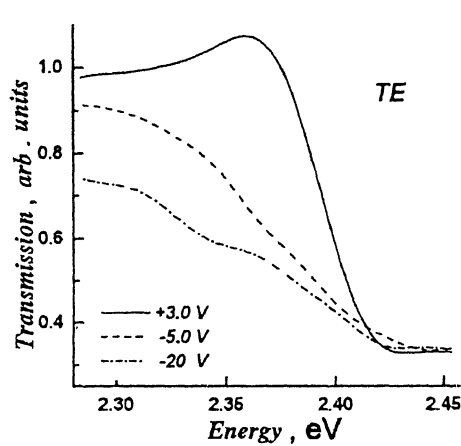


Рис. 2. Спектры волноводного пропускания, измеренные для *TE* поляризации в образце структуры #A длиной 100 мкм.

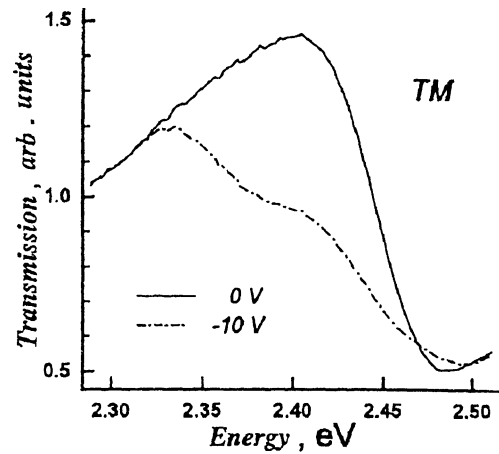


Рис. 3. Спектры волноводного пропускания, измеренные для *TM* поляризации в образце структуры #A длиной 100 мкм.

образца структуры #A длиной 100 мкм. Спектры дают качественное представление о наличии двух краев поглощения, причем поглощение в области более длинноволнового края связано с прохождением *TE* мод и отсутствует в спектрах пропускания *TM* мод. Такая поляризационная зависимость позволяет связать наблюдаемые края поглощения с межзонными переходами с участием состояний тяжелых дырок (*TE* поляризация) и легких дырок (*TM* поляризация). Видимый эффект электрического поля заключается в существенном увеличении поглощения в области прозрачности квантовой ямы. Характерно также отсутствие при температуре 300 К сколько-нибудь заметного вклада в краевое поглощение экситонных состояний, что, видимо, определяется трехмерным характером экситонов в широкой (15 нм) квантовой яме и сильным экситон-фононным взаимодействием [17].

Более полную информацию о структуре зон исследуемых структур можно получить, используя спектры дифференциального волноводного электропропускания. При этом на образец подается суперпозиция постоянного напряжения U_0 , определяющего рабочую точку, и переменного модулирующего напряжения U_m , а оптический сигнал на выходе образца детектируется синхронно с частотой модулирующего напряжения. Подобные дифференциальные спектры содержат информацию об изменении поглощения в пределах активной области, позволяя абстрагироваться от вклада мод с более высокими индексами, преимущественно сконцентрированными в ограничивающих барьерных слоях. На рис. 4 и 5 представлены дифференциальные спектры, измеренные в образце типа #A для разных поляризаций и напряжений U_0 . Доступный диапазон напряжений для этой структуры ограничен областью от ~ 3 В прямого смещения, что соответствует началу инжекции носителей, и электролюминесценции до ~ 25 В обратного смещения. Спектры на рис. 4, 5 демонстрируют рост поглощения при увеличении поля в области энергий ниже края поглощения и появление осцилляций при больших энергиях, причем подобное поведение характерно для переходов, связанных как с тяжелыми, так и с легкими дырка-

