

07;09

Модуляция радиочастотным полем двух поляризаций отражения света от полупроводниковых гетероструктур

© А.О. Волков, О.А. Рябушкин, М.С. Поволоцкий

Институт радиотехники и электроники РАН (Фрязинское отделение)

E-mail: roa228@ire216.msk.su

Dipartimento di Ingegneria Elettronica, Universita' di Roma "Tor Vergata"

00133, Roma, Italia

Поступило в Редакцию 16 апреля 2001 г.

Предложена радиочастотно-оптическая спектроскопия полупроводниковых структур, использующая модуляцию коэффициента отражения света при воздействии на образец высокочастотного поля двух конфигураций. Зависимость спектров модуляционного отражения света вблизи края фундаментального поглощения полупроводника от поляризации высокочастотного поля позволяет селективно исследовать разные слои структуры. Предложена модель, объясняющая особенности спектров отражения света, модулированного продольным и поперечным высокочастотными электрическими полями в слоях гетероструктуры GaAs/AlGaAs.

Методы модуляционного отражения света от полупроводников позволяют бесконтактным образом определять энергетические особенности электрон-дырочного взаимодействия, величины встроенных электрических полей, градиент электронной температуры и др. Такие методы используют периодическое воздействие (светом накачки, внешним электрическим полем или током) на образец, приводящее к модуляции его диэлектрической проницаемости. Вызванные этой модуляцией изменения в спектре отраженного от образца зондирующего света регистрируются методом синхронного детектирования. Спектры модуляционного отражения несут интегральную информацию о слоях структуры, расположенных на глубине порядка обратного коэффициента поглощения в образце либо света накачки, либо зондирующего света ($\sim 10^{-6}$ м) [1]. В отличие от однородных полупроводников, при исследовании гетероструктур возникает проблема выделения составляющих спектра модуляционного отражения от разных слоев структуры [2].

В методе бесконтактного электроотражения [3] коэффициент отражения света полупроводника модулируется однородным низкочастотным электрическим полем. Такое поле создается обкладками плоского конденсатора, между которыми помещается образец. Метод радиочастотного модуляционного отражения (РМО) [4–7] использует такую же конфигурацию электродов, но применение электрического поля радиочастотного (РЧ) диапазона позволило эффективнее вводить его в образец и получать информацию о быстропротекающих процессах в структуре. Возможности обоих методов ограничены использованием одной поляризации электрического поля. Воздействие полями различной пространственной ориентации индуцирует разные механизмы переноса заряда в структуре. Слои с отличающимися компонентами тензора проводимости ($\sigma_{xx} \neq \sigma_{zz}$) вносят разный вклад в формирование спектра модуляционного отражения, что позволяет выделять спектральные особенности от разных слоев. В данной работе представлено исследование РМО при воздействии РЧ поля двух конфигураций, которое позволило выделить в гетероструктуре GaAs/AlGaAs слой сверхрешетки.

Образец располагался в воздушном зазоре шириной l ($\sim 5 \cdot 10^{-4}$ м) трехэлектродного конденсатора (рис. 1) между кварцевой стеклянной пластиной (α) и плоским металлическим электродом (δ). На поверхности стеклянной пластины сформированы две металлические гребенки (β, γ), образующие встречно-штыревой конденсатор с пространственным периодом d ($\sim 2 \cdot 10^{-4}$ м). К электродам было приложено РЧ напряжение, модулированное по амплитуде $U = U_{RF}(1 + \cos \Omega t) \cos 2\pi \nu t$, $U_{RF} \sim 1 \div 10^2$ В, $\nu \sim 10^5 \div 10^7$ Hz, $\Omega/2\pi \sim 10^3$ Hz. Направленность электрического поля \mathbf{F}^A и \mathbf{F}^B задавалась одним из двух способов включения электродов. В случае *A* напряжение прикладывалось между плоским электродом и замкнутым встречно-штыревым конденсатором ("поперечная" конфигурация), а в случае *B* — между гребенками ("продольная" конфигурация). В случае *B* плоский электрод (δ) изолирован и слабо влияет на формирование РЧ поля в структуре. При поперечной конфигурации две гребенки, действуя как единый плоский электрод, создают электрическое поле, близкое к однородному $U_{RF}/l \sim F_Z^A \gg F_X^A$. Для продольной конфигурации соотношение компонент электрического поля принимает вид: $2U_{RF}/d \sim F_X^B > F_Z^B$. Подробный расчет статического электрического поля такого трехэлектродного конденсатора приведен в [8]. Зондирующий неполяризованный свет постоянной интенсивности в ограниченном спектральном диапазоне с энергией квантов вблизи ширины запрещенной зоны арсенида галлия ($\hbar\omega \sim E_g(\text{GaAs})$) падал

