

Поляризационная анизотропия оптических спектров отражения структур с открытыми нанопроволоками

© Н.С. Аверкиев, С.О. Когновицкий[¶], В.В. Травников

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

(Получена 1 марта 1999 г. Принята к печати 2 марта 1999 г.)

Работа посвящена исследованию оптических спектров отражения структур с открытыми нанопроволоками, созданных из гетероструктур ZnCdSe/ZnSe. Обнаружена существенная поляризационная анизотропия отражения в широком спектральном диапазоне, включающем области экситонных резонансов проволоки, барьера и подложки. Выявлен характер влияния дополнительной лазерной накачки на спектры отражения. Осуществлена интерпретация обнаруженных эффектов в рамках модели эффективного анизотропного слоя. С использованием данной модели проведено компьютерное моделирование спектров отражения, которое дало хорошее качественное согласие с экспериментальными данными.

Полупроводниковые структуры с поверхностными решетками, образованными системой открытых (незарощенных) проволок характеризуются большим различием констант диэлектрических проницаемостей материала проволок и воздуха в зазорах между ними. Эта особенность обуславливает пространственное перераспределение амплитуд падающих электромагнитных волн в поперечном сечении решетки. Такое перераспределение оказывается существенно различным для волн, поляризованных вдоль направления проволок (ТЕ-волны), и для волн, поляризованных перпендикулярно (ТМ-волны) [1–3]. Это в значительной степени определяет сильную поляризационную анизотропию оптических свойств структур с открытыми нанопроволоками. Указанный механизм формирования поляризационной анизотропии играет значительно большую роль по сравнению с влиянием одномерного ограничения в случае, когда еще не достигается эффективное квантование экситонов. Такие проволоки будем в дальнейшем называть нанопроволоками. На подобных структурах ранее была обнаружена сильная поляризационная анизотропия спектров люминесценции и комбинационного рассеяния [4–6]. Данная работа посвящена исследованию поляризационной анизотропии оптических спектров отражения структур с открытыми нанопроволоками состава ZnCdSe/ZnSe.

Исследованные образцы были созданы с использованием интерференционной литографии и последующего реактивного ионного травления [7] из нелегированных структур, содержащих одиночную квантовую яму $Zn_{1-x}Cd_xSe$ ($x = 16\%$) толщиной 5 нм, заключенную между барьерами из ZnSe в 20 и 25 нм. Исходные структуры были выращены на подложке из GaAs с ориентацией (100). В полученных образцах проволоки ZnSe/ZnCdSe/ZnSe почти прямоугольного сечения, шириной $a = 70$ нм и высотой $b = 60$ нм были расположены на подложке с периодом $L = 250$ нм.

Эксперименты выполнялись при температурах образца $T = 2, 77$ и 300 К. Измерения спектров отражения

проводились при строго нормальном к плоскости образца угле падения коллимированного (0.5°) пучка белого света с линейной поляризацией, параллельной (ТЕ) или перпендикулярной (ТМ) направлению проволок. Для исследования влияния на спектры отражения дополнительной подсветки были использованы различные лазерные линии с близкими величинами плотностей возбуждения (~ 10 Вт/см²).

Спектры отражения $R_\perp(h\nu)$ и $R_\parallel(h\nu)$, полученные для ТМ- и ТЕ-волн соответственно, представлены на рис. 1. Как видно из рисунка, величина R_\perp существенно превышает величину R_\parallel в широкой спектральной области. Отношение R_\perp/R_\parallel достигает величин порядка 2.5 в интервале 2.48–2.75 эВ.

Дополнительная фотогенерация носителей в объеме проволок лазерной линией 2.807 эВ приводит к увеличению величины R_\perp на $\sim 15\%$ во всей исследованной спектральной области и не изменяет спектра R_\parallel (за исключением узкой области вблизи экситонных резонансов проволоки). Дополнительная подсветка с энергией фотона меньше, чем ширина запрещенной

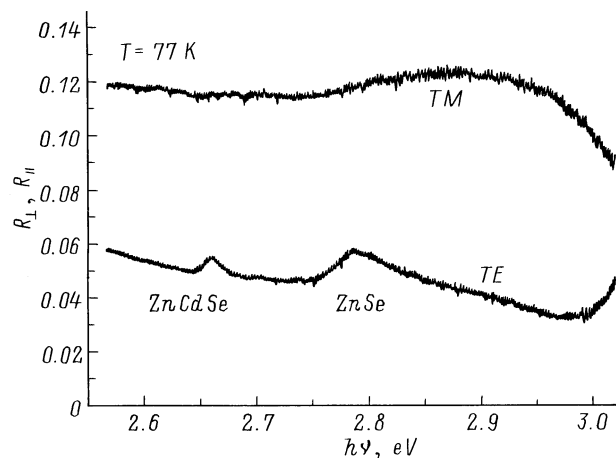


Рис. 1. Спектры отражения для ТМ- и ТЕ-волн от структуры с открытыми нанопроволоками в области экситонных резонансов проволок.

