

06.2:07

Фотолюминесценция в области длин волн 1.5–1.8 μm пленок HgCdTe, полученных молекулярно-пучковой эпитаксией

© В.И. Иванов-Омский, Н.Л. Баженов, К.Д. Мынбаев,
В.А. Смирнов, В.С. Варавин, А.А. Бабенко,
Д.Г. Икусов, Г.Ю. Сидоров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск
E-mail: mynkad@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 7 ноября 2006 г.

Исследована фотолюминесценция в области длин волн 1.5–1.8 μm пленок HgCdTe, полученных молекулярно-пучковой эпитаксией. Установлено, что отжиг образцов в течение 20 h в инертной атмосфере при температуре 270°C приводит к изменению структуры спектров и интенсивности люминесценции. Первый эффект объяснен сглаживанием неоднородности состава по толщине эпитаксиальной пленки за счет взаимодиффузии компонентов сплава, а второй — улучшением структурных свойств материала.

PACS: 78.55.-m.

Сплавы HgCdTe в настоящее время являются основным материалом для инфракрасных фотоприемников [1]. Вместе с тем в последнее время возрос интерес к ним как к перспективному материалу для изготовления излучателей главным образом на диапазон длин волн 1.5–5 μm , актуальный для мониторинга окружающей среды [2–5]. Это связано в том числе с улучшением технологии HgCdTe и, в первую очередь, с развитием молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Кроме того, было показано [6], что величина квантовой эффективности излучения в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в области составов $0.4 < x < 0.74$ имеет при $T \sim 300$ K максимум вблизи длины волны $\sim 1.5 \mu\text{m}$. Этот максимум связывают с подавлением в этом диапазоне механизмов оже-рекомбинации вследствие оптимального соотношения величины запрещенной зоны и спин-орбитального расщепления валентной зоны. Следует заметить, что эта

спектральная область лежит в диапазоне длин волн, актуальном для волоконно-оптических линий связи.

Известно (см., например, недавний обзор [7]), что при решении задач, связанных с синтезом HgCdTe, основное место занимают проблемы, возникающие из-за необходимости послеростового отжига. Необходимость отжига диктуется характерной для соединений A^{II}B^{VI} зависимостью концентрации собственных дефектов от внешних технологических условий, так что возникающие во время синтеза отклонения от стехиометрии требуют для своей компенсации послеростовой термической обработки. В настоящей работе исследована фотолюминесценция (ФЛ) образцов HgCdTe, полученных методом МПЭ, для оценки возможности создания излучающих в ИК-диапазоне структур на основе этого материала. Рассмотрено влияние послеростового отжига на ФЛ образцов HgCdTe в диапазоне длин волн 1.5–1.8 μm .

Исходные образцы были получены по технологии, описанной ранее в [8], и представляли собой структуры, выращенные на подложках GaAs и Si диаметром 50 mm с буферными слоями ZnTe и CdTe. Типичный профиль изменения состава x по толщине пленки HgCdTe (образец 051108), измеренный в процессе выращивания с помощью автоматического эллипсометра, показан на рис. 1. В левой части рисунка виден варизонный слой, представляющий собой переходную область от буферного слоя CdTe к слою HgCdTe с постоянным составом; последний характеризуется флуктуациями состава, достигающими 2% от среднего значения x на плато. В исследованных образцах слой HgCdTe характеризовался усредненным значением x от 0.58 до 0.64 и после роста имел электронный тип проводимости при концентрации носителей порядка 10^{14} cm^{-3} . В некоторых образцах на поверхности слоя с постоянным составом наращивался широкозонный защитный слой для уменьшения поверхностной рекомбинации [8].

Из выращенных пластин выкальвались образцы для оптических измерений площадью $\sim 1 \text{ cm}^2$, причем часть образцов подвергалась отжигу в течение 20 h в атмосфере гелия при температуре 270°C. Такой отжиг используется для перевода образцов Hg_{1-x}Cd_xTe с $x < 0.4$, выращенных МПЭ, в p -тип проводимости [9].

