

Анизотропия оптических констант гетероструктур ZnSe/BeTe без общего атома на интерфейсах

© А.С. Гуревич, В.П. Кочерешко, А.В. Платонов, А. Вагг*, Д.Р. Яковлев**, Г. Ландвер**

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

* Universität Ulm,

89091 Ulm, Germany

** Physikalisches Institut der Universität Würzburg,
97074 Würzburg, Germany

(Поступила в Редакцию 28 августа 2003 г.)

Методом эллипсометрии на отражение исследована анизотропия в плоскости структуры показателей преломления и поглощения света в сине-зеленой области спектра в гетероструктурах типа II без общего атома на интерфейсах — ZnSe/BeTe. Установлено, что относительная разность (анизотропия) показателей преломления и поглощения света остается ненулевой во всем исследованном диапазоне и достигает 0.6% для показателя преломления и 85% для показателя поглощения света. Обнаружено, что в отличие от экситонных переходов с участием тяжелой дырки для экситона с легкой дыркой анизотропия показателя поглощения больше по величине и имеет противоположный знак.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований № 01-02-17758-а и Министерства науки России.

1. Введение

Недавно в периодических гетероструктурах типа II ZnSe/BeTe было обнаружено, что сигнал фотолуминесценции (ФЛ) пространственно непрямого экситона линейно поляризован в плоскости структуры [1,2] со степенью поляризации порядка 80% вдоль кристаллографических осей [110] и [1 $\bar{1}$ 0]. Этот эффект связан с более низкой локальной симметрией границы раздела двух контактирующих веществ со структурой цинковой обманки по сравнению с симметрией исходных полупроводников.

В отличие от исходного, объемного полупроводника со структурой цинковой обманки, обладающего точечной симметрией T_d , идеальный интерфейс, а следовательно, и одиночный гетеропереход обладает симметрией C_{2v} . Такая пониженная точечная симметрия гетероперехода допускает проявление анизотропии оптических свойств в плоскости структуры, что и проявлялось в линейной поляризации в плоскости сигнала ФЛ непрямого экситона, локализованного вблизи интерфейса [3].

Спектры ФЛ непрямого экситона отражают только локальные свойства данного интерфейса и не дают информации об оптических свойствах образца в целом. Для измерения оптических констант полупроводниковых гетероструктур, как правило, используют спектроскопию отражения и пропускания света. Однако одни только спектры отражения не позволяют независимо измерять вещественную и мнимую части показателя преломления света. Для этого нужно иметь два спектра (отражения и пропускания), измеренных для одного образца.

В данной работе использовались образцы сверхрешеток (СР) на основе ZnSe/BeTe, выращенные на подложках GaAs. Из-за сильного поглощения света в таких подложках в интересующем нас спектральном

диапазоне получить спектры пропускания не представлялось возможным. Поэтому для исследования оптической анизотропии наших образцов мы использовали метод эллипсометрии на отражение. Период исследованных гетероструктур был много меньше, чем длина волны света в используемом спектральном диапазоне, поэтому для описания оптических свойств таких структур можно пользоваться эффективными показателями преломления и поглощения или тензором эффективной диэлектрической проницаемости [4].

С помощью метода эллипсометрии на отражение были измерены спектральные зависимости эффективных показателей преломления и поглощения света СР ZnSe/BeTe в сине-зеленой области спектра. Обнаружено различие значений эффективных показателей преломления и поглощения света, отвечающих кристаллографическим направлениям [110] и [1 $\bar{1}$ 0] СР ZnSe/BeTe, во всем исследованном спектральном диапазоне.

2. Эксперимент

В работе исследовались СР ZnSe/BeTe с разрывом зон типа II, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs в направлении [001]. Толщина слоев ZnSe в СР 100 Å, толщина слоев BeTe 50 Å, общая толщина СР составляла 3000 Å, т.е. была равна 20 периодам ZnSe/BeTe. Благодаря тому, что разница в постоянных решетки соединений ZnSe, BeTe и GaAs не превышает 0.4%, данные гетероструктуры практически не содержат напряжений. Специального легирования исследованных образцов не проводилось. Зонная диаграмма исследованных СР типа II представлена на рис. 1. В такой СР электроны локализованы в слоях ZnSe, а дырки — в слоях BeTe.