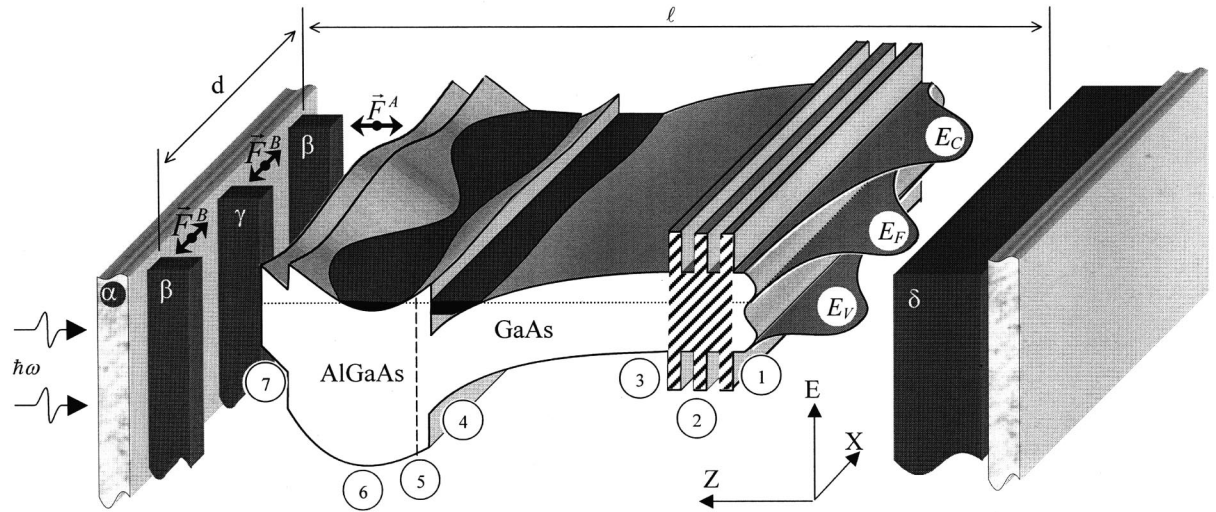


Рис. 1. Энергетическая диаграмма исследуемой гетероструктуры в электрическом поле трехэлектродного конденсатора. X, Z — пространственные координаты, E — потенциальная энергия электрона в полупроводнике, E_C — энергия дна зоны проводимости, E_V — энергия потолка валентной зоны, E_F — энергия уровня Ферми, α — кварцевая пластина, β, γ — электроды встречно-штыревого конденсатора, δ — плоский электрод, $|\vec{F}^A|$ и $|\vec{F}^B|$ — амплитуды РЧ электрических полей двух конфигураций. Сверхрешетка выделена заштрихованной областью. Затемненными зонами обозначены области локализации свободных электронов в присутствии внешнего поля.

на образец через зазоры гребенки ($\sim 7 \cdot 10^{-5}$ м). Изменения в спектре отражения зондирующего света регистрировались на частоте модуляции РЧ поля Ω .