ФЛ изучалась в диапазоне температур от 4.2 до 300 K при импульсном возбуждении полупроводниковым лазером InGaAs/GaAs с длиной волны 1.03 μm . Запись спектров осуществлялась на автоматизированной

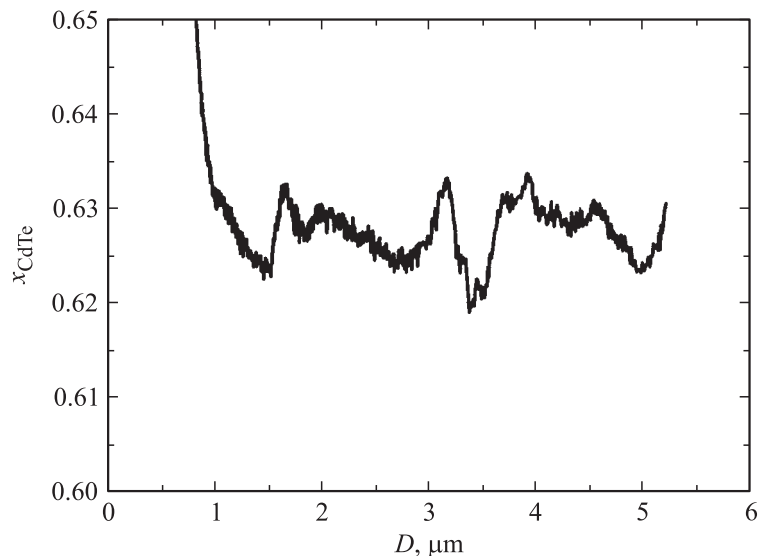


Рис. 1. Распределение состава по толщине пленки HgCdTe в образце 051108. Толщина отсчитывается от границы с буферным слоем CdTe.

установке на базе монохроматора МДР-23. Сигнал ФЛ регистрировался германиевым фотодиодом.

Было обнаружено, что в спектре ФЛ отжиг проявляется двойко. Во-первых, после отжига меняется структура спектра, что наиболее ярко проявляется при температурах ниже 100 К. Во-вторых, интенсивность сигнала ФЛ на образцах, прошедших отжиг, существенно меняется, причем при температурах, близких к комнатной, интенсивность ФЛ после отжига значительно возрастает.

Первый эффект иллюстрируется рис. 2, на котором представлены спектры ФЛ образца 051108 до и после отжига, снятые при 93 К. Для наглядности спектры приведены в нормированном виде. Как видно на спектрах, после отжига наблюдается сужение полосы ФЛ и сдвиг ее в коротковолновую сторону (см., например, кривые 1 и 3). Этот эффект можно объяснить выравниванием состава по толщине пленки и некоторым увеличением состава, происшедшим за счет взаимодиффузии Cd и Hg в области, прилегающей к подложке, и экзодиффузии ртути с

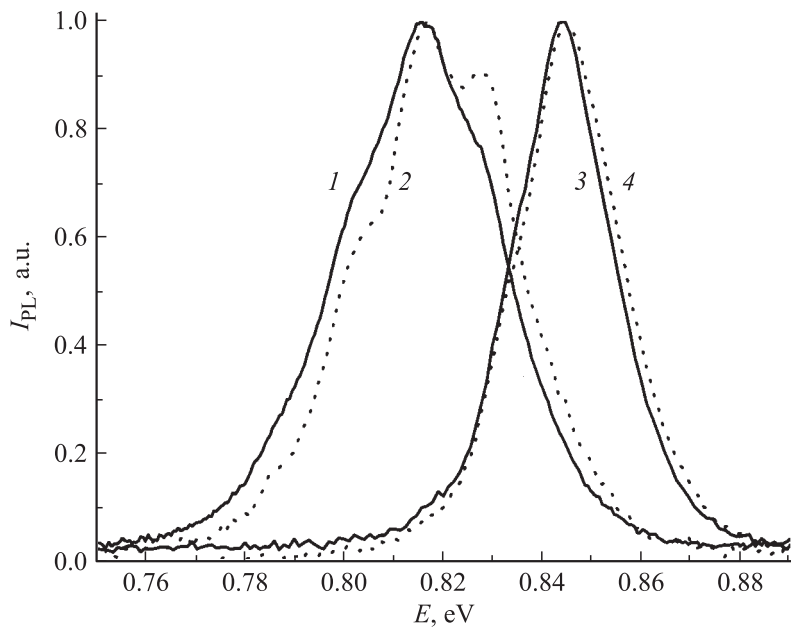


Рис. 2. Спектры ФЛ образца 051108, записанные при 93 К: 1, 2 — до отжига; 3, 4 — после отжига. Спектры 1 и 3 записаны при возбуждении и регистрации сигнала ФЛ со стороны эпитаксиального слоя; спектры 2 и 4 — со стороны подложки.