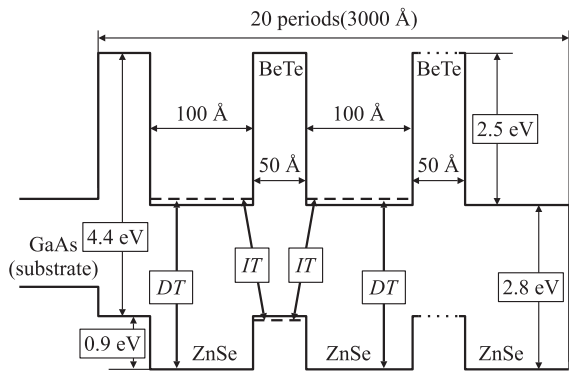


Рис. 1. Зонная диаграмма периодической гетероструктуры (сверхрешетки) ZnSe/BeTe с разрывом зон типа II. Структура содержит 20 периодов. DT — пространственно прямые оптические переходы в слоях ZnSe с энергией $E \sim 2.8$ eV, IT — пространственно не прямые оптические переходы с энергией $E \sim 1.9$ eV.

Исследовались CP ZnSe/BeTe с неэквивалентными интерфейсами (Zn—Te . . . Be—Se). Такие интерфейсы обладают точечной симметрией C_{2v} и понижают симметрию до C_{2v} всего образца в целом [3].

Нормированные на интенсивность источника света и спектральную характеристику детектора спектры отражения линейно поляризованного света от CP ZnSe/BeTe в области пространственно прямых экситонных переходов, т.е. переходов в слоях ZnSe, представлены на рис. 2. Спектры отражения регистрировались при углах падения света на образец, близких к нормальному (угол падения не превышал 12°). Температура образца составляла 77 K; образец был установлен в криостат и закреплен на погруженном в жидкий азот медном держателе, который обеспечивал теплообмен между жидким азотом и образцом. Для того чтобы исключить влияние преломления света на границе между жидким азотом и окнами криостата, сам образец в жидкий азот погружен не был. Падающий на образец и отраженный от него свет пропускаться через линейные поляризаторы, оси которых были параллельны. Измерения проводились для двух различных ориентаций осей поляризаторов относительно кристаллографических осей образца. В первом случае свет был линейно поляризован в направлении $[110]$, т.е. плоскость поляризации света параллельна кристаллографической оси образца $[110]$ (рис. 2, *a*). Во втором случае свет был линейно поляризован в направлении $[1\bar{1}0]$ (рис. 2, *b*).

В приведенных спектрах отражения наблюдается линия пространственно прямого экситона, локализованного в слоях ZnSe ($e1-hh1$). Сравнивая спектры отражения, измеренные при различных поляризациях света, можно заметить некоторое различие амплитуды линии экситонного резонанса для двух поляризаций. В случае поляризации света вдоль оси $[110]$ (рис. 2, *a*) амплитуда резонанса больше, чем при поляризации света вдоль $[1\bar{1}0]$. Кроме того, при поляризации вдоль $[1\bar{1}0]$ (рис. 2, *b*) видна особенность, связанная с простран-

ственно прямым экситоном с легкой дыркой ($e1-lh1$), отсутствующая в случае поляризации вдоль $[110]$. Такое различие спектров отражения указывает на то, что показатель преломления света вблизи экситонного резонанса зависит от взаимной ориентации образца и плоскости поляризации света, т.е. наблюдается анизотропия оптических свойств в плоскости структуры.

Анализ одних только спектров отражения не позволяет независимо измерить показатели преломления и поглощения света (или вещественную и мнимую части диэлектрической проницаемости). Для того чтобы установить вещественная или мнимая часть диэлектрической проницаемости образца проявляет анизотропное поведение и измерить их спектральные зависимости, мы воспользовались методом эллипсометрии на отражение.

Данный метод исследования оптических свойств твердых тел основан на анализе изменения состояния поляризации плоской световой волны при отражении от поверхности исследуемого образца. В работе использовался метод эллипсометрии на отражение в схеме с вращающимся компенсатором (фазовращательной пластиной) [5]. Такая схема эллипсометра позволяет осуществлять полное измерение состояния поляриза-