[¶] E-mail: kogn@spectr.ioffe.rssi.ru

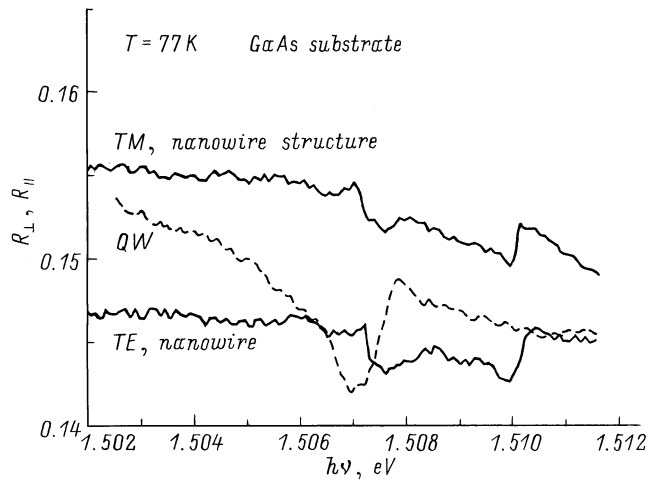


Рис. 2. Спектры отражения для ТМ- и ТЕ-волн от структуры с открытыми нанопроволоками в области экситонных резонансов подложки. Штриховая линия — спектр отражения исходной структуры с квантовой ямой.

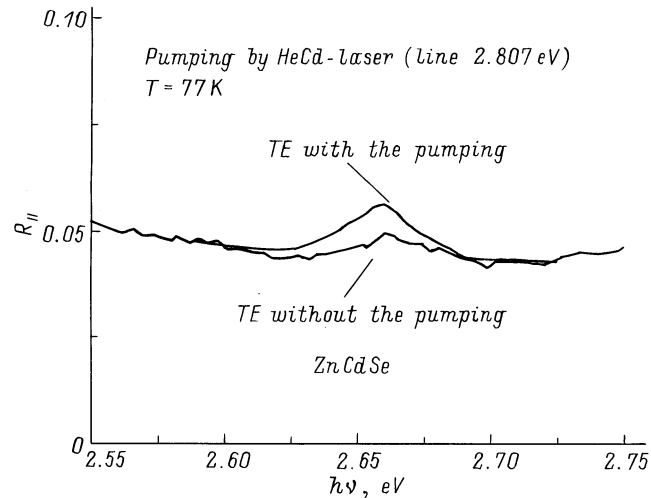


Рис. 3. Спектры отражения для ТЕ-волн от структуры с открытыми нанопроволоками в области экситонного резонанса слоя ZnCdSe, полученные как при одновременной подсветке лазерной линией 2.807 эВ, так и при ее отсутствии.

зоны структуры ZnCdSe/ZnSe, не оказывает влияния на спектры отражения. Следует отметить, что в случае исходной структуры с квантовой ямой дополнительные фотоносители не изменяют коэффициент отражения в широком спектральном диапазоне. Различное влияние лазерной подсветки на коэффициенты отражения R_{\perp} и R_{\parallel} может быть обусловлено различной ролью граничных условий на боковых стенках ZnSe-проводок при ТЕ- и ТМ-поляризациях падающего света. При ТМ-поляризации эти граничные условия в значительной степени определяют особенности оптического отклика проводок. Поэтому изменение граничных условий при

увеличении концентрации свободных носителей за счет экранирования приповерхностных встроенных электрических полей приводит к значительному изменению "фоновый" коэффициента отражения для этой поляризации. При ТЕ-поляризации роль этих граничных условий существенно меньше.

В спектрах отражения удалось зарегистрировать особенности, связанные с экситонными резонансами GaAs-подложки. Как можно видеть из рис. 2, эти резонансы имеют одинаковый характер в спектрах как для ТМ-волны, так и для ТЕ-волны. По сравнению со спектром отражения от исходной структуры с квантовой ямой в спектрах структуры с нанопроволоками появилась дополнительная резонансная особенность со стороны больших энергий. Такое поведение, вероятно, обусловлено периодической модуляцией упругой деформации вдоль поверхности подложки из-за рассогласования параметров решеток материалов подложки и проводок.