поверхности пленки. Что касается флуктуаций состава (см. рис. 1), то в образцах без отжига они должны сопровождаться флуктуациями энергетических зон. Свет возбуждающего лазера поглощается на расстоянии порядка $1 \mu\text{m}$, и рожденные носители заряда диффундируют в глубь образца. Однако барьеры, обусловленные флуктуациями зон, препятствуют такой диффузии. Поскольку высота энергетических барьеров по оценке составляет порядка 30 meV , то при низких температурах они существенно препятствуют диффузии носителей заряда, в результате чего концентрация последних значительно выше со стороны освещения. Кроме того, эти носители в основном скапливаются в локальных потенциальных ямах и рекомбинируют оттуда, давая пики люминесценции с длиной волны, соответствующей областям с минимальным составом.

В результате при $T = 4.2$ К для неотожженного образца мы наблюдаем полосу ФЛ шириной около 25 meV. При повышении температуры, когда тепловая энергия электронов становится достаточной для частичного преодоления барьеров, спектр уширяется, однако все еще зависит от стороны, с которой производится освещение. Это видно на рис. 2, кривые 1 и 2. Спектры состоят из одних и тех же полос, но относительная интенсивность этих полос меняется в зависимости от того, с какой стороны образца идет возбуждение, что обусловлено, очевидно, различным заполнением одних и тех же „ям“ потенциального рельефа. При дальнейшем увеличении температуры тепловой энергии электронов становится достаточно для преодоления большинства потенциальных барьеров, и полоса ФЛ еще более размывается.

После отжига потенциальный рельеф сглаживается, диффузия носителей заряда протекает более „свободно“, и вид спектра перестает зависеть от стороны, с которой производилось возбуждение ФЛ. Это хорошо видно на кривых 3 и 4 рис. 2.

Второй эффект, очевидно, связан с улучшением структуры материала и уменьшением концентрации собственных дефектов при отжиге. На рис. 3 представлены примеры зависимости энергетического положения доминирующих линий излучения в спектрах ФЛ неотожженного и отожженного образцов 030321 (подложка Si) в зависимости от температуры. Видно, что ход представленных зависимостей в образце до и после отжига существенно отличается. В образце до отжига он является монотонным, с наклоном, близким к зависимости $E_g(T)$. После отжига образца рассматриваемая линия ФЛ в диапазоне температур 4.2–70 К смещается в сторону больших энергий, и только при более высоких температурах — в сторону меньших, с тем же наклоном, что и в неотожженном образце. Кроме этого, различной была и зависимость интегральной интенсивности этих пиков от температуры T . Такая зависимость представлена на вставке на рис. 3. Видно, что в неотожженном образце в диапазоне температур 4.2–20 К интенсивность пика практически не зависела от T , в то время как в отожженном она имела активационную зависимость от T с энергией около 1.6 meV. Представленные результаты позволяют предположить, что в данном случае в результате отжига структура образцов улучшилась настолько, что в них при низких температурах стало возможным образование экситонов, ранее неоднократно наблюдавшихся в структурно-совершенных образцах HgCdTe аналогичного состава [10,11]. По-видимому, именно