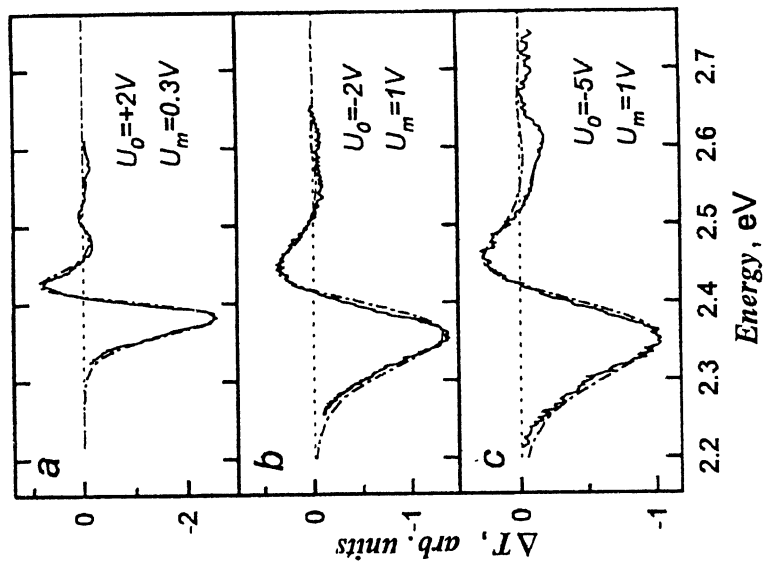


Рис. 4. Спектры дифференциального волнового электропропускания TE мод для образца структуры #А длиной 100 мкм. Сплошными линиями показаны экспериментальные спектры, штрихпунктирные линии демонстрируют результаты численной подгонки.

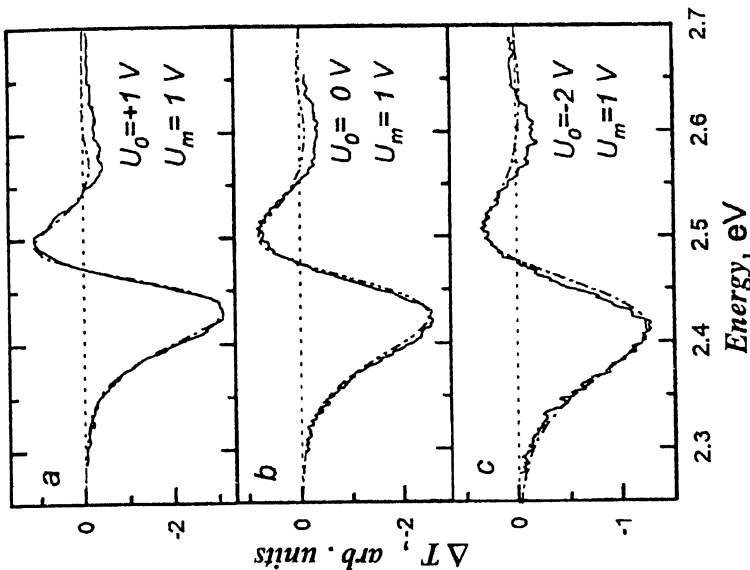


Рис. 5. Спектры дифференциального волнового электропропускания TM мод для образца структуры #А длиной 100 мкм. Сплошными линиями показаны экспериментальные спектры, штрихпунктирные линии демонстрируют результаты численной подгонки.

ми. По внешним проявлениям наблюдаемый эффект электрического поля скорее соответствует эффекту Келдыша-Франца, чем квантово-размерному эффекту Штарка, заключающемуся в штарковском сдвиге уровней размерного квантования [18]. Возможность наблюдения эффекта типа Келдыша-Франца в квантовых ямах была предсказана Миллером с соавт. [19], которые аналитически описали переход от квантово-размерного эффекта Штарка к эффекту Келдыша-Франца в пределе широких ям или больших электрических полей. Штрихпунктирные линии на рис. 4, 5 демонстрируют подгонку экспериментальных спектров, выполненную с учетом эффекта Келдыша-Франца. При этом для моделирования спектра коэффициента поглощения α_{QW} (или мнимой части диэлектрической восприимчивости χ_{QW}), определяемого межзонными переходами с участием состояний тяжелых или легких дырок в квантовой яме, использовалось выражение [20]

$$\text{Im}(\chi_{QW}) = C \frac{eF}{E_0} \left[\frac{E - E_g}{E_0} \left| \text{Ai} \left(- \frac{E - E_g}{E_0} \right) \right|^2 + \left| \text{Ai} \left(- \frac{E - E_g}{E_0} \right) \right|^2 \right], \quad (1)$$

