

Экситонный волновод и лазерная генерация в структурах со сверхтонкими GaAs квантовыми ямами и InAs субмонослойными внедрениями в AlGaAs-матрице

© А.Ф. Цацульников, Б.В. Воловик, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, А.Ю. Егоров, А.Р. Ковш, В.М. Устинов, А.Е. Жуков, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, И.Э. Козин*, М.В. Белоусов*, Д. Бимберг⁺

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

* Институт физики, Санкт-Петербургский государственный университет, 198904 Санкт-Петербург, Россия

⁺ Institute für Festkörperphysik, Technische Universität Berlin, D-10623 Berlin, Germany

(Получена 8 сентября 1998 г. Принята к печати 15 сентября 1998 г.)

Были проведены исследования оптических свойств структур с островками InAs и узкими квантовыми ямами GaAs в AlGaAs-матрице. Формирование островков InAs производилось путем осаждения слоя InAs с эффективной толщиной менее одного монослоя. Показано возникновение эффекта экситонного волновода и появление генерации при оптической накачке в красной области спектра в структурах без внешнего оптического ограничения слоями с меньшим показателем преломления.

Значительный прогресс в получении и исследовании свойств квантовых точек (КТ) в последнее время связан с широким развитием метода формирования таких объектов с помощью эффекта спонтанной трансформации тонкого напряженного слоя, осажденного на поверхность материала с отличающейся постоянной решетки [1–4]. При осаждении тонких субмонослойных (с эффективной толщиной ~ 0.5 монослоя (МС)) покрытий из InAs на поверхность GaAs образуется массив островков высотой 1 МС, имеющих вытянутую форму (шириной $\sim 40 \text{ \AA}$ и длиной $\sim 200 \text{ \AA}$) [5]. Такие структуры обладают уникальными оптическими свойствами: значительным увеличением энергии связи экситона вследствие латерального квантования [6], высокой эффективностью фотолюминесценции (ФЛ) и большой силой осциллятора экситона даже при сверхмалых эффективных толщинах слоя InAs [7]. Большая сила осциллятора приводит к возникновению выраженных пиков экситонного поглощения. В соответствии с соотношениями Крамерса–Кронига это вызывает модуляцию показателя преломления вблизи энергии экситонного поглощения. Если пик ФЛ находится на длинноволновом краю линии поглощения (в области низкого самопоглощения) и, с другой стороны, в области резкого возрастания коэффициента преломления, то это приводит к возможности реализации волноводного эффекта без использования внешних волноводных слоев. Использование субмонослойных осадений в системе CdSe/ZnMgSSe позволило получить лазерную генерацию в структурах без внешнего оптического ограничения [8,9].

В представленной работе мы применили концепцию субмонослойных покрытий для системы InAs/AlGaAs. Цель данных исследований — изучение возможности создания светоизлучающих приборов на основе экситонного волноводного эффекта, работающих в красной области спектра. Применение данной концепции позволит

добиться максимального смещения длины волны генерации в коротковолновую сторону и улучшить свойства инжекционных лазеров. Мы показываем возникновение лазерной генерации при оптической накачке без внешнего оптического ограничения при низких плотностях возбуждения.

Образцы выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на полуизолирующей подложке GaAs (100) в установке RIBER 32P с твердотельным