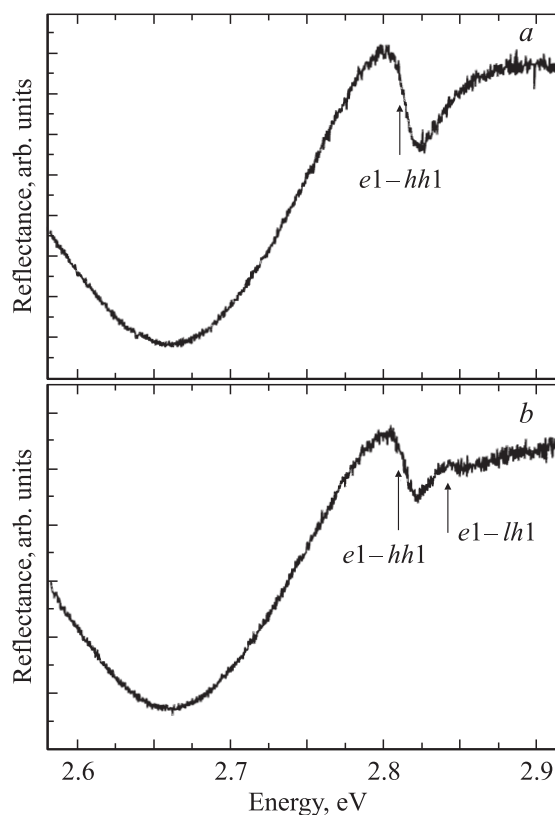


Рис. 2. Спектры отражения линейно поляризованного света от сверхрешетки ZnSe/BeTe в спектральной области, соответствующей пространственно прямым оптическим переходам в слоях ZnSe. *a* — спектр отражения света, линейно поляризованного вдоль кристаллографического направления $[110]$ образца, *b* — спектр отражения света с линейной поляризацией вдоль $[1\bar{1}0]$. Угол падения близок к нормальному: $\theta_0 = 12^\circ$. Температура образца $T = 77$ K.

ции света (азимутальный угол эллипса поляризации, отношение длин его полуосей, знак этого отношения), что необходимо для нахождения оптических констант тонких пленок, толщина которых сравнима с длиной волны света в используемом спектральном диапазоне.

Согласно принятой терминологии (см., например, [6]), будем называть плоскую линейно поляризованную монохроматическую волну *s*-волной (*p*-волной), если ее электрический вектор перпендикулярен (параллелен) плоскости падения света на образец. При этом плоскость падения света задается падающим на образец и отраженным от него лучами. В процессе эллипсометрических измерений на образец под некоторым углом падал линейно поляризованный свет. Изменялось состояние поляризации отраженного от образца света. По известному состоянию поляризации световой волны до и после отражения от образца находилось отношение комплексных амплитудных коэффициентов отражения Френеля [6]

$$\rho_{\text{exp}}(\hbar\omega) = \frac{r_p}{r_s} \equiv \rho_{\text{abs}}(\hbar\omega) \exp[i\Delta(\hbar\omega)]. \quad (1)$$

Здесь r_p и r_s — комплексные амплитудные коэффициенты отражения Френеля для *p*- и *s*-волн соответственно, ρ_{abs} — модуль отношения коэффициентов Френеля (часто вместо величины ρ_{abs} рассматривают угол ψ , связанный с ρ_{abs} соотношением $\text{tg } \psi = \rho_{\text{abs}}$), Δ — аргумент отношения коэффициентов Френеля. Модуль отношения коэффициентов Френеля ρ_{abs} показывает, насколько слабее отражается *p*-волна по сравнению с *s*-волной для данной энергии фотонов, падающих на образец. В свою очередь аргумент отношения коэффициентов Френеля Δ есть не что иное, как разность фаз между *p*- и *s*-волнами, возникающая при отражении последних от образца. Таким образом, в процессе эллипсометрических измерений для данной длины волны света и при заданных угле падения света на образец и ориентации кристаллографических осей образца относительно плоскости падения определялись две независимые действительные величины, характеризующие оптические свойства исследуемой гетероструктуры. Измеренное значение комплексной величины ρ_{exp} для заданной длины волны света позволяет найти оптические постоянные образца (показатели преломления и поглощения) в той же спектральной точке.

3. Результаты эксперимента

В данной работе эллипсометрические измерения проводились при углах падения света на образец $50.0 < \theta_0 < 65.0^\circ$. Точность установки углов падения была не хуже $\pm 0.02^\circ$ и непрерывно контролировалась в процессе экспериментов. Для определенного угла падения света проводились два измерения: в первом случае кристаллографическая ось образца $[1\bar{1}0]$ была параллельна плоскости падения, во втором перпендикулярна ей. Эллипсометрические измерения выполнялись

