

НАНОСТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ CdHgTe ДЛЯ ФОТОПРИЕМНИКОВ

© 2009 г. С. А. Дворецкий*, канд. физ.-мат. наук; З. Д. Квон*, доктор физ.-мат. наук; Н. Н. Михайлов*, канд. физ.-мат. наук; В. А. Швец*, канд. физ.-мат. наук; Б. Виттман**, С. Н. Данилов**, канд. физ.-мат. наук; С. Д. Ганичев**, доктор физ.-мат. наук; А. Л. Асеев*, академик РАН

* Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск

** Терагерцовый центр Регенсбургского университета, г. Регенсбург, Германия

E-mail: mikhailov@isp.nsc.ru

Приведены результаты выращивания квантовых ям на основе HgTe (HgTe/Cd_{0,735}Hg_{0,265}Te) толщиной 16,2 и 21 нм на подложках (013) CdTe/ZnTe/GaAs методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Контроль состава, толщин спейсера и квантовой ямы проводился с помощью эллипсометрической методики в процессе роста. Гальваномагнитные исследования в широком диапазоне магнитных полей (1–12 Тл) при температурах вблизи температуры жидкого гелия (4,2 К) показали присутствие двумерного электронного газа в наноструктурах и квантование уровней. Были получены высокие подвижности двумерного электронного газа $\mu_e = 2 \times 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ и $\mu_e = 5 \times 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ для плотности электронов $N_s = 1,5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $N_s = 3,5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ соответственно. Проведено исследование циркулярного и линейного фотогальванического эффекта в квантовых ямах при комнатной температуре в широком интервале длин волн: от среднего инфракрасного (6–16 мкм) до терагерцового (100–500 мкм).

Ключевые слова: квантовые ямы, теллурид ртути, молекулярно-лучевая эпитаксия, эллипсометрия, фотоприемники терагерцового излучения, фотогальванический эффект.

Коды OCIS: 040.5570, 040.3060, 120.2130, 160.6000, 230.5160, 230.5590, 260.3090.

Поступила в редакцию 19.03.2009.

Введение

Развитие технологии выращивания эпитаксиальных слоев толщиной порядка нанометров привело к созданию наноструктур для приборов нового класса микро- и опторэлектроники. Сверхрешетки, квантовые проволоки и ямы на основе полупроводников Si, Ge, соединений A₃B₅ и A₂B₆ позволили создать фотоприемники, лазерные структуры, одноэлектронный транзистор, заложить основу для создания приборов спинтроники, элементов памяти и т. д.

Интерес к наноструктурам на основе узкозонных полупроводниковых соединений A²B⁶, содержащих ртуть, таких как сверхрешетки HgTe/CdTe, был вызван их преимуществами по сравнению с однородным материалом CdHgTe (КРТ) при создании многоэлементных инфракрасных (ИК) фотоприемников с улучшенными характеристиками, и в первую очередь – однородностью их спектральных характеристик [1]. Однако первые экспериментальные результаты не привели к получению высококачественных структур [2].

Развитие технологии молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) позволило создать наноструктуры с параметрами, пригодными как для проведения исследований фундаментальных характеристик материала, так и разработки приборов.

В работе [3] получены структуры с микрорезонаторами Cd_{0,65}Hg_{0,35}Te/Cd_{0,36}Hg_{0,64}Te толщиной 350/250 нм, на основе которых созданы излучатели в области 3,0–3,5 мкм. Так, авторами работы [4] были выращены легированные сверхрешетки HgTe/HgCdTe, на основе которых изготовлены первые фотоприемники сверхдально ИК диапазона (более 20 мкм). В работе [5] предложена конструкция и реализован фотovoltaический детектор на основе сверхрешетки HgTe/CdTe, выращенной методом МЛЭ с широкозонными слоями HgCdTe, верхний из которых легирован золотом диффузионным методом.

Расчет зонной диаграммы сверхрешеток на основе HgTe/HgCdTe [6] показал, что сверхрешетки HgTe/CdTe могут быть применены для создания детекторов излучения не только в широкой ИК области спектра, но и в терагерцо-

вом диапазоне. Действительно, значительный интерес представляет терагерцовая область, для регистрации излучения которой проводится широкий спектр разработок тех или иных материалов и физических принципов. Сверхрешетки и квантовые объекты также рассматриваются в качестве возможных сред для создания детекторов терагерцового излучения [7]. Однако применение наноструктур для регистрации дальнего ИК диапазона и терагерцового излучения пока не нашло технического применения и находится в стадии исследований.