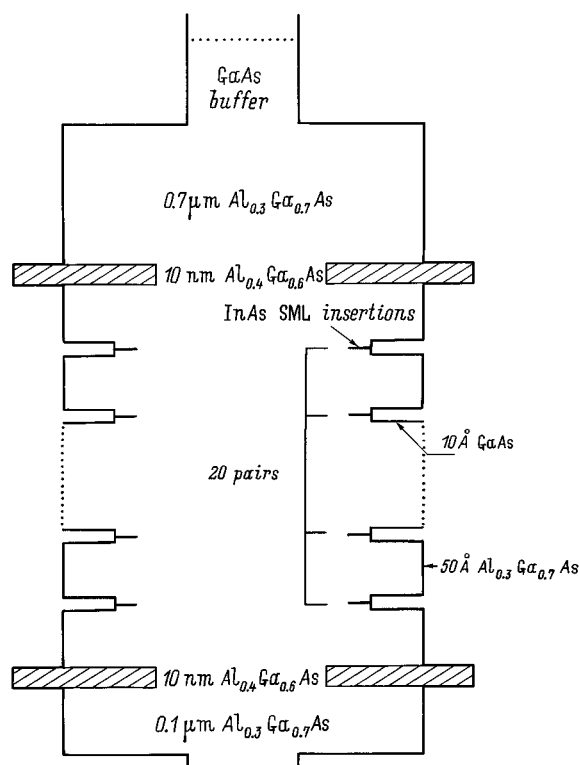


Рис. 1. Схематическое изображение исследованных структур.

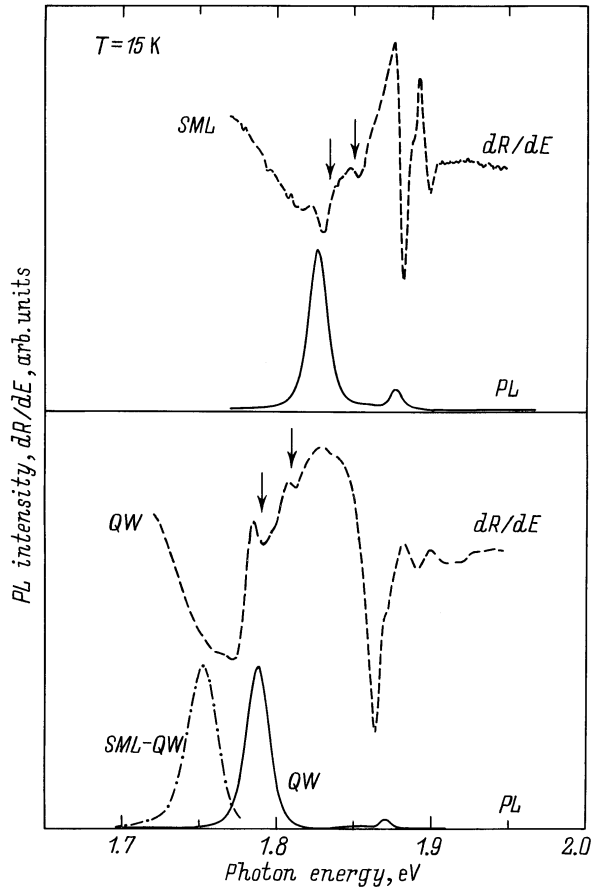


Рис. 2. Спектры ФЛ и отражения исследованных образцов.

источником As. Рост проводился в стандартных для МПЭ условиях обогащения As. На рис. 1 показано схематическое изображение исследованных структур. Тонкие 100 Å слои $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ введены для обеспечения электронного ограничения носителей. Были исследованы как образцы с квантовыми ямами (КЯ) без субмонослойных внедрений (образцы QW), так и с внедрениями InAs с эффективной толщиной 0.5 монослоя, осаждавшимся в центр каждой GaAs (образцы SML-QW). Также были изучены оптические свойства образца, в котором отсутствовали GaAs КЯ и субмонослои осаждались непосредственно в $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ -матрицу (образцы SML). Температура роста структуры составляла 600°C, а при росте активной области температура понижалась до 485°C с целью избежать сегрегации и переиспарения атомов In с поверхности.

ФЛ возбуждалась либо Ar^+ -лазером с плотностью накачки $\sim 300 \text{ Вт/см}^2$, либо импульсным N_2 -лазером с плотностью возбуждения 100 кВт/см^2 , либо лампой накаливания с плотностью возбуждения $\sim 1 \text{ мВт/см}^2$, свет которой пропускаться через монохроматор. Регистрация ФЛ осуществлялась с помощью охлаждаемого фотоэлектронного умножителя. Исследования ФЛ проводились в гелиевом температурном криостате замкнутого цикла.