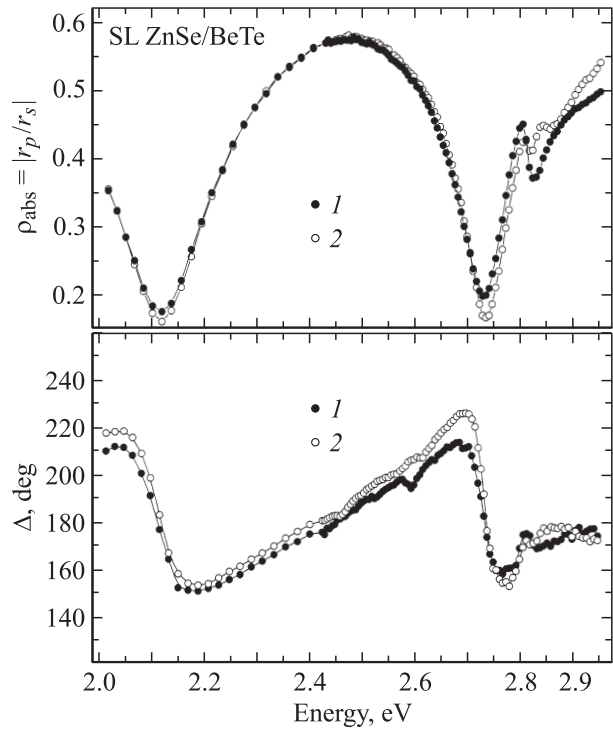


Рис. 3. Спектральные зависимости величин ρ_{abs} и Δ , измеренные при угле падения света на образец $\theta_0 = 53.64^\circ$. 1 — кристаллографическая ось образца $[1\bar{1}0]$ параллельна плоскости падения. 2 — ось $[1\bar{1}0]$ перпендикулярна плоскости падения. Температура образца $T = 77$ К.

при температуре образца, равной 77 К. Для точного контроля угла падения света образец не погружался в жидкий азот, а был закреплен на находящемся в жидком азоте медном держателе.

На рис. 3 представлены измеренные методом эллипсометрии зависимости величин ρ_{abs} и Δ от частоты падающего на образец света для угла падения $\theta_0 = 53.64^\circ$ при параллельной и перпендикулярной ориентации кристаллографической оси образца $[1\bar{1}0]$ относительно плоскости падения. Приведенные на этом рисунке зависимости однозначно указывают на наличие оптической анизотропии в плоскости исследуемой структуры, поскольку при всех прочих равных условиях измеренные значения величин ρ_{abs} и Δ зависят от взаимной ориентации плоскости падения света и кристаллографических осей образца. Характерной особенностью представленных на рис. 3 результатов является также и то, что наблюдаемая оптическая анизотропия максимальна при энергиях, близких к энергии пространственно прямого экситона в слое ZnSe ($E \approx 2.8$ eV), и остается ненулевой практически во всем использованном спектральном диапазоне. Периодический характер изменения приведенных на рис. 3 величин в широком спектральном диапазоне отвечает интерференции света в исследуемой CP ZnSe/BeTe, поскольку ее толщина, равная 3000 Å, сравнима с длиной волны света в используемом спектральном диапазоне ($\lambda = 4200\text{--}6200$ Å).

4. Обработка экспериментальных результатов

Поскольку период СР много меньше длины волны света в исследуемом спектральном диапазоне ($Kd_0 \ll 1$, где K — волновой вектор света, d_0 — период СР ZnSe/BeTe), можно рассматривать такую СР в приближении оптически анизотропной однородной эффективной среды [4] и описывать ее взаимодействием со светом тензором эффективной диэлектрической проницаемости. Полупроводниковые соединения, образующие исследуемую СР, кристаллизуются в структуру цинковой обманки, обладающую симметрией T_d .

Как уже отмечалось, наличие неэквивалентных интерфейсов в СР ZnSe/BeTe, каждый из которых обладает точечной симметрией C_{2v} , приводит к понижению симметрии до C_{2v} всего образца в целом [3]. Следовательно, тензор диэлектрической проницаемости исследуемой СР диагонализуется в кристаллографических направлениях, совпадающих с направлениями осей симметрии второго порядка C_2 , т.е. вдоль кристаллографических направлений $[110]$, $[\bar{1}\bar{1}0]$ и $[001]$. Для нахождения главных значений тензора диэлектрической проницаемости СР из экспериментальных данных, полученных методом эллипсометрии, выразим отношение комплексных амплитудных коэффициентов отражения Френеля для p - и s -волн через угол падения света на образец, толщину СР, главные значения тензора диэлектрической проницаемости СР и диэлектрическую проницаемость подложки.

Задачу об отражении поляризованного света от образца, состоящего из однородного изотропного слоя заданной толщины, лежащего на однородной изотропной подложке, можно решить с помощью формализма матриц переноса, изложенного, например, в [6]. Такая задача может быть обобщена на случай отражения поляризованного света от системы анизотропный однородный слой—изотропная подложка. При этом, поскольку поверхность исследуемой СР ZnSe/BeTe имеет ориентацию (001) , одна из главных осей тензора диэлектрической проницаемости слоя совпадает с направлением нормали к поверхности образца, а две другие оси тензора лежат в плоскости образца. В том случае, когда одна из двух лежащих в плоскости образца осей тензора диэлектрической проницаемости перпендикулярна плоскости падения, а другая параллельна ей, p - и s -компоненты поляризованного света отражаются от анизотропного образца независимо друг от друга. При указанной ориентации осей тензора диэлектрической проницаемости СР ZnSe/BeTe относительно плоскости падения коэффициенты отражения Френеля от исследуемого образца имеют простой аналитический вид.