В работе представлены результаты выращивания квантовых ям на основе HgTe и рассмотрены возможности их применения для регистрации терагерцового излучения на основе исследований характеристик двумерного электронного газа и его взаимодействия с терагерцовым излучением.

Выращивание HgTe-квантовых ям

Схематично структура квантовой ямы (КЯ) на основе HgTe представлена на рис. 1. На подложке (013) GaAs с буферными слоями ZnTe и CdTe толщиной порядка 0,05 и 6,0 мкм соответственно выращивается структура, состоящая из последовательных слоев: широкозонного ($x_{\text{CdTe}} \approx 0,7$) спейсера толщиной примерно 30 нм с легированным индием слоем толщиной около 10 нм; HgTe-КЯ толщиной 16 и 21 нм; снова широкозонного ($x_{\text{CdTe}} \approx 0,7$) спейсера толщиной порядка 25 нм с легированным индием слоем толщиной около 10 нм; пассивирующего слоя CdTe толщиной 40 нм. Процедура выращивания КЯ на основе HgTe и твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ на подложках из (013) GaAs с эллипсометрическим контролем в процессе роста описана в [8].

На рис. 2 показана эволюция эллипсометрических параметров при выращивании HgTe-КЯ толщиной 16 нм, схема расположения слоев которой показана на рис. 1. В плоскости эллиптических параметров Δ - ψ наблюдается кусочно-гладкая кривая. Гладкие участки кривых соответствуют росту пленки постоянного состава, а их протяженность определяет толщину выращенного слоя. Начальная точка *O* соответствует исходному состоянию поверхности подложки CdTe/ZnTe/GaAs, на которой последовательно проводится рост слоев спейсера КРТ, HgTe, спейсера КРТ и защитного покрытия CdTe. Точки на кривой представляют экспериментально измеренные эллипсометрические параметры Δ и ψ с интервалом измерения в одну секунду.

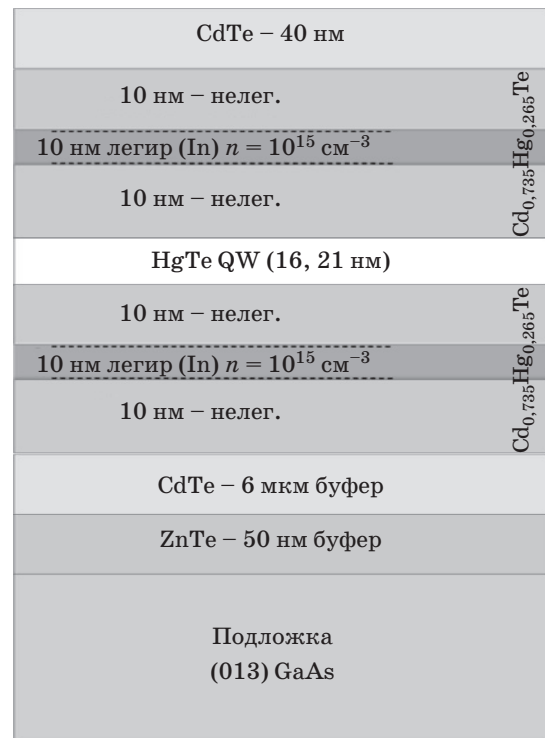


Рис. 1. Схема слоев квантовой ямы на основе HgTe.

