

06.2;06.3;07

Генерация лазерного излучения в субмонослойных структурах CdSe в матрице ZnSe без внешнего оптического ограничения

© И.Л. Крестников, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, А.В. Сахаров,
С.В. Иванов, С.В. Сорокин, Л.Н. Тенишев, П.С. Копьев,
Ж.И. Алферов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 12 ноября 1996 г.

Показано, что для осуществления лазерной генерации в структурах с субмонослойными внедрениями CdSe в матрице ZnSe нет необходимости в дополнительном оптическом ограничении активной области с использованием толстых широкозонных слоев. Большая сила осциллятора экситонов, локализованных на островках CdSe, приводит к модуляции диэлектрической проницаемости и соответственно к собственному экситон-обусловленному волноводному эффекту.

Недавно было показано, что использование туннельно-связанных вертикально самосовмещенных квантовых точек в активной области гетеролазера на двойной гетероструктуре соединений A^3B^5 позволяет реализовать генерацию через основное состояние экситона в квантовых точках вплоть до комнатной температуры [1]. При этом, однако, сама конструкция лазерного волновода [2] оставалась прежней, т. е. активная область с квантовыми точками была ограничена толстыми широкозонными слоями с меньшим показателем преломления.

В ряде случаев возможность получения толстых широкозонных слоев затруднена либо отсутствием подходящей гетеропары (для кремниевой матрицы), либо трудностями легирования широкозонного соединения (для слоев p -ZnMgSSe, p -GaN). В данной работе мы показываем, что, по крайней мере, в структурах с квантовыми островками CdSe в матрице ZnSe нет жесткой необходимости в дополнительном оптическом ограничении, так как волноводный

эффект может быть обусловлен возрастанием показателя преломления в области экситонного резонанса. Лазерная генерация возникает даже в том случае, если среднее содержание CdSe в области с квантовыми островками составляет всего 4%.

Осаждение субмонослойных покрытий в соединениях A^3B^5 приводит к образованию упорядоченных массивов двумерных островков высотой в один монослой с хорошей однородностью по размерам [3,4,5]. Субмонослойные вставки в широкозонных матрицах подробно исследованы для системы InAs–GaAs, где были продемонстрированы сверхвысокая сила осциллятора экситонных переходов [6], нарушение правил отбора по импульсу [7] и возрастание энергии связи экситона [8]. При этом, однако, в данной системе полная энергия локализации экситона относительно состояний в барьере составляет всего от нескольких единиц до ~ 20 мэВ, что недостаточно для большинства приборных применений при комнатной температуре. Напротив, большие массы носителей в широкозонных соединениях A^2B^6 и нитридах третьей группы, обуславливающие малый боровский радиус экситона, приводят к заметной энергии локализации экситонов на островках, что делает использование таких структур весьма перспективным для применений в оптоэлектронике.

Мы исследовали структуру с активной областью без дополнительного оптического ограничения толстыми широкозонными слоями с заметно меньшим коэффициентом преломления. Короткопериодная сверхрешетка, состоящая из субмонослойных внедрений CdSe со средней толщиной 0.4 монослоя, разделенных 28\AA ZnSe барьерами, с числом периодов, равным 20, была выращена на подложке GaAs(100) методом молекулярно-пучковой эпитаксии [9]. Сверхрешетка была отделена от подложки и поверхности слоями ZnSSe, изорешеточными с GaAs, толщиной 1.5 мкм и 500\AA соответственно. Для электронного ограничения носителей в области сверхрешетки использовались тонкие слои ZnMgSSe толщиной $\sim 100\text{\AA}$, расположенные на расстоянии 500\AA с обеих сторон от сверхрешетки.

Структуры с субмонослойными покрытиями CdSe в ZnSe матрице были исследованы методом электронной микроскопии высокого разрешения на просвет [10]. При этом было показано, что субмонослойное покрытие распадается на массив квантовых островков со