Вводя прямоугольную систему координат таким образом, чтобы плоскостью падения являлась плоскость yz , а плоскость xz была параллельна поверхности образца (ось z перпендикулярна поверхности образца), получаем для комплексных амплитудных коэффициентов отраже-

ния Френеля r_p и r_s следующие выражения:

$$\rho_{\text{theory}} = \frac{r_p}{r_s},$$

$$r_p = \frac{r_{01p} + r_{12p} \exp(2i\beta_p)}{1 + r_{01p} r_{12p} \exp(2i\beta_p)},$$

$$r_s = \frac{r_{01s} + r_{12s} \exp(2i\beta_s)}{1 + r_{01s} r_{12s} \exp(2i\beta_s)}. \quad (2)$$

Здесь r_{01p} и r_{12p} — комплексные амплитудные коэффициенты отражения p -волны от границ внешняя среда—анизотропный слой и анизотропный слой—подложка соответственно, β_p — набег фазы p -волны при прохождении через анизотропный слой, r_{01s} , r_{12s} и β_s — аналогичные величины для s -волны. Выражая данные величины через главные значения тензора диэлектрической проницаемости исследуемой СР, получаем

$$\left\{ \begin{array}{l} r_{01s} = \frac{\sqrt{\varepsilon_0 - \varepsilon_0 \sin^2 \theta_0} - \sqrt{\varepsilon_{xx} - \varepsilon_0 \sin^2 \theta_0}}{\sqrt{\varepsilon_0 - \varepsilon_0 \sin^2 \theta_0} + \sqrt{\varepsilon_{xx} - \varepsilon_0 \sin^2 \theta_0}}, \\ r_{12s} = \frac{\sqrt{\varepsilon_{xx} - \varepsilon_0 \sin^2 \theta_0} - \sqrt{\varepsilon_{\text{sub}} - \varepsilon_0 \sin^2 \theta_0}}{\sqrt{\varepsilon_{xx} - \varepsilon_0 \sin^2 \theta_0} + \sqrt{\varepsilon_{\text{sub}} - \varepsilon_0 \sin^2 \theta_0}}, \\ \beta_s = 2\pi \frac{d}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon_{xx} - \varepsilon_0 \sin^2 \theta_0}, \end{array} \right. \quad (3)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} r_{01p} = \frac{\varepsilon_{yy} \sqrt{\varepsilon_0 - \varepsilon_0 \sin^2 \theta_0} - \varepsilon_0 \sqrt{\varepsilon_{yy} - \varepsilon_0 \sin^2 \theta_0}}{\varepsilon_{yy} \sqrt{\varepsilon_0 - \varepsilon_0 \sin^2 \theta_0} + \varepsilon_0 \sqrt{\varepsilon_{yy} - \varepsilon_0 \sin^2 \theta_0}}, \\ r_{12p} = \frac{\varepsilon_{\text{sub}} \sqrt{\varepsilon_{yy} - \varepsilon_0 \sin^2 \theta_0} - \varepsilon_{yy} \sqrt{\varepsilon_{\text{sub}} - \varepsilon_0 \sin^2 \theta_0}}{\varepsilon_{\text{sub}} \sqrt{\varepsilon_{yy} - \varepsilon_0 \sin^2 \theta_0} + \varepsilon_{yy} \sqrt{\varepsilon_{\text{sub}} - \varepsilon_0 \sin^2 \theta_0}}, \\ \beta_p = 2\pi \frac{d}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon_{yy} - \varepsilon_0 \sin^2 \theta_0}. \end{array} \right. \quad (4)$$

В выражениях (3), (4) θ_0 — угол падения света на образец, ε_0 — диэлектрическая проницаемость внешней среды, ε_{xx} и ε_{yy} — главные значения тензора диэлектрической проницаемости СР ZnSe/BeTe, d — толщина всей СР, ε_{sub} — диэлектрическая проницаемость подложки, λ_0 — длина волны света в вакууме.

Таким образом, с помощью выражений (2)–(4) можно связать неизвестные компоненты тензора диэлектрической проницаемости СР ZnSe/BeTe с экспериментально измеренной величиной отношения комплексных амплитудных коэффициентов отражения Френеля от исследуемой структуры ρ_{exp} . Тот факт, что толщина СР ZnSe/BeTe является величиной того же порядка, что и длина волны света в исследуемом спектральном диапазоне, приводит к невозможности разложения в ряд по малому параметру d/λ_0 экспоненты в (2). Поэтому аналитическое выражение главных значений

тензора диэлектрической проницаемости CP ZnSe/BeTe через измеренную экспериментально величину ρ_{exp} не представляется возможным, поскольку данные величины оказываются связанными посредством трансцендентного уравнения. В связи с этим главные значения тензора диэлектрической проницаемости исследуемой CP — $\varepsilon_{[110]}$ и $\varepsilon_{[1\bar{1}0]}$ — находились численно следующим образом.