где

$$E_0 = (eF)^{2/3} (\hbar^2 / 2m)^{1/3} \quad (2)$$

и

$$C = \frac{|p_{cv}|^2 e^2 m}{m_0^2 E^2}. \quad (3)$$

В выражениях (1)–(3) E обозначает энергию кванта, E_g — величину запрещенной зоны, F — электрическое поле, перпендикулярное слоям структуры, m — приведенную массу электрона и тяжелой (легкой) дырки, e и m_0 — элементарный заряд и массу свободного электрона соответственно. Матричный элемент межзонного перехода p_{cv} предполагается независимым от энергии. Зависимость электрического поля от напряжения на структуре определялась интегрированием уравнения Пуассона в предположении отсутствия дополнительных барьеров из-за возможной неомичности контактных слоев. Величина C использовалась в качестве параметра подгонки, независимого от энергии, так как вариации энергии кванта E малы по сравнению с E_g . Спектры дифференциального пропускания $\Delta T(E)$ рассчитывались с учетом вклада только одной основной моды, коэффициент затухания которой определялся как $\Gamma \cdot \alpha_{QW}(E)$. В качестве Γ использовалось значение фактора оптического ограничения основной моды вблизи края поглощения. Таким образом, мы пренебрегли слабой спектральной зависимостью фактора оптического ограничения, обусловленного в основном дисперсией показателей преломления слоев. Как показывают оценок, такой подход полностью оправдан для структуры #A и приводит к небольшой погрешности ~ 2 –5% для структуры #B. При подгонке особое внимание уделялось положению нулей дифференциального сигнала, так как положение первого (наиболее длинноволнового) нуля фактически не зависит от поля и определяется величиной E_g , а положение более коротковолновых нулей однозначно определяется величиной электрического поля.

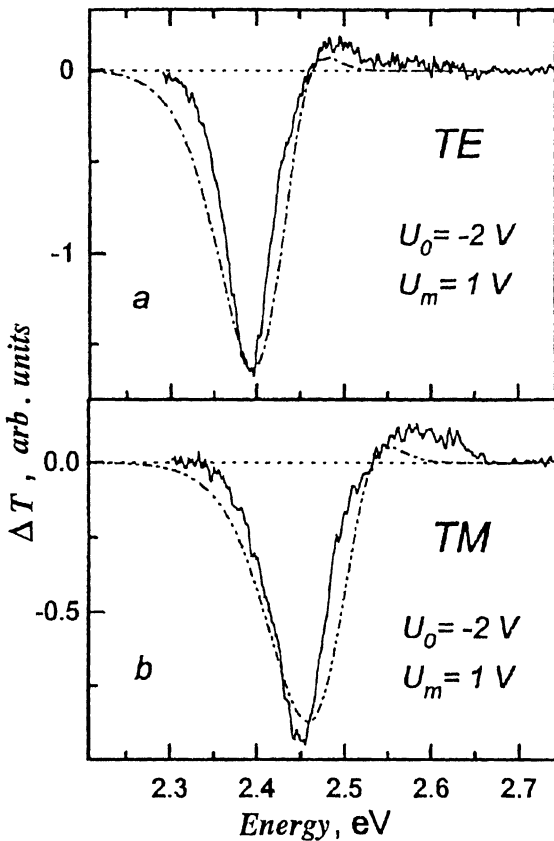


Рис. 6. Спектры дифференциального волноводного электропропускания TE мод (а) и TM мод (б) для образца структуры #В длиной 80 мкм.