Эксперименты проводились на полупроводниковых структурах GaAs/Al_xGa_{1-x}As, $x \sim 0.15$, широко применяемых для изготовления НЕМТ транзисторов. Гетероструктура (рис. 1) состояла из полужолирующей арсенид-галлиевой подложки (1), сверхрешетки (2), буферного слоя арсенида галлия с остаточной примесью p -типа, $p \sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$ (3), 10^{-8} м нелегированного AlGaAs (5), легированного AlGaAs, $n \sim 10^{24} \text{ м}^{-3}$ (6) и защитного слоя арсенида галлия (7). Интересующая в данной работе сверхрешетка состояла из 10 пар GaAs/AlGaAs, $73 \cdot 10^{-10} \text{ м} / 23 \cdot 10^{-10} \text{ м}$. В квантовой яме вблизи основной гетерограницы образуется двумерный электронный газ (4). Энергия РЧ поля поглощается в областях 4 и 6 свободными электронами, разогрев и перераспределение которых модулирует встроенные поля на частоте Ω [4–7].

На рис. 2 представлен спектр РМО от гетероструктуры при $T = 77$ К в поперечной конфигурации РЧ поля (А). Достаточно сложный вид спектра обусловлен участием многих слоев структуры в его формировании [4–7]. Использование продольной конфигурации позволяет уменьшить число таких слоев и, таким образом, упростить спектр РМО (В) и провести его более точный количественный анализ.

Особенности в спектре РМО при продольной конфигурации РЧ поля (В), расположенные в области энергий квантов зондирующего света $\hbar\omega < E_g(\text{GaAs})$ ($E_g(\text{GaAs}) \sim 1.51$ eV при $T = 77$ К), обусловлены влиянием РЧ поля на связанные экситонные состояния. Связанные экситоны формируются в слоях со слабым встроенным электрическим полем ($F < e/a_x^2 \sim 10^5$ V/m, где a_x — характерный размер экситона в арсениде галлия). Такое поле реализуется в области буферного слоя (3) вблизи сверхрешетки (2). В этой области энергия связи экситона E_x модулируется воздействием свободных электронов, перешедших из двумерного электронного газа (4) под действием РЧ поля [7]. Модуляционное отражение в области $\hbar\omega > E_g(\text{GaAs})$ обусловлено эффектом Франца–Келдыша в слоях с сильным встроенным электрическим полем. В исследуемой структуре такими слоями являются области двумерного электронного газа (4) и защитный слой (7).

На рис. 2 приведены расчетные спектры модуляционного отражения (3, 4, 7). Спектр 3 учитывает модуляцию E_x в области слабого поля