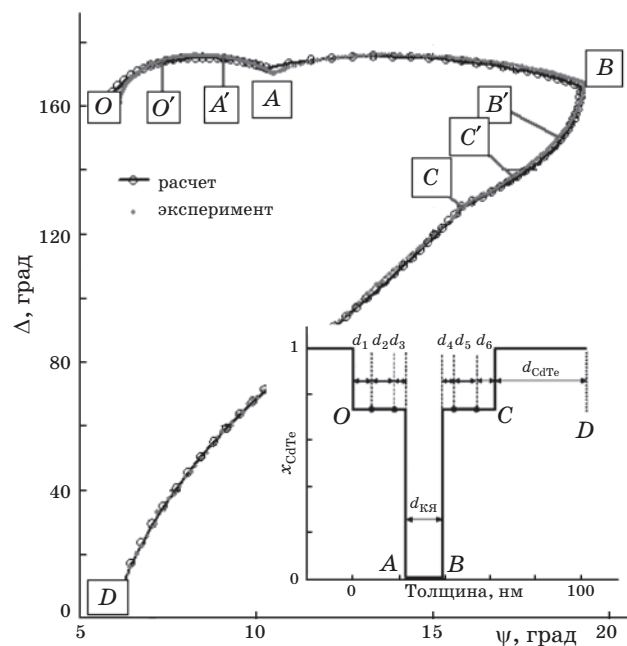


Рис. 2. Эволюция эллипсометрических параметров Δ и ψ при росте КЯ. Кривые *OA*, *AB*, *BC* и *CD* соответствуют росту слоев квантовой ямы (см. схему на вставке). Точки – экспериментальные значения. Сплошные линии и кружки (интервал 1 нм) – расчет. На вставке приведены параметры слоев квантовой ямы (состав и толщина).

Кружками представлены расчетные значения эллипсометрических параметров при увеличении толщины пленки на 1 нм. Видно хорошее соответствие расчета экспериментальным данным. Точность определения состава спейсеров составила $\pm 0,002$ молярных долей теллурида кадмия, точность определения толщины слоев – $\pm 0,5$ нм.

Гальваномагнитные исследования HgTe-квантовых ям

Гальваномагнитные исследования КЯ были проведены с использованием стандартных холловских мостиков шириной 50 мкм и расстоянием между потенциометрическими контактами 100 мкм. На рис. 3 показаны зависимости продольного (ρ_{xx}) и холловского (ρ_{xy}) магнитосопротивлений от магнитных полей для двумерного электронного газа в КЯ HgTe/Cd_{0,68}Hg_{0,32}Te толщиной 16,2 нм. Измерения проводились при температуре 1,6 К в области магнитных полей до 13 Тл. В зависимости холловского сопротивления ρ_{xy} от магнитного поля B отчетливо наблюдаются протяженные плато, а для соответствующих плато интервалов магнитных полей продольное магнитосопротивление ρ_{xx} становится нулевым. Малая ширина минимумов диссипативного сопротивления и протяженные плато холловского квантования подтверждают малое значение эффективной массы двумерного электронного газа. Аналогичный ход зависимости сопротивлений от магнитного поля имеет место для КЯ толщиной 21 нм. Также наблюдаются протяженные плато для холловского сопротивления и отсутствие продольного магнитосопротивления для этих плато. Такое поведение магнитосопротивлений

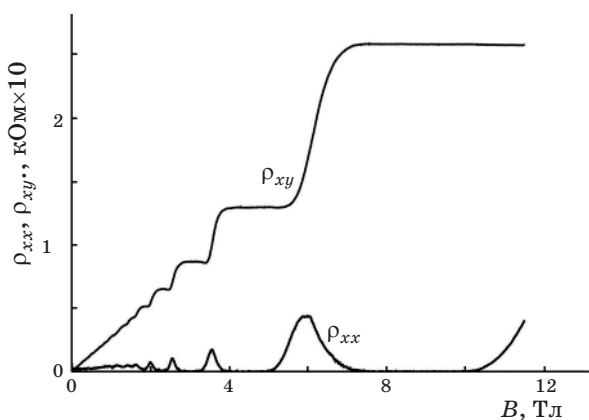


Рис. 3. Зависимости продольного (ρ_{xx}) и холловского (ρ_{xy}) сопротивлений от магнитного поля (B) для двумерного электронного газа в КЯ толщиной 16,2 нм.

характерно для двумерного электронного газа. Из представленной на рисунке зависимости определены концентрация электронов и их подвижность в КЯ. В КЯ толщиной 21,0 нм получены подвижности $\mu_e = 2 \times 10^5$ см²/(В с) для концентрации электронов $N_s = 1,5 \times 10^{11}$ см⁻² и для КЯ толщиной 16,2 нм получена подвижность $\mu_e = 5 \times 10^5$ см²/(В с) для концентрации электронов $N_s = 3,5 \times 10^{11}$ см⁻², что свидетельствует о высоком качестве КЯ.

Фотогальванический эффект в HgTe-квантовой яме

Проведено исследование фотогальванического эффекта в КЯ на основе HgTe толщиной 16 и 21 нм линейно и циркулярно поляризованного излучения в терагерцовой области спектра. Образец представлял собой пластину размером 5×5 мм с контактами в середине сколов по направлению [011] (см. вставку на рис. 4). В качестве источников излучения в диапазоне длин волн $\lambda = 35-496$ мкм использовали импульсные молекулярные NH₃⁻, D₂O- и CH₃F-лазеры с оптической накачкой. Циркулярно поляризованное излучение получено из линейно поляризованного с помощью кварцевых пластин $\lambda/4$ или ромба Френеля, изготовленного из кристалла ZnSe. Правостороннее и левостороннее направления поляризации падающего излучения определялись углом между плоскостью начальной поляризации и осью четвертьволновой пластины. Сигнал измерялся на сопротивлении нагрузки $R_L = 50$ Ом (см. вставку на рис. 4).