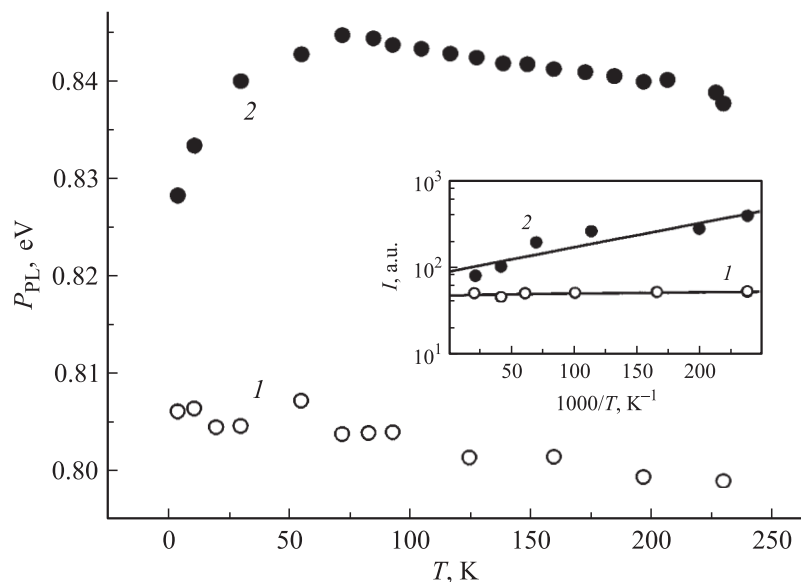


Рис. 3. Зависимость энергетического положения доминирующих линий спектров ФЛ образца 030321 от температуры. Символы: 1 — образец до отжига, 2 — после отжига. На вставке представлены температурные зависимости интенсивностей соответствующих линий.

существенным улучшением структурных свойств и уменьшением количества центров безызлучательной рекомбинации в образцах после отжига можно объяснить возрастание интенсивности ФЛ при комнатной температуре.

Аналогичные результаты были получены при исследовании спектров ФЛ других отожженных и неотожженных образцов. Таким образом, низкотемпературный отжиг оказывает сильное влияние на ФЛ пленок HgCdTe, выращенных МПЭ, улучшая структуру слоев и уменьшая количество центров безызлучательной рекомбинации. Очевидно, что выбор параметров отжига, оптимальных для изготовления светоизлучающих структур, и построение детальной картины сопутствующих процессов, происходящих в материале, требует дальнейшего изучения.

Работа была частично поддержана грантом РФФИ 07-02-00400.

Список литературы

- [1] Rogalski A. // Rep. Progr. Phys. 2005. V. 68. P. 2267–2336.
- [2] Ноздрин Ю.Н., Окомельков А.В., Котков А.П., Моисеев А.Н., Гришинова Н.Д. // ФТП. 2004. Т. 38. В. 12. С. 1419–1422.
- [3] Андронов А.А., Ноздрин Ю.Н., Окомельков А.В., Варавин В.С., Смирнов Р.Н., Икусов Д.Г. // ФТП. 2006. Т. 40. В. 11. С. 1300–1308.
- [4] Zanatta J.P., Noel F., Ballet P. et al. // J. Electron. Mater. 2003. V. 32. P. 602–607.
- [5] Bleuse J., Bonnet-Gamard J., Mula G., Magnea N., Pautrat J.-L. // J. Cryst. Growth. 1999. V. 197. P. 529–536.
- [6] Баженов Н.Л., Иванов-Омский В.И., Ижнин А.И., Смирнов В.А. // ФТП. 1991. Т. 25. С. 1103–1106.
- [7] Мынбаев К.Д., Иванов-Омский В.И. // ФТП. 2006. Т. 40. В. 1. С. 3–22.
- [8] Сидоров Ю.Г., Варавин В.С., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Якушев М.В., Сабина И.В. // ФТП. 2001. Т. 35. В. 9. С. 1092–1101.
- [9] Бахтин П.А., Дворецкий С.А., Варавин В.С., Коробкин А.П., Михайлов Н.Н., Сабина И.В., Сидоров Ю.Г. // ФТП. 2004. Т. 38. В. 10. С. 1207–1210.
- [10] Ivanov-Omskii V.I., Petroff I.A., Pogorletskii V.M., Smirnov V.A., Tomm I.W., Herman K.H. // Sol. Stat. Comm. 1990. V. 76. P. 1159–1165.
- [11] Lusson A., Fuchs F., Mairfang J. // J. Cryst. Growth. 1990. V. 101. P. 673–677.