Как видно из рис. 4,5, описанная модель обеспечивает хорошую подгонку экспериментальных спектров в диапазоне энергий 2.2–2.5 эВ, позволяя идентифицировать наблюдаемый эффект поля как квантово-размерный эффект Келдыша–Франца [19]. Вблизи энергии 2.6 эВ в экспериментальных спектрах наблюдается дополнительный пик, определяемый эффектом Келдыша–Франца в материале барьерных слоев. Хорошее совпадение в широком диапазоне полей экспериментальных и рассчитанных спектров подтверждает близость контактных слоев к омичным, а также несущественность экситонных эффектов в широких квантовых ямах при комнатной температуре. Образцы структуры #В демонстрируют в основных чертах аналогичный электрооптический эффект. Однако качество подгонки, проведенной с использованием выражения (1), оказывается заметно хуже, чем для структуры #А (см. рис. 6). Мы связываем этот факт с двумя возможными причинами. Во-первых, меньшие толщины квантовых ям (12 нм в структуре #В вместо 15 нм в структуре #А) и более высокие барьеры отодвигают область действия эффекта Келдыша–Франца в сторону больших полей. Кроме того, активная область структуры #В представляет си-

стему связанных квантовых ям (по крайней мере для верхних электронных и дырочных состояний), спектр состояний которой отличается от спектра изолированной одиночной квантовой ямы. Как и в случае структуры #A, положение первого длинноволнового нуля дифференциального спектра в широком диапазоне полей не зависит от величины электрического поля, что является характерной чертой эффекта Келдыша-Франца. Можно ожидать, что и для структуры #B положение длинноволнового нуля определяется в основном величиной E_g .

Проведенная подгонка позволяет оценить величины запрещенных зон для краев поглощения в спектрах TE и TM мод и, таким образом, определить расщепление зон тяжелых и легких дырок $\Delta E_{g,l-h}$. Так как разница энергий размерного квантования тяжелых и легких дырок в широких ямах мала (единицы мэВ), величина $\Delta E_{g,l-h}$ определяет расщепление, обусловленное действием одноосного напряжения в квантово-размерном слое. Измеренные для структур #A и #B значения $\Delta E_{g,l-h}^{\#A} = 64$ мэВ и $\Delta E_{g,l-h}^{\#B} = 75$ мэВ хорошо согласуются со значениями $\Delta E_{g,l-h}^{\#A} = 61$ мэВ и $\Delta E_{g,l-h}^{\#B} = 72$ мэВ, рассчитанными по модели Ван де Валле [21] для псевдоморфного слоя $Zn_{0.78}Cd_{0.22}Se$ в ненапряженном толстом слое $ZnSe$ в структуре #A и для псевдоморфных слоев $Zn_{0.78}Cd_{0.22}Se$ в ненапряженном толстом слое $ZnS_{0.06}Se_{0.94}$ в структуре #B. Наличие существенных напряжений в слоях Квантовых ям показывает, что соответствующие толщины оказываются меньше критических [22] и активные области в структурах #A и #B образованы псевдоморфными слоями. Разница между структурами #A и #B заключается в том, что барьерные слои $ZnSeS$ в структуре #B фактически изорешеточны с подложкой $GaAs$ и напряженными являются только слои $ZnCdSe$ активной области. Структура #A содержит неизорешеточные с $GaAs$ слои $ZnSe$ с толщиной, превосходящей критическую, что приводит к релаксации напряжений в расширенной волноводной области за счет образования дефектов и дислокаций.