На рис. 2 показаны спектры ФЛ и отражения исследованных образцов. В спектрах отражения наблюдаются две особенности. Теоретические оценки для структуры с GaAs КЯ показывают, что эти особенности соответствуют переходам электрон-тяжелая дырка и электрон-легкая дырка соответственно [10]. Для образцов, содержащих субмонослои InAs, подобные оценки не проводились, поскольку свойства InAs КТ сильно зависят от условий выращивания (температуры, остановок роста и т.п.). Отметим, что осаждение InAs в середину GaAs КЯ приводит к смещению линии ФЛ на $\sim 35 \text{ мэВ}$ в сторону меньших энергий фотонов. Для всех исследованных структур наблюдается длинноволновый сдвиг линии ФЛ относительно соответствующих особенностей в спектрах отражения. Это связано с тем, что рекомбинация происходит из локализованных состояний, обусловленных флуктуациями либо ширины КЯ (для образца QW), либо размера InAs КТ (для структур SML и SML-QW). В спектре ФЛ для структуры SML-QW при слабой интенсивности возбуждения появляется длинноволновая линия QD2 (рис. 3). Существование двух пиков указывает на формирование различных групп InAs КТ, отличающихся либо формой, либо размерами. Возможно также образование вертикально-связанных КТ. Увеличение интенсивности накачки приводит к быстрому насыщению полосы QD2, что свидетельствует о малой плотности КТ, обуславливающих данную линию.

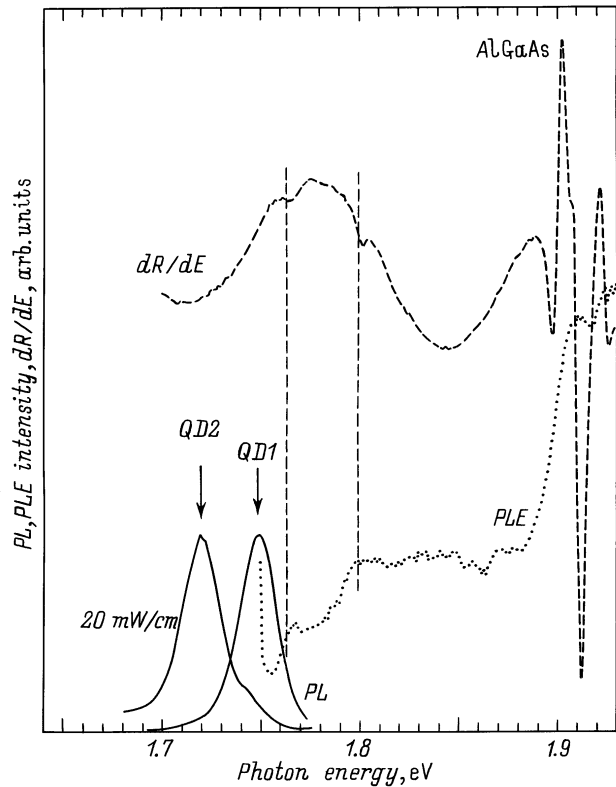


Рис. 3. Спектры ФЛ, возбуждения ФЛ и отражения образца SML-QW. $T = 15 \text{ К}$.