На рис. 4 приведена зависимость фототока от степени циркулярной поляризации падающего излучения с длиной волны $\lambda = 118$ мкм. При изменении направления циркулярной поляризации изменяется направление тока. Следует отметить, что измерение фототока проводилось без смещения. Таким образом, HgTe-квантовая яма является генератором тока.

Наблюдаемая поляризационная зависимость хорошо описывается феноменологической теорией. На основе общего феноменологического уравнения [9]–[11] зависимость фототока j_x , приведенного к единице мощности падающего излучения P , от фазового угла φ в структурах, выращенных в направлении [013], можно записать в виде

$$j_x/P = a \sin 2\varphi + b \sin 4\varphi + c \cos 4\varphi + d, \quad (1)$$

где подгоночные параметры a , b , c и d могут быть определены решением четырех линейных урав-

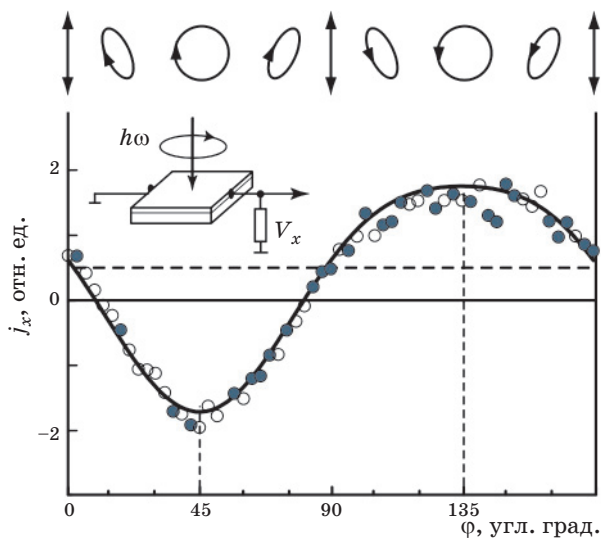


Рис. 4. Зависимость относительного сигнала j_x для $\lambda = 118$ мкм, полученного от HgTe-КЯ толщиной 16,2 нм при комнатной температуре в экспериментальной геометрии (вставка). Точки – экспериментальные значения. Сплошная линия – расчет по уравнению (1). Вверху рисунка схематично показано состояние поляризации излучения, соответствующее различным углам сдвига фаз ϕ (взгляд со стороны падающей световой волны).

нений для фиксированных углов $\phi = 0^\circ, 22,5^\circ, 45^\circ$ и 135° [11]. Первое слагаемое в уравнении (1) описывает циркулярный фотогальванический эффект, остальные – соответствуют линейному фотогальваническому эффекту. Расчет и экспериментальные значения показали хорошее соответствие.

Измерения в терагерцовой области показали, что чувствительность одиночной HgTe-КЯ ($S \approx 10$ мВ/кВт для $\lambda = 148$ мкм) более чем на два порядка выше по сравнению с чувствительностью наноструктуры на основе одиночной GaAs-КЯ (для GaAs-фотоприемника, состоящего из тридцати КЯ, чувствительность $S \approx 3$ мВ/кВт при $\lambda = 148$ мкм, что соответствует $S = 0,1$ мВ/кВт для одиночной КЯ) [12].

Следует заметить, что чувствительность может быть увеличена при выращивании наноструктуры, содержащей несколько или десятки HgTe-КЯ, а также при выращивании КЯ на подложках с ориентацией (112), имеющей более высокую симметрию [13].

Выводы

Выращены HgTe/Cd_{0,735}Hg_{0,265}Te-квантовые ямы толщиной 16,2 и 21 нм на подложках (013) GaAs с прецизионным in situ эллипсометриче-

ским контролем толщины и состава. Точность определения состава спейсеров составляла $\Delta x_{\text{CdTe}} \approx \pm 0,002$, а толщины нанослоев – примерно 0,5 нм.

В квантовых ямах на основе HgTe наблюдается двумерный электронный газ с высокой подвижностью до значения $\mu \approx 5 \times 10^5$ см²/(В·с).