4. Спектральные и мощностные характеристики лазерной генерации

Исследованные структуры демонстрируют лазерную генерацию при импульсной инжекционной накачке как при 77 К, так и при комнатной температуре. В импульсном режиме лазеры работают без существенной деградации часами при 77 К и десятками минут при 300 К. На рис. 7 и 8 демонстрируются характерные спектры электролюминесценции и лазерной генерации структур #A и #B при 300 К. Штрихпунктирной линией показан спектр пропускания TE мод, измеренный при минимально достижимых электрических полях, т.е. при максимальных прямых смещениях диода, еще позволяющих пренебречь инжекцией носителей и электролюминесценцией. Излучение имеет поляризацию TE моды и, очевидно, связано с краем поглощения тяжелых дырок в квантовой яме. Положение края E_{be} , вычисленное как сумма ширины запрещенной зоны (величина E_g определена из подгонки спектров электропропускания) и энергий квантования нижних уровней электронов и тяжелых дырок, показано на рис. 7–8 стрелками. В структуре #A (рис. 7) положение линии генерации фактически совпадает с краем поглощения. Этот факт позволяет сделать заключение о

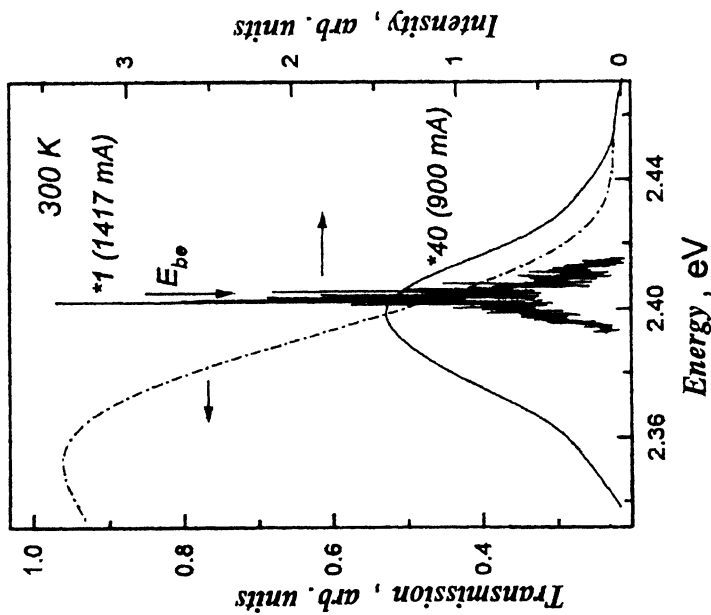


Рис. 7. Спектры электролюминесценции и лазерной генерации образца типа #А длиной 800 мкм при 300 К. Штрихпунктирной линией показан спектр пропускания ТЕ мод в образце длиной 100 мкм.

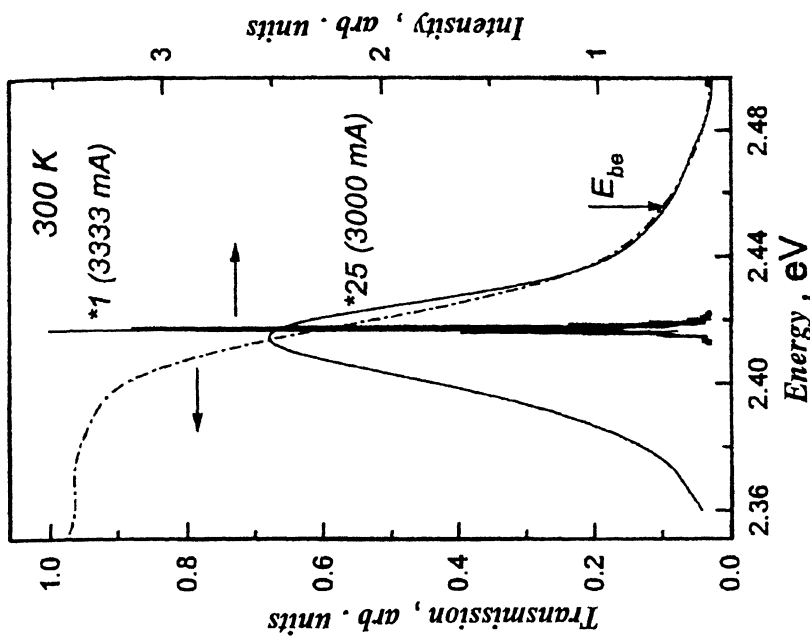


Рис. 8. Спектры электролюминесценции и лазерной генерации образца типа #В длиной 800 мкм при 300 К. Штрихпунктирной линией показан спектр пропускания ТЕ мод в образце длиной 80 мкм.