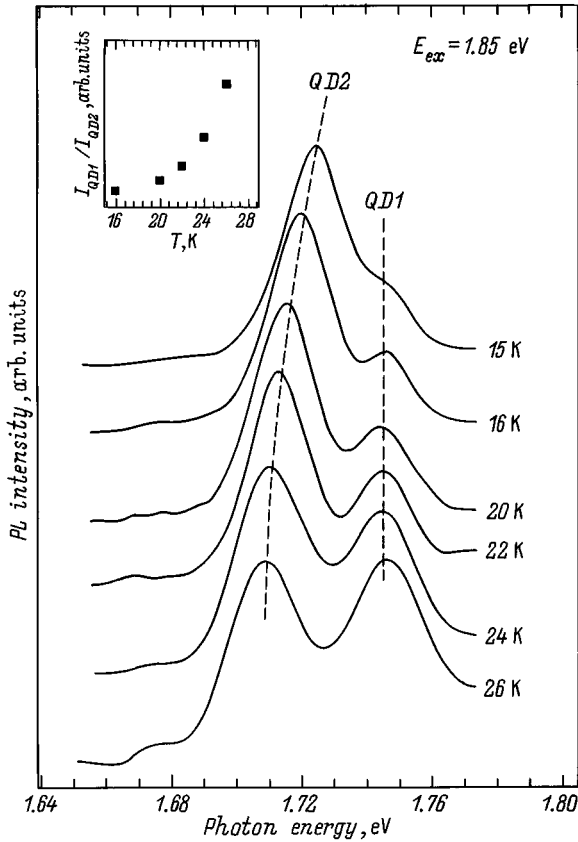


Рис. 4. Спектры ФЛ образца SML-QW при различных температурах. На вставке — температурная зависимость отношения интенсивностей линий QD1 и QD2.

На рис. 4 показаны зависимость ФЛ от температуры. Изменение температуры в слабых пределах 15–25 К приводит к значительному изменению формы спектра. Интегральная интенсивность ФЛ падает, при этом интенсивность линии QD2 уменьшается относительно интенсивности полосы QD1 (вставка) и ее максимум резко смещается в область малых энергий фотонов. Значительный по сравнению с изменением ширины запрещенной зоны сдвиг максимума полосы QD2 в длинноволновую сторону с ростом температуры является типичным для рекомбинации через состояния КТ [11] и обусловлен возрастанием вероятности термического выброса носителей из состояний КТ, с которыми связана коротковолновая сторона полосы QD2. В то же время смещение положения максимума линии QD1 мало и соответствует температурному изменению ширины запрещенной зоны AlGaAs [12]. Следовательно, можно предположить, что полоса QD1 связана с рекомбинацией носителей через плотный массив КТ толщиной ~ 1 нм. В этом случае ширина линии ФЛ обусловлена неоднородностью латеральных размеров островков, чье влияние на энергию оптического перехода значительно слабее влияния неоднородности по высоте. Из полученных результатов следует, что, несмотря на большую локализацию носителей в КТ, вызывающих линию QD2, интенсивность ФЛ

этой линии уменьшается с температурой значительно быстрее, чем интенсивность полосы QD1. Это свидетельствует о том, что такое падение интенсивности линии QD2 обусловлено термическим выбросом носителей в КТ небольшого размера, вызывающих линию QD1, а не в состоянии сплошного спектра.

Таким образом, исходя из полученных оптических данных можно сделать следующие выводы. Осаждение 0.5 монослоя InAs в середину узких GaAs КЯ приводит к формированию плотного массива КТ с высотой ~ 1 монослоя, которому соответствует полоса ФЛ с максимумом при ~ 1.75 эВ. Кроме того, образуется небольшое количество КТ большего размера, с которыми связана линия ФЛ с максимумом при ~ 1.73 эВ.

Рассмотрим особенности лазерной генерации в исследованных структурах. Необходимо отметить, что оптическое ограничение ухудшается тем, что показатель преломления AlGaAs меньше, чем у GaAs, что приводит к вытеснению световой волны в область буферного слоя GaAs. С другой стороны, сильное резонансное поглощение, обусловленное КТ, может привести к экситонному волноводному эффекту. Помимо формирования оптического волновода за счет экситонного эффекта, оптическое ограничение в данных структурах может возникнуть за счет эффективного изменения коэффициента преломления в активной области, содержащей слой GaAs и InAs, обладающие большим показателем преломления по сравнению с материалом матрицы.