Введем обозначения для измеренных величин отношения комплексных амплитудных коэффициентов отражения Френеля. Пусть $\rho_{\text{exp}}^{(1)}$ и $\rho_{\text{exp}}^{(2)}$ — определенные при угле падения $\theta_0 = 53.64^\circ$ величины в случаях, когда кристаллографическая ось $[1\bar{1}0]$ исследуемого образца перпендикулярна и параллельна плоскости падения соответственно. Направление $[110]$ при измерениях величины $\rho_{\text{exp}}^{(1)}$ отвечает диэлектрической проницаемости ε_{xx} в выражении (3), а при измерении $\rho_{\text{exp}}^{(2)}$ — диэлектрической проницаемости ε_{yy} в (4). Для всех длин волн света из исследуемого спектрального диапазона, для которых были измерены $\rho_{\text{exp}}^{(1)}$ и $\rho_{\text{exp}}^{(2)}$, неизвестные комплексные величины диэлектрических проницаемостей $\varepsilon_{[110]}$ и $\varepsilon_{[1\bar{1}0]}$, соответствующие направлениям $[110]$ и $[1\bar{1}0]$ рассматриваемой структуры, варьировались до тех пор, пока функция ошибки F , определенная как

$$F(\varepsilon_{[110]}, \varepsilon_{[1\bar{1}0]}) = \sum_{i=1}^2 |\rho_{\text{exp}}^{(i)} - \rho_{\text{theory}}^{(i)}|^2, \quad (5)$$

не достигала своего минимума. Здесь $\rho_{\text{exp}}^{(1)}$ и $\rho_{\text{exp}}^{(2)}$ — измеренные величины отношения комплексных амплитудных коэффициентов отражения Френеля для двух ориентаций образца относительно плоскости падения света, $\rho_{\text{theory}}^{(i)}$ — те же величины, вычисленные по формулам (2)–(4). Для диэлектрической проницаемости подложки использовались значения диэлектрической проницаемости нелегированного GaAs; данные были взяты из работы [7]. Толщина всей CP равнялась 3000 Å. Для каждой длины волны света из исследованного спектрального диапазона минимум функции ошибки F в выражении (5) находился методом градиентного спуска при одновременном варьировании действительных и мнимых частей диэлектрических проницаемостей CP ZnSe/BeTe, соответствующих кристаллографическим направлениям $[110]$ и $[1\bar{1}0]$.

В дальнейшем будем рассматривать не главные значения тензора диэлектрической проницаемости, а соответствующие значения показателей преломления и поглощения света, определяемые как

$$\begin{aligned} (n_{[110]} + ik_{[110]})^2 &= \varepsilon_{[110]}, \\ (n_{[1\bar{1}0]} + ik_{[1\bar{1}0]})^2 &= \varepsilon_{[1\bar{1}0]}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $n_{[110]}$ и $n_{[1\bar{1}0]}$ — значения показателя преломления CP ZnSe/BeTe, отвечающие кристаллографическим направлениям $[110]$ и $[1\bar{1}0]$, а $k_{[110]}$ и $k_{[1\bar{1}0]}$ — значения показателя поглощения для тех же кристаллографических направлений.

5. Показатели преломления и поглощения

Вычисленные на основе экспериментальных данных спектральные зависимости показателей преломления и поглощения света CP ZnSe/BeTe представлены на рис. 4. Для представленных зависимостей отчетливо проявляются следующие особенности. Как для кристаллографического направления $[110]$ (сплошные кривые), так и для направления $[1\bar{1}0]$ (штриховые кривые) видна яркая линия экситонного перехода с участием тяжелой дырки ($e1-hh1$) в первой подзоне размерного квантования. Особенность, связанная с экситонным переходом с участием легкой дырки ($e1-lh1$), также наблюдается на зависимостях оптических констант, соответствующих направлениям $[110]$ и $[1\bar{1}0]$, однако для направления $[1\bar{1}0]$ особенность $e1-lh1$ существенно меньше по амплитуде. На основании полученных спектральных зависимостей показателя преломления и поглощения света в CP ZnSe/BeTe были определены резонансные энергии пространственно прямых экситонных переходов. Для экситона с тяжелой дыркой энергия перехода составляет $E_{hh} = 2.818$ eV. Для экситона с легкой дыркой $E_{lh} = 2.850$ eV.