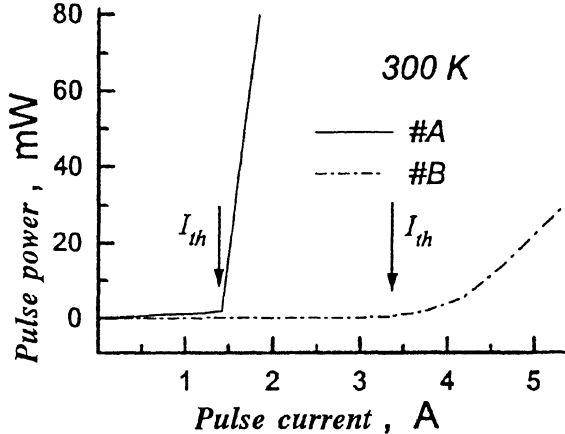


Рис. 9. Ватт-амперные характеристики, измеренные при 300 К в лазерах длиной 800 мкм.

несущественной роли экситонных состояний в механизме оптического усиления, а также говорит в пользу преимущественно однородного характера уширения края поглощения при комнатной температуре. На спектрах структуры #B (см. рис. 8) линия генерации располагается на ~ 35 мэВ ниже края поглощения, оцененного из спектров дифференциального электропропускания. Такая разница в спектральных характеристиках двух структур в какой-то степени может быть объяснена наличием следов экситонного поглощения в структуре #B с более узкими квантовыми ямами. Альтернативное объяснение, представляющееся более вероятным, заключается в неоднородности инжекционной накачки по разным ямам структуры #B. В этом случае поглощение в относительно слабо накаченных ямах может приводить к спектральному сдвигу линий электролюминесценции и генерации в сторону меньших энергий.

Неоднородность усиления в структуре #B подтверждается также ватт-амперными характеристиками, приведенными на рис. 9 (300 К) и рис. 10 (77 К). Стрелками на рисунках показаны пороги генерации,

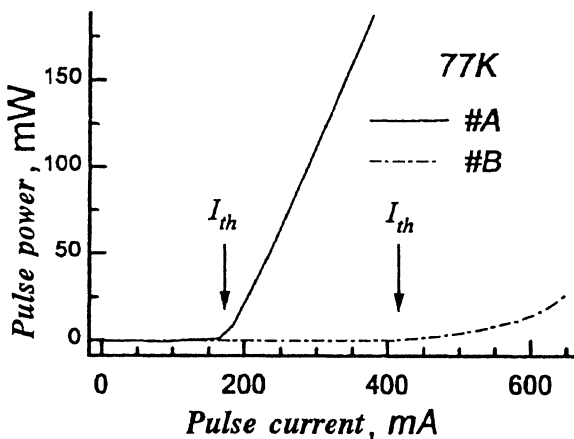


Рис. 10. Ватт-амперные характеристики, измеренные при 77 К в лазерах длиной 800 мкм.