На рис. 5 показаны зависимости интегральной интенсивности ФЛ от плотности возбуждения и спектры ФЛ при наблюдении с торца структур SML-QW и QW (см. вставку) при $T = 15$ К, из которых были выколоты резонаторы длиной $L = 1$ мм. Из данного

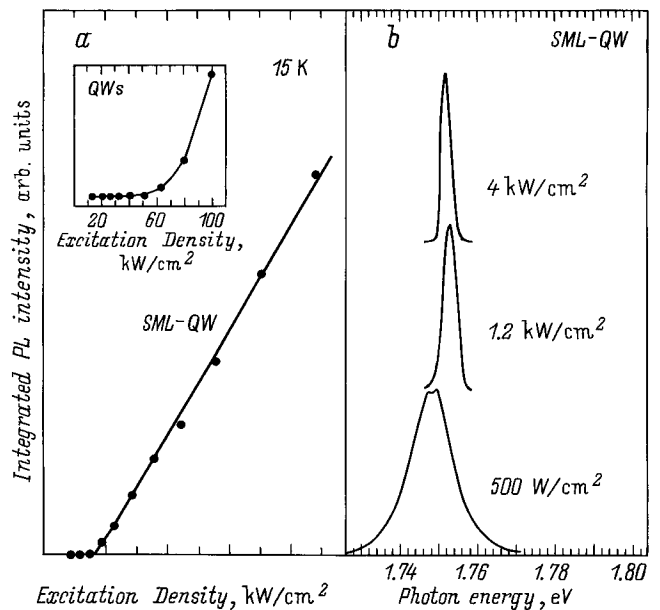


Рис. 5. Зависимость интегральной интенсивности ФЛ образца SML-QW (QW на вставке) от накачки (а) и спектры ФЛ при различных интенсивностях возбуждения (б).

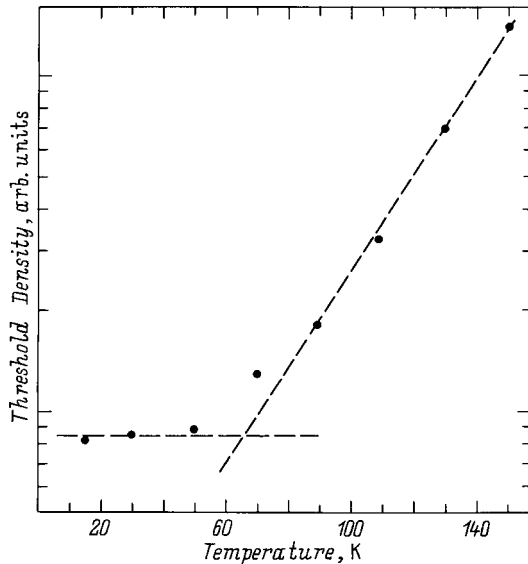


Рис. 6. Температурная зависимость пороговой плотности возбуждения для структуры SML–QW.

рисунка видно, что для образца QW при плотности возбуждения ~ 60 кВт/см² наблюдается резкий рост интенсивности ФЛ с накачкой, свидетельствующий о возникновении стимулированного излучения. Для образца SLS–QW пороговая плотность возбуждения значительно уменьшается и составляет ~ 800 Вт/см². Отметим, что в пересчете на инжекционную накачку величина пороговой плотности 800 Вт/см² соответствует пороговому току ~ 200 А/см², что вследствие неизвестной величины квантового выхода при оптическом возбуждении является верхней границей для порогового тока. Наблюдаемое уменьшение порога может быть связано с тем, что осаждение InAs КТ приводит к уменьшению числа состояний, участвующих в генерации. На рис. 6 представлена температурная зависимость пороговой плотности возбуждения для структуры SML–QW. Рост пороговой плотности тока в области температур выше ~ 70 К можно описать характеристической температурой $T_0 = 30$ К. Такое поведение пороговой плотности можно объяснить термическим выбросом носителей из КТ. Тем не менее мы наблюдали лазерную генерацию вплоть до температуры 170 К. Повышение температурной стабильности излучения возможно при увеличении энергии локализации за счет использования более широкозонных слоев матрицы.