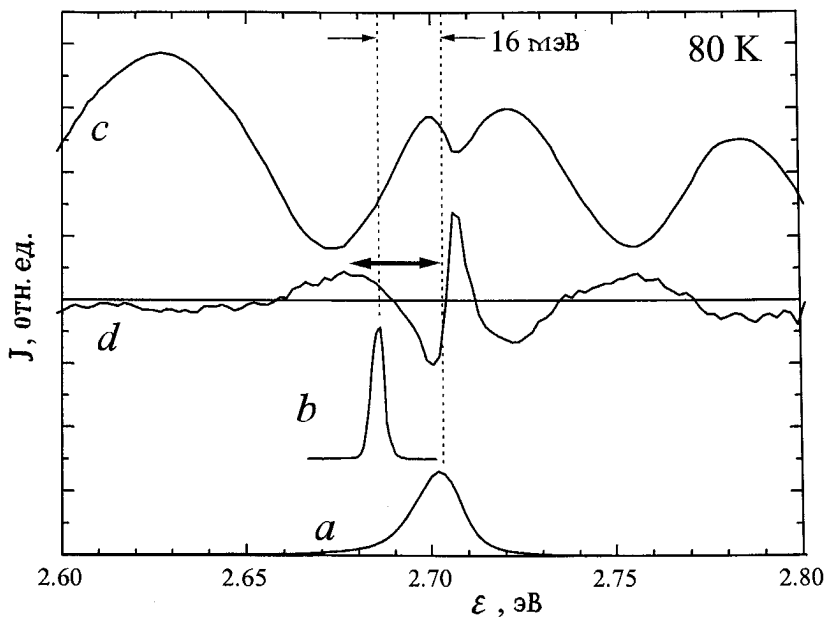


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции с поверхности при плотности возбуждения 1 Вт/см^2 (*a*), лазерной генерации с торца при плотности возбуждения 50 кВт/см^2 (*б*), оптического отражения (*с*) и его второй производной по энергии (*д*). (Стрелкой отмечена область экситон-обусловленного волноводного эффекта).

средними размерами $\sim 4 \text{ нм}$ в латеральной плоскости и $\sim 1.2 \text{ мс}$ в направлении роста. При повторяющихся циклах осаждения островки образуются в основном друг над другом, аналогично случаю квантовых точек в системе InAs-GaAs [11].

На рис. 1 представлены спектр фотолюминесценции, спектр отражения и спектр лазерной генерации исследуемой структуры. Из рисунка видно, что в спектре отражения присутствует ярко выраженная особенность, обусловленная большой силой осциллятора экситонов, связанных на квантовых островках. Область заметного изменения показателя преломления простирается на 25 мэВ как в длинноволновую, так и в коротковолновую стороны, что особен-

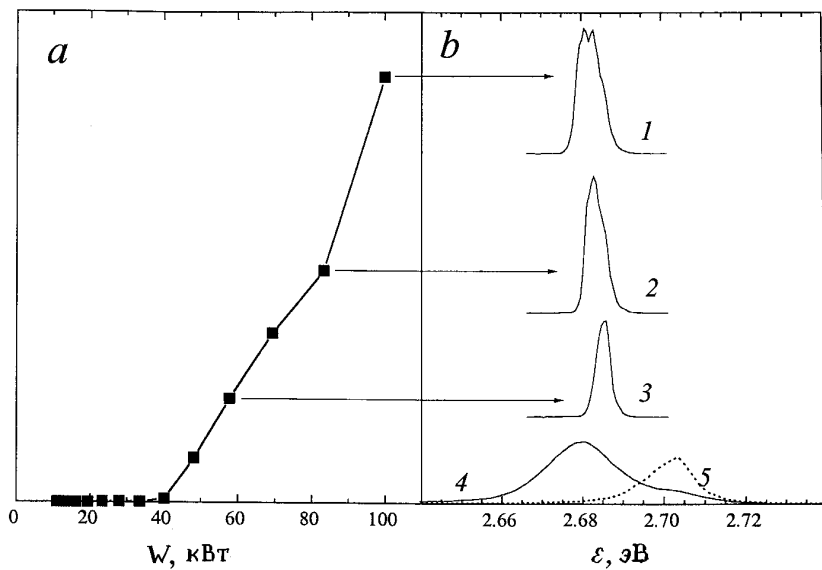


Рис. 2. Зависимость интегральной интенсивности лазерного излучения от плотности возбуждения (а). Спектры лазерной генерации, снятые при различных плотностях возбуждения (б): 100 kWt/cm^2 (1), 83 kWt/cm^2 (2), 58 kWt/cm^2 (3) и 28 kWt/cm^2 (4), и спектры фотолюминесценции с поверхности при плотности возбуждения 1 Wt/cm^2 (5).

но хорошо видно на графике второй производной коэффициента отражения по энергии. В [12] было показано, что возрастание показателя преломления приходится на область энергии вблизи экситонного резонанса с длинноволновой стороны от него, что приводит к волноводному эффекту. Из рис. 1 видно, что линия лазерной генерации сдвинута от энергии экситонного резонанса всего на 16 мэВ в длинноволновую сторону, т. е. лазерная генерация осуществляется непосредственно в области экситонной модуляции показателя преломления.

Как было показано в [13], возможность лазерной генерации через экситонные состояния обусловлена нарушением правил отбора по импульсу, связанным с пространственной локализацией экситона и

снижением симметрии системы. В структурах с квантовыми ямами ZnCdSe/ZnSe длина волны генерации обычно смещена в длинноволновую сторону на 30–60 мэВ, что обусловлено экситон-фононным механизмом усиления в структурах со свободными экситонами [14], так как "теплый" экситон с большим значением волнового вектора не может рекомбинировать излучательно [15]. В работе [13] также была продемонстрирована возможность лазерной генерации в структуре с субмонослоями CdSe/ZnSSe. При этом, однако, активная область была ограничена толстыми широкозонными слоями с заметно меньшим показателем преломления, что затрудняло оценку эффективности собственно экситонного волновода. В структуре, исследуемой в этой работе, толстые широкозонные слои отсутствуют, и лазерная генерация реализуется за счет экситон-обусловленного волноводного эффекта.