соответствующие спектральному сужению линии электролюминесценции и появлению характерной узкой диаграммы направленности дальнего поля излучения лазеров. Как при 77 К, так и при комнатной температуре лазеры структуры #А демонстрируют заметно меньший пороговый ток и большую внешнюю дифференциальную квантовую эффективность. При превышении порога ватт-амперная характеристика лазеров #А является линейной в широком диапазоне токов накачки, тогда как характеристика лазеров #В демонстрирует суперлинейный рост мощности при увеличении тока. Такая нелинейная зависимость свидетельствует о наличии насыщаемых потерь и также может быть связана с неоднородной накачкой разных ям. Оценки, проведенные по модели Дутта [23], показывают, что для структуры #В основным механизмом накачки некрайних ям является надбарьерный дрейф носителей. При температуре 77 К инжекционная накачка ям оценивается как существенно неоднородная по разным ямам. При 300 К реализуется промежуточный случай, требующий более аккуратного теоретического анализа процессов транспорта электронов и дырок в исследуемой структуре. Однако наблюдаемое на рис. 9, 10 улучшение линейности ватт-амперной характеристики при более высоких температурах свидетельствует о заметном вкладе эффекта неоднородности инжекционной накачки в общую картину лазерной генерации структур с несколькими квантовыми ямами.

5. Заключение

Мы исследовали электрооптические характеристики лазерных диодов с относительно широкими квантовыми ямами состава $Zn_{0.78}Cd_{0.22}Se$. Спектральные исследования волноводного пропускания и дифференциального электропропускания показывают несущественность экситонных эффектов в подобных гетероструктурах при 300 К. Наблюдаемый эффект электрического поля удовлетворительно описывается как эффект Келдыша-Франца, позволяя определить величину запрещенной зоны, связанной с краями поглощения тяжелых и легких дырок. Экспериментально определенная энергия расщепления тяжелых и легких дырок хорошо согласуется с моделью напряженных псевдоморфных слоев.

Проведен сравнительный анализ спектральных и мощностных характеристик лазерной генерации в структурах с различной активной областью: включающей одиночную квантовую яму или три квантовые ямы. В гетероструктуре с одиночной квантовой ямой генерация спектрально возникает вблизи края поглощения тяжелой дырки, подтверждая несущественность роли экситонных состояний в процессе оптического усиления, а также однородный характер уширения края поглощения. В трехъямной структуре линия генерации отстоит от края поглощения на 30–40 мэВ. Мы связываем различия в спектральных характеристиках двух структур с наличием дополнительного поглощения в неоднородно накаченных слоях активной области трехъямной структуры. В пользу такой интерпретации говорит также суперлинейный характер ватт-амперной зависимости, свидетельствующий о наличии насыщаемого поглощения. Несмотря на большой фактор оптического ограничения, лазер с несколькими квантовыми ямами демонстрирует большие пороги и меньшую внешнюю квантовую эффективность.

Данная работа частично поддерживалась Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 95-02-04056-а, корпорацией Samsung Electronics Co. Ltd, а также Международным научным фондом, грант № R5V300.