В данной работе были проведены оптические исследования КТ, формирующихся при субмонослойном осаждении InAs в Al_{0,3}Ga_{0,7}As-матрицу. Оптические переходы в таких структурах происходят через локализованные состояния, энергия которых сдвинута относительно энергии экситонного поглощения в область меньших энергий фотонов, что позволяет реализовать внутренний экситонный волновод. Нами продемонстрирована лазерная генерация при оптической накачке в отсутствие внешнего оптического ограничения. Лазерная генерация возникает

при низких плотностях возбуждения, что делает подобные структуры перспективными для создания низкопороговых инжекционных лазеров видимого диапазона.

Данная работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Volkswagen Foundation и научной программы "Физика твердотельных наноструктур".

Список литературы

- [1] L. Goldstein, F. Glass, J.Y. Marzin, M.N. Charasse, G. Le Roux. Appl. Phys. Lett., **47**, 1099 (1985).
- [2] P.M. Petroff, S.P. Den Baars. Superlat. Microstr., **15**, 15 (1994).
- [3] M. Moison, F. Houzay, F. Barthe, L. Leprince, E. Andre, O. Vatel. Appl. Phys. Lett., **64**, 196 (1994).
- [4] P.M. Petroff, S.P. DenBaars. Superlat. Microstr., **15**, 15 (1994).
- [5] V. Bressler-Hill, A. Lorke, S. Varma, P.M. Petroff, K. Pond, W.H. Weinberg. Phys. Rev. B, **50**, 8479 (1994).
- [6] P.D. Wang, N.N. Ledentsov, C.M. Sotomayor Torres, P.S. Kop'ev, V.M. Ustinov. Appl. Phys. Lett., **64**, 1526 (1994).
- [7] M.V. Belousov, N.N. Ledentsov, M.V. Maximov, P.D. Wang, I.N. Yassievich, N.N. Faleev, I.A. Kozin, V.M. Ustinov, P.S. Kop'ev, C.M. Sotomayor Torres. Phys. Rev. B, **51**, 14 346 (1995).
- [8] N.N. Ledentsov, I.L. Krestnikov, M.V. Maximov, S.V. Ivanov, S.L. Sorokin, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, D. Bimberg and N.N. Ledentsov, C.M. Sotomayor Torres. Appl. Phys. Lett., **69**, 1343 (1996).
- [9] N.N. Ledentsov, I.L. Krestnikov, M.V. Maximov, S.V. Ivanov, S.L. Sorokin, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, D. Bimberg, N.N. Ledentsov, C.M. Sotomayor Torres. Appl. Phys. Lett., **70**, 2766 (1997).
- [10] MPCM Krijn. Semicond. Sci. Technol., **6**, 27 (1991).
- [11] А.Ф. Цапульников, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, С.С. Рувимов, В.М. Устинов, В.В. Комин, И.В. Кочнев, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг. ФТП, **30**, 1793 (1996).
- [12] P.S. Dabal, H.D. Bist, S.K. Mehta, R.K. Jain. Appl. Phys. Lett., **65**, 2496 (1994).

Редактор В.В. Чалдышев

An exciton waveguide and laser generation in structures with superfine GaAs quantum wells and InAs submonolayer inclusions in AlGaAs matrix

A.F. Tsatsulnikov, B.V. Volovik, N.N. Ledentsov, M.V. Maximov, A.Yu. Yegorov, A.R. Kowsh, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, I.E. Kozin*, M.V. Belousov*, D. Bimberg⁺

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

* Institute of Physics,

St. Petersburg State University,
Petrodvorets, 198904 St. Petersburg, Russia

⁺ Institute für Festkörperphysik,
Technische Universität Berlin,
D-10623 Berlin, Germany