Резонансные особенности, соответствующие экситонам ZnCdSe-слоя и ZnSe-барьеров, проявляются в основном только в спектре R_{\parallel} . Амплитуда этих резонансов увеличивается при дополнительной лазерной накачке с энергией фотона большей, чем ширина запрещенной зоны соответствующего материала. Этот факт подтверждается рис. 3, на котором один из представленных спектров измерялся при одновременной накачке лазерной линией 2.807 эВ (при этом люминесценция давала пренебрежимо малый вклад в регистрируемый сигнал). Влияние дополнительных фотоносителей на амплитуду резонансов связано с уменьшением затухания экситонов, которое в свою очередь обусловлено уменьшением встроенных электрических полей в проводках в результате экранирования фотогенерированными носителями поверхностных заряженных состояний или их нейтрализации при захвате носителей.

Поляризационная анизотропия спектров отражения может быть описана с помощью модели эффективного анизотропного слоя применительно к структурам с открытыми нанопроволоками. Короткопериодная решетка из полупроводниковых полос, разделенных воздушными промежутками, может рассматриваться как однородный анизотропный одноосный слой, характеризующийся эффективными показателями преломления n_0 и n_e для обыкновенной (ТЕ) и необыкновенной (ТМ) волн соответственно [8]:

$$n_0^2 = an^2/L + (L - a)n_{\text{air}}^2/L,$$

$$1/n_e^2 = a/(Ln^2) + (L - a)/(Ln_{\text{air}}^2),$$

где n — показатель преломления полупроводникового слоя в проволоке. Соответствующая данному n диэлектрическая проницаемость выбирается в виде, учитывающем экситонные резонансы:

$$\varepsilon(E) = \varepsilon_0 + C(E_x)/(E_x^2 - E^2 - iE\Gamma_x),$$

где ε_0 — фоновая диэлектрическая постоянная, обусловленная высокоэнергетическими зонами; E — энергия

фотона; E_x — энергия основного состояния экситона; Γ_x — однородное уширение экситонного резонанса. Учет неоднородного уширения был осуществлен с помощью усреднения по положению экситонного резонанса. Контур усреднения гауссовского типа для слоя ZnCdSe имел полуширину около 25 мэВ, для барьера ZnSe — около 47 мэВ. Коэффициент C пропорционален квадрату матричного элемента импульса $\langle p \rangle$ для межзонных переходов:

$$C(E_x) = (256\hbar^2 \varepsilon(0)^3 R^3 P^2) / (m_0 e^4 E_x),$$

где $\varepsilon(0)$ — статическая диэлектрическая постоянная, R — энергия связи основного экситонного состояния, $P^2 = (2|\langle p \rangle|^2) / (3m_0)$.

Выражения для коэффициентов отражения r для ТЕ- и ТМ-волн при нормальном падении были получены с учетом отражения от трех эффективных анизотропных слоев, содержащих полосы из ZnSe, ZnCdSe и ZnSe соответственно и расположенных над толстым слоем GaAs:

$$r = [r_{01} + t_{01}t_{10}/r_{01} + B \exp(-i4\pi n_1 h_1/\lambda)] / (1 + B),$$

где

$$B = -r_{23} + t_{23}t_{32} / [-r_{23} + A \exp(i4\pi n_2 h_2/\lambda)],$$

$$A = r_{23} + t_{23}t_{32} / [r_{23} + \exp(-i4\pi n_3 h_3/\lambda) / r_{34}],$$

где r_{jk} и t_{jk} — амплитудные коэффициенты отражения и пропускания для соответствующего эффективного слоя толщиной h_j , n_j — эффективный показатель преломления данного слоя для ТМ- или ТЕ-волны.

Расчетные спектры отражения для двух поляризаций были вычислены с использованием реальных параметров структуры и табличных значений ("фоновых" коэффициентов преломления и экстинкции ZnSe и GaAs [9,10]). Величины C , Γ_x и E_x были выбраны с учетом оптимального приближения расчетных спектров к экспериментальным. Это позволило для экситонных резонансов оценить однородное уширение, которое для слоя ZnCdSe оказалось равным около 20 мэВ, а также параметр P для объемного ZnSe: $P^2 \approx 28.5$ эВ. Это значение оказалось близко совпадающим с оценками других авторов [11].

Расчетные спектры, фрагменты которых представлены на рис. 4, обладают всеми характерными особенностями экспериментальных спектров. Экситонные резонансные особенности, соответствующие полосам ZnSe и ZnCdSe, проявляются в основном в спектре R_{\parallel} . Уменьшение затухания Γ_x приводит к увеличению амплитуды резонанса. Экситонные резонансы, соответствующие GaAs-подложке, имеют одинаковые амплитуды в спектрах для ТМ- и ТЕ-волн.