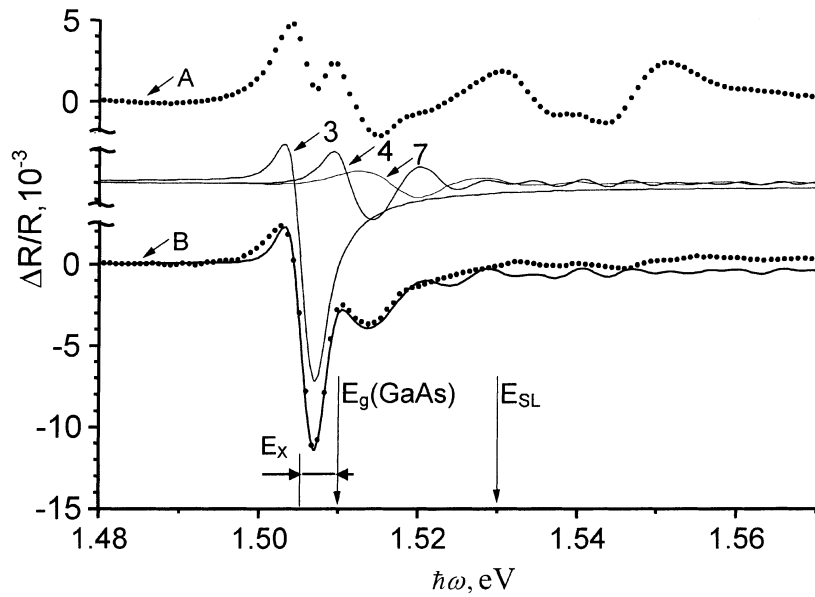


Рис. 2. Экспериментальные (точки) и модельные (сплошные кривые) спектры РМО в поперечной (А) и продольной (В) конфигурациях РЧ поля. Цифры обозначают вклады в спектр В от слоев 3, 4, 7. $E_g(\text{GaAs})$ — энергия ширины запрещенной зоны арсенида галлия при $T = 77 \text{ K}$; E_{EX} — энергия связи свободного экситона; E_{SL} — энергия электрон-дырочных переходов в сверхрешетке.

буферного слоя 3, а спектры 4 и 7 — модуляцию электрического поля в слоях 4, 7. Вклад в спектр отражения от слоя 3 вычислен в рамках теории Тангуи [9] с учетом основного и первого возбужденного экситонных состояний. Вклады от слоев 4 и 7 рассчитаны традиционным способом [1] с учетом тяжелых и легких дырок. Интерференция оптических откликов от каждого слоя выражена в полном модельном спектре согласно теории Аспнеса [1]. Наилучшее согласование расчетного спектра с экспериментальным получено при следующих параметрах слоев: модуляция $E_X = 5.2 \cdot 10^{-3} \div 5.3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$, модуляция напряженности электрического поля $F_4 \sim 10^4 \div 4 \cdot 10^5 \text{ V/m}$, $F_7 \sim 3 \cdot 10^5 \div 7 \cdot 10^5 \text{ V/m}$, феноменологический параметр уширения $\Gamma_3 \sim 2.6 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$, $\Gamma_4 \sim 1.2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$, $\Gamma_7 \sim 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$.

Трехслойная модель достаточно хорошо описывает экспериментальный спектр РМО в продольной конфигурации РЧ поля. Но она недостаточна для описания спектра РМО в поперечной конфигурации (А), который отличается осцилляциями в области энергий фотонов $\hbar\omega > 1.52$ eV. Эти осцилляции ответственны за модуляцию экситонных состояний в квантовых ямах сверхрешетки (2).

Различие спектров А и В качественно объясняется тем, что более однородное поперечное поле \mathbf{F}^A воздействует на все слои структуры. В отличие от \mathbf{F}^A продольное поле \mathbf{F}^B (рис. 1) экранируется слоями двумерного электронного газа (4) и AlGaAs (6), обладающими высокой проводимостью в плоскости структуры (X – Y). В сверхрешетку (2) поле \mathbf{F}^B проникает слабее, поэтому слой 2 не участвует в формировании спектра РМО. Таким образом, радиочастотное модуляционное отражение при различных конфигурациях электрического поля позволяет селективно изучать слои полупроводниковых наноструктур с выраженной анизотропией проводимости.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 00–02–16655).

Список литературы

- [1] *Aspnes D.E.* Handbook on Semiconductors. North-Holland Publishing Company, 1980. V. 2.
- [2] *Sydor M., Badakhshan A., Engholm J.R.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 58. N 9. С. 948–950.
- [3] *Yin X., Pollak F.H.* // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 59. N 18. P. 2305–2307.
- [4] *Рябушкин О.А., Сабликов В.А.* // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 67. В. 3. С. 217–221.
- [5] *Ryabushkin O.A., Sablikov V.A.* // Proceeding of the SPIE XVI International Conference on Coherent and Nonlinear Optics ICONO'98. 1999. V. 3732. P. 137–146.
- [6] *Рябушкин О.А., Сабликов В.А., Поволоцкий М.С.* и др. // Микросистемная техника. 2001. № 2. С. 20–22.
- [7] *Ryabushkin O.A.* // Proceeding of Nanostructures: Physics and Technology. St. Petersburg, 1997. С. 270–273.
- [8] *Ефанов А.В.* // ФТП. 1996. Т. 30. В. 11. С. 2077–2080.
- [9] *Tanguy Ch.* // Appl. Phys. 1996. V. 80. С. 4626–4631.