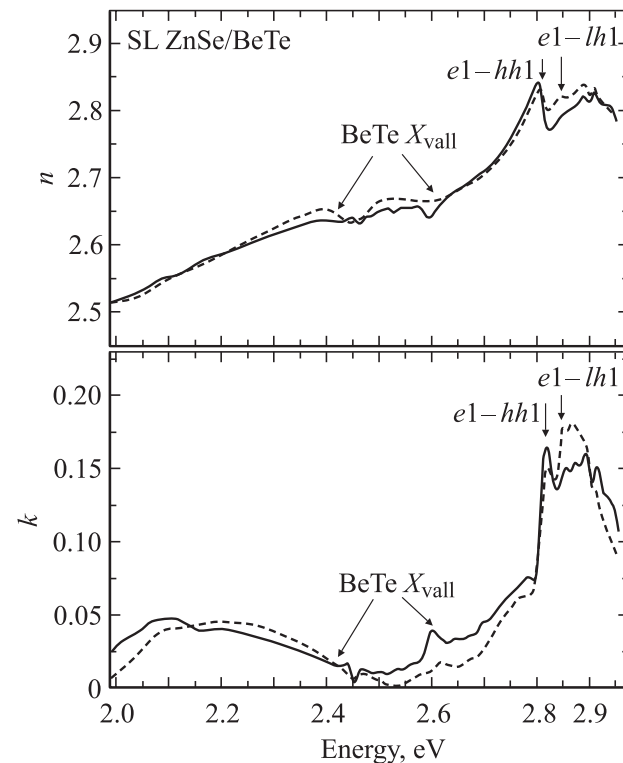


Рис. 4. Зависимости показателей преломления n и поглощения k сверхрешетки ZnSe/BeTe от частоты света. Сплошные кривые — зависимости оптических постоянных, соответствующих кристаллографическому направлению $[110]$ структуры; штриховые — зависимости оптических констант, отвечающих направлению $[1\bar{1}0]$. Температура образца $T = 77$ К.

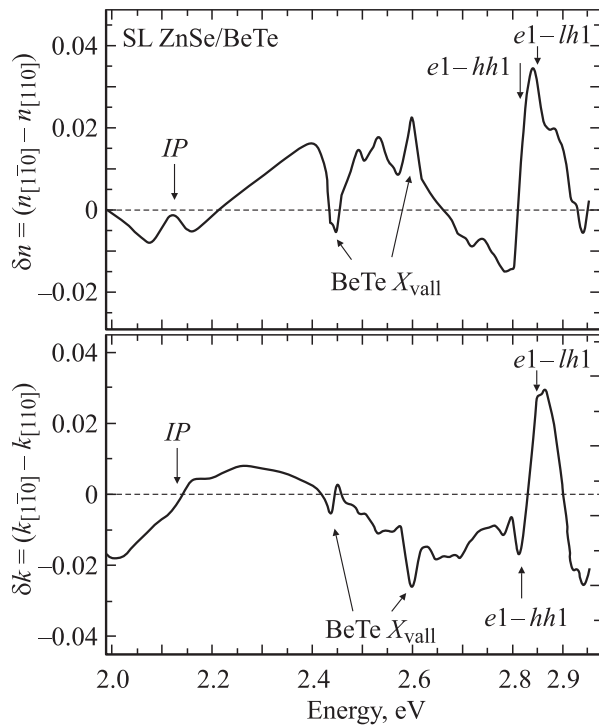


Рис. 5. Спектральная зависимость разности величин оптических постоянных, соответствующих кристаллографическим направлениям $[1\bar{1}0]$ и $[110]$ сверхрешетки ZnSe/BeTe (δn — разность показателей преломления, δk — разность показателей поглощения). Температура образца $T = 77$ К.

В представленных на рис. 4 зависимостях показателей преломления и поглощения в спектральной области от 2.45 до 2.65 eV наблюдается особенность (BeTe X_{vall}), связанная, по-видимому, с переходами электронов из валентной зоны BeTe в его X -долину зоны проводимости [8]. Соединение BeTe является непрямозонным полупроводником [9], однако вследствие размерного квантования в слоях BeTe для электронов с волновыми векторами, направленными вдоль оси роста структуры, указанные переходы будут прямыми в пространстве волновых векторов.

Для более наглядного представления о характере и величине оптической анизотропии в плоскости CP ZnSe/BeTe на рис. 5 представлены спектральные зависимости разности оптических констант, отвечающих кристаллографическим направлениям $[110]$ и $[1\bar{1}0]$ исследуемой гетероструктуры. Анизотропия показателей преломления, определяемая как $\delta n = n_{[1\bar{1}0]} - n_{[110]}$, остается ненулевой практически во всем исследованном спектральном диапазоне и достигает максимального значения $\delta n^{max} \approx 0.035$ при энергии $E = 2.838$ eV. При этом анизотропия показателя преломления проходит через нуль при энергии, соответствующей экситонному резонансу с участием тяжелой дырки ($e1-hh1$), что отвечает отсутствию видимого расщепления между энергиями экситонных резонансов с тяжелой дыр-