На рис. 2 представлены спектры генерации при различных плотностях возбуждения структуры и зависимость интегральной интенсивности люминесценции от плотности возбуждения. Как следует из рисунка, начиная с плотности накачки 40 кВт/см^2 линия ФЛ резко сужается до 3 мэВ и наблюдается резкое возрастание дифференциальной эффективности излучения, что говорит о переходе в режим лазерной генерации. С увеличением плотности накачки до 100 кВт/см^2 линия лазерной генерации уширяется до 7 мэВ вследствие многомодового режима генерации: при плотности накачки 100 кВт/см^2 линия генерации представляет собой суперпозицию двух линий с полуширинами 2.5 и 4 мэВ.

Выводы. В данной работе мы показали, что лазерная генерация в полупроводниковых структурах с CdSe/ZnSe квантовыми островками может осуществляться за счет формирования "экситонного" волновода в отсутствие толстых широкозонных эмиттеров с уменьшенным по сравнению с активной областью показателем преломления. Кроме того, пространственная локализация экситонов в этих островках приводит к снятию правил отбора по импульсу.

Эта работа была поддержана грантами INTAS-94-481 и РФФИ № 95-02-04056.

Список литературы

- [1] *Ledentsov N.N., Grundmann M., Kirstaedter N., Schmidt O., Heitz R., Bzhrer J., Bimberg D., Ustinov V.M., Shchukin V.A., Kop'ev P.S., Alferov Zh.I., Ruvimov S.S., Kosogov A.O., Werner P., Richter U., Gzsele U., Heydenreich J.* // *Solid State Electronics*. 1996. V. 40. P. 785–796.
- [2] *Алферов Ж.И., Берт Н.А., Егоров А.Ю., Жуков А.Е., Копьев П.С., Косогов А.О., Крестников И.Л., Леденцов Н.Н., Лунев А.В., Максимов М.В., Сахаров А.В., Устинов В.М., Цацульников А.Ф., Шерняков Ю.М., Бимберг Д.* // *ФТП*. 1996. Т. 30 (2). С. 351–356.
- [3] *Марченко В.И.* // *ЖЭТФ*. 1981. Т. 81. С. 1141.
- [4] *Wang P.D., Ledentsov N.N., Sotomayor Torres C.M., Kop'ev P.S., Ustinov V.M.* // *Appl. Phys. Lett.* 1994. V. 64. P. 1526.
- [5] *Bressler-Hill V., Lorke A., Varma S., Petroff P.M., Pond K., Weinberg W.H.* // *Phys. Rev. B*. 1994. V. 50. P. 8479.
- [6] *Belousov M.V., Ledentsov N.N., Maximov M.V., Wang P.D., Yassievich I.N., Faleev N.N., Kozin I.A., Ustinov V.M., Kop'ev P.S., Sotomayor Torres C.M.* // *Phys. Rev. B*. 1995. V. 51. P. 14346.
- [7] *Sirenko A.A., Ruf T., Ledentsov N.N., Egorov A.Yu., Kop'ev P.S., Ustinov V.M., Zhukov A.E.* // *Solid State Commun.* 1996. V. 97. P. 169.
- [8] *Wang P.D., Ledentsov N.N., Sotomayor Torres C.M., Yassievich I.N., Pakhomov A., Egorov A.Yu., Kop'ev P.S., Ustinov V.M.* // *Phys. Rev. B*. 1994. V. 50.
- [9] *Ivanov S.V., Sorokin S.V., Kop'ev P.S., Kim J.R., Jung H.D., Park H.S.* // *J. Crystal Growth*. 1996. V. 159. P. 16.
- [10] *Gerthsen D., Rosenauer A.* To be published.
- [11] *Goldstain L., Glas F., Marzin J.Y., Charasse M.N., Le Roux G.* // *Appl. Phys. Lett.* 1985. V. 47. P. 1099.
- [12] *Alferov Zh.I., Ivanov S.V., Kop'ev P.S., Lebedev A.V., Ledentsov N.N., Maximov M.V., Sedova I.V., Shubina T.V., Toropov A.A.* // *Superlattices and Microstructures*. 1994. V. 15 (2).
- [13] *Ledentsov N.N., Krestnikov I.L., Maximov M.V., Ivanov S.V., Sorokin S.V., Kop'ev P.S., Alferov Zh.I., Bimberg D., Sotomayor Torres C.M.* // *Appl. Phys. Lett.* 1996. V. 69 (10). P. 1343.
- [14] *Kawakami Y., Hauksson I., Stewart H., Simpson J., Galbraith I., Prior K.A., Cavenett B.C.* // *Phys. Rev. B*. 1993. V. 48. P. 11994.
- [15] *Permogorov S.A.* *Phys. Stat. Sol.(b)*, **68**, 9 (1975).