Проведено измерение фотогальванического эффекта квантовых ям в области терагерцового излучения (35–496 мкм) для циркулярной поляризации при комнатной температуре. Показано, что фоточувствительность одиночной HgTe-квантовой ямы более чем на 2 порядка превышает фоточувствительность одиночной КЯ на основе GaAs.

Квантовые HgTe-ямы создают основу для разработки нового класса фотоприемников для регистрации излучения в широком спектральном диапазоне при комнатной температуре.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке комплексного интеграционного проекта СО РАН № 3.20, программами РАН “Квантовые наноструктуры”, “Квантовая макрофизика” и немецкого научного общества (DFG).

Авторы выражают признательность Бурдиной Л.Д. за подготовку подложек, Карташову В.А., Ужакову И.Н. – за рост буферных слоев, Икусову Д.Г. и Смирнову Р.Н. – за выращивание наноструктур и Захарьяш Т.И. – за изготовление холловских структур.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schulman J.N., McGill T.C. The CdTe/HgTe superlattice: Proposal for a new infrared material // Appl. Phys. Lett. 1979. V. 34. P. 663–665.
2. Goodwin M.W., Kinch M.A., Koestner R.J. Metal-insulator-semiconductor properties of HgTe–CdTe superlattices // J. Vac. Sci. Technol. 1988. V. A6. P. 2685–2692.
3. Zanatta J.P., Noel F., Ballet P., Hidadach N., Million A., Destefanis G., Mottin E., Kopp C., Picard E., Hadji E. HgCdTe MBE material for microcavity light emitters: application to gas detection in the 2–6 mkm range // J. Electron. Mater. 2003. V. 32. № 7. P. 602–607.
4. Zhou Y.D., Becker C.R., Selament Y., Chang Y., Ashokan R., Boreiko R.T., Aoki T., Smith D.J., Betz A.L., Sivananthan S. Far-infrared detector based on HgTe/HgCdTe superlattices // J. Electron. Mater. 2003. V. 32. № 7. P. 608–614.
5. Selament Y., Zhou Y.D., Zhao J., Chang Y., Becker C.R., Ashokan R., Grein C.H., Sivananthan S. HgTe/HgCdTe superlattices grown on CdTe/Si by molecular beam epitaxy for infrared detection // J. Electron. Mater. 2004. V. 33. № 6. P. 503–508.

6. Grein C.H., Jung H., Singh R., Flatte M.E. Comparison of normal and inverted band structure of HgTe/CdTe superlattices for very long wavelength infrared detector // *J. Electron. Mater.* 2005. V. 34. № 6. P. 905–908.
7. Ganichev S.D., Prettl W. Intense terahertz excitation in semiconductor // Oxford University Press, 2006. P. 75–78.
8. Дворецкий С.А., Икусов Д.Г., Квон Д.Х., Михайлов Н.Н., Дай Н., Смирнов Р.Н., Сидоров Ю.Г., Швец В.А. Выращивание квантовых ям HgTe/Cd_{0,735}Hg_{0,265}Te методом молекулярно-лучевой эпитаксии // *Автоматрия*. Т. 43. № 4. С. 104–111.
9. Ivchenko E.L. Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures (Alpha Science International). Harrow. UK. 2005. 427 p.
10. Ganichev S.D., Ivchenko E.L. Spin Physics in Semiconductors / Ed. M.I. Dyakonov. In the Springer series in solid state sciences / Eds. M. Cardona, P. Fulde, K. von Klitzing, R. Merlin, H.-J. Queisser, H. Störmer. Berlin: Springer, 2008. 439 p.
11. Wittmann B., Danilov S.N., Kvon Z.D., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A., Ravash R., Prettl W., Ganichev S.D. Photogalvanic effects in HgTe quantum wells // arXiv cond-mat: 0708.2169 (2007).
12. Ganichev S.D., Weber W., Kiermaier J., Danilov S.N., Schuh D., Wegscheider W., Gerl Ch., Bougeard D., Abstreiter G., Prettl W. All-electric detection of the polarization state of terahertz laser radiation // *J. Appl. Physics*. 2008. V. 103. P. 114504.
13. Zhang X.C., Pfeuffer-Jeschke A., Ortner K., Hock V., Buhmann H., Becker C.R., Landwehr G. Rashba splitting in n-type modulation-doped HgTe quantum wells with an inverted band structure // *Phys. Rev.* 2001. V. B63. P. 245305.