Список литературы

- [1] M.A. Haase, J. Qiu, J.M. Depuydt, H. Cheng. Appl. Phys. Lett., **59**, 1273 (1991).
- [2] D.C. Grillo, Y. Fan, J. Han, L. He, R.L. Gunshor, A. Salokatve, M. Hagerott, H. Jeon, A.V. Nurmikko, G.C. Hua, N. Otsuka. Appl. Phys. Lett., **63**, 2723 (1993).
- [3] T. Ohata, S. Itoh, N. Nakayama, S. Matsumoto, K. Nakano, M. Ozawa, H. Okuyama, S. Tomiya, M. Ikeda, A. Ishibashi. *International Workshop: ZnSe-Based Blue-Green Laser Structures*, Würzburg, Sep. 18–23, 1994.
- [4] J.M. DePuydt, M.A. Haase, S. Guha, J. Qiu, H. Cheng, B.J. Wu, G.E. Huffler, G. Meis-Haugen, M.S. Hagedorn, P.F. Baude. J. Cryst. Growth, **138**, 667 (1994).
- [5] A. Ishibashi, Y. Mori. J. Cryst. Growth, **138**, 677 (1994).
- [6] Y. Fan, J. Han, L. He, J. Saraie, R.L. Gunshor, M. Hagerott, H. Jeon, V. Nurmikko, G.C. Hua, N. Otsuka. Appl. Phys. Lett., **61** (1992).
- [7] D. Ahn, T.K. Yoo, H.Y. Lee. Appl. Phys. Lett., **59**, 2669 (1991).
- [8] J. Ding, H. Jeon, T. Ishihara, M. Hagerott, A.V. Nurmikko, H. Luo, M. Samarth, J. Furdyna. Phys. Rev. Lett., **69**, 1707 (1992).
- [9] J. Ding, M. Hagerrot, T. Ishihara, H. Jeon, A.V. Nurmikko. Phys. Rev. B, **47**, 10528 (1993).
- [10] Y. Kawakami, I. Hauksson, J. Simpson, H. Stewart, I. Galbraith, K.A. Prior, B.C. Cavenett. J. Cryst. Growth, **138**, 759 (1994).
- [11] J. Ding, M. Hagerott, A. Salokatve, H. Jeon, A. Nurmikko, D.C. Grillo, J. Han, H. Li, R.L. Gunshor. Phys. Rev. B, **50**, 5787 (1994).
- [12] P.M. Mész. J. Cryst. Growth, **138**, 697 (1994).
- [13] S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev, T.V. Shubina, A.A. Toropov. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, 357 (1993).
- [14] Zh.I. Alferov, S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev, A.V. Lebedev, N.N. Ledentsov, M.V. Maximov, I.V. Sedova, T.V. Shubina, A.A. Toropov. *Superlat. Microstruct.*, **15**, 65 (1994).
- [15] D.B. Hall, C. Yeh. J. Appl. Phys., **44**, 2271 (1973).
- [16] S. Ozaki, S. Adachi. J. Appl. Phys., **75**, 7470 (1994).
- [17] N.T. Pelekanos, J. Ding, M. Hagerott, A.V. Nurmikko, H. Luo, N. Samarth, J.K. Furdyna. Phys. Rev. B, **45**, 6037 (1992).
- [18] D.A.B. Miller, D.S. Chemla, T.C. Damen, A.C. Gossard, W. Wiegmann, T.H. Wood, C.A. Burrus. *Phys. Rev. B*, **32**, 1043 (1985).
- [19] D.A.B. Miller, D.S. Chemla, S. Schmitt-Rink. *Phys. Rev. B*, **33**, 6976 (1986).
- [20] K. Tharmalingam. *Phys. Rev.*, **130**, 2204 (1963).
- [21] C.G. Van de Walle. *Phys. Rev. B*, **39**, 1871 (1989).
- [22] Y. Wu, K. Ichino, Y. Kawakami, S. Fujita, S. Fujita. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **31**, 1737 (1992).
- [23] N.K. Dutta. *IEEE J. Quant. Electron.*, **19**, 794 (1983).

Редактор В.В. Чалдышев

Electroabsorption and laser generation in ZnCdSe/ZnSeS quantum well diodes

A.A.Toropov, S.V.Ivanov, H.S.Park, T.V.Shubina, A.V.Lebedev,
S.V.Sorokin, N.D.Il'inskaia, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev*

A.F.Ioffe Physico-Technical Institute of RAS, 194021 St. Petersburg, Russia

*Samsung Advanced Institute of Technology, Suwon, 440-600, Republic of Korea

Spectral electrooptical properties have been studied in ZnCdSe/ZnSeS laser diodes with relatively wide quantum wells (12–15 nm). The spectra of waveguide differential electrotransmission, measured at 300 K, enabled identification of the observed electrooptical effect as the Keldish–Franz effect and determination of the heavy hole and light hole band edges. The spectra of laser generation have been compared in single-quantum-well and multiple-quantum-well structures. The 300 K laser generation in the single-quantum-well laser emerges just near the heavy hole band edge, showing negligible role of excitons in the optical gain mechanism. Additional absorption in inhomogeneously pumped quantum wells leads to higher thresholds and less external quantum efficiency in the multiple-quantum-well lasers.