Величина R_{\perp} существенно превышает R_{\parallel} в широком спектральном диапазоне. Форма и амплитуда спектра R_{\perp} определяются отражением от GaAs-подложки. Это

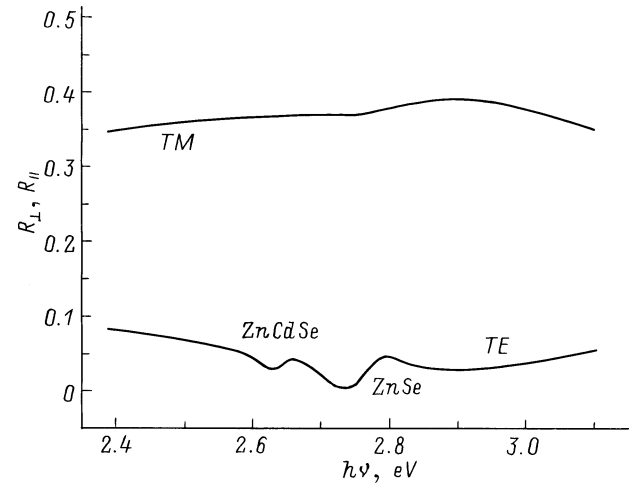


Рис. 4. Расчетные спектры отражения для ТМ- и ТЕ-волн от структуры с открытыми нанопроволоками в области экситонных резонансов проволок.

обусловлено тем, что в случае перпендикулярной к направлению проволок поляризации электромагнитной волны ее интенсивность в значительной степени сосредоточена в промежутках между проволоками и имеет место эффективное взаимодействие с подложкой.

Некоторое количественное отличие расчетных спектров от экспериментальных может быть связано с отсутствием в использованной модели учета рассеяния света на шероховатостях поверхностей проволок, дифракции света в подложку и отклонения поперечного сечения проволок от прямоугольного. Кроме того, не учитывалась анизотропия матричных элементов оптических переходов, обусловленная различным распределением амплитуды электромагнитного поля в сечении проволок для ТМ- и ТЕ-волн.

В заключение следует отметить, что успешная интерпретация поляризационных свойств спектров отражения структур с открытыми нанопроволоками с помощью модели эффективного анизотропного слоя подтверждает важность учета влияния пространственного распределения элементов существенно неоднородной среды на характер отклика этой среды на оптическое возмущение.

Авторы выражают глубокую признательность Ф. Хеннебергеру и М. Рабе за предоставление высококачественных исходных структур с квантовыми ямами, В.И. Скопиной и С.И. Нестерову — за изготовление уникальных структур с открытыми нанопроволоками, а также С.А. Гуревичу — за проявленный интерес к данной работе.

Выполнение данной работы было поддержано Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 96-02-00131) и Международной исследовательской программой NATO (проект NANO.LG 950382).

Список литературы

- [1] N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev, L.V. Keldysh. *Superlat. Microstr.*, **15**(4), 479 (1994).
- [2] N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev, A. Forchel, V.D. Kulakovskii. *Superlat. Microstr.*, **16**(2), 165 (1994).
- [3] U. Bockelmann. *Europ. Phys. Lett.*, **16**(6), 601 (1991).
- [4] P. Ils, Ch. Greus, A. Forchel, V.D. Kulakovskii, N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev. *Phys. Rev. B*, **51**(7), 4272 [s1] (1995).
- [5] J. Rubio, Z.H. van Der Meulen, N. Mestres, J.M. Calleja, K.H. Wang, P. Ils, A. Forchel, N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev. *Sol. St. Electron.*, **40**, 707 (1996).
- [6] Н.В. Ломасов, В.В. Травников, С.О. Когновицкий, С.А. Гуревич, С.И. Нестеров, В.И. Скопина, М. Рабе, Ф. Хеннебергер. *ФТТ*, **40**(8), 1559 (1998).
- [7] С.А. Гуревич, А.В. Колобов, В.М. Любин, С.И. Нестеров, М.М. Кулагина, Ф.Н. Тимофеев, С.И. Трошков. *Письма ЖТФ*, **18**(17), 85 (1992).
- [8] P. Yeh. *Optics Communications*, **26**(3), 289 (1978).
- [9] Landolt-Börnstein. *Physics of II-VI and I-VII compounds, semimagnetic semiconductors*, III / 17b.
- [10] Landolt-Börnstein. *Semiconductors: Intrinsic Properties of Group IV Elements and III-V, II-VI, and I-VII Compounds*, III / 22a.
- [11] G.N. Aliev, A.D. Andreev, O. Coschug-Toates, R.M. Datsiev, S.V. Ivanov, S.V. Sorokin, R.P. Seisyan. *J. Cryst. Growth*, **184/185**, 857 (1998).

Редактор Т.А. Полянская

Polarizational anisotropy of optical reflection spectra of structures with open nanowires

N.S. Averkiev, S.O. Kognovitskii, V.V. Travnikov

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