кой ($e1-hh1$) для света, линейно поляризованного вдоль направлений $[110]$ и $[1\bar{1}0]$ (рис. 5). Анизотропия показателя поглощения света $\delta k = k_{[1\bar{1}0]} - k_{[110]}$ достигает наибольшего значения $\delta k^{max} \approx 0.03$ при энергии света $E = 2.861$ eV (рис. 5). Как видно, анизотропия показателя поглощения имеет разные знаки для переходов с участием тяжелой ($e1-hh1$) и легкой ($e1-lh1$) дырок. Как и для анизотропии показателя преломления света, анизотропия поглощения остается отличной от нуля практически во всем исследованном спектральном диапазоне.

В приведенных на рис. 5 зависимостях отчетливо видны особенности, связанные, по-видимому, с пространственно прямыми переходами в слоях BeTe — переходами из валентной зоны в X -долину (BeTe X_{vall}). Ниже по энергии — в спектральном диапазоне от 2.0 до 2.4 eV — анизотропия оптических констант обусловлена пространственно непрямими переходами в CP ZnSe/BeTe с участием электрона, локализованного в слое ZnSe, и дырки, локализованной в слое BeTe. Кроме того, при энергии света, равной 2.13 eV, анизотропия показателя поглощения проходит через нуль, при этом анизотропия показателя преломления близка к нулю (рис. 5). Таким образом, в исследованном спектральном диапазоне у CP ZnSe/BeTe имеется „изотропная“ точка (IP), что согласуется с результатами расчетов матричных элементов пространственно непрямых оптических переходов в гетероструктурах типа II [10].

Относительная величина анизотропии преломления, определяемая как $\Delta n = (n_{[1\bar{1}0]} - n_{[110]}) / (n_{[1\bar{1}0]} + n_{[110]})$, достигает максимальной величины в 0.6% при энергии $E = 2.836$ eV. При этом относительная анизотропия показателя поглощения $\Delta k = (k_{[1\bar{1}0]} - k_{[110]}) / (k_{[1\bar{1}0]} + k_{[110]})$ достигает 85% в спектральной области, соответствующей

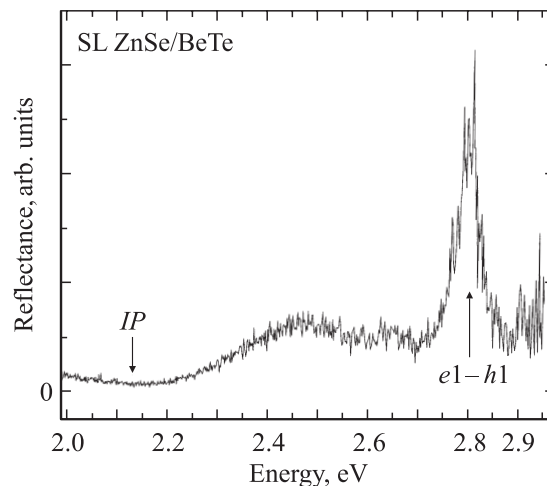


Рис. 6. Спектр отражения поляризованного света от сверхрешетки ZnSe/BeTe. Падающий на образец свет обладает s -поляризацией. Кристаллографическая ось $[110]$ образца составляет угол 45° с плоскостью падения. Измерялась интенсивность отраженного света в p -поляризации. Температура образца $T = 77$ К.

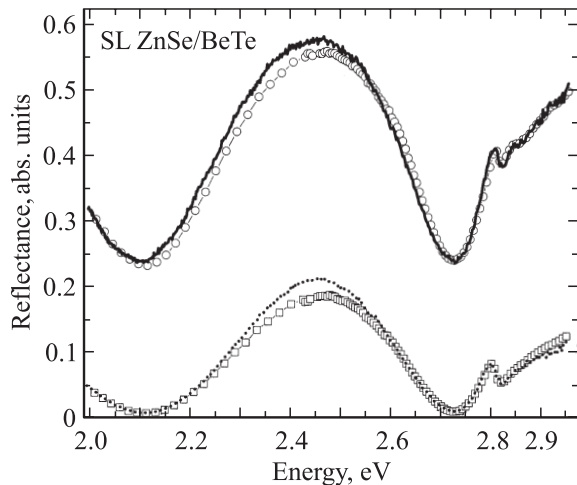


Рис. 7. Спектры отражения линейно поляризованного света от сверхрешетки ZnSe/BeTe. Кружками и квадратами показаны рассчитанные по найденным спектральным зависимостям оптических констант сверхрешетки ZnSe/BeTe спектры отражения света, обладающего *s*- и *p*-поляризацией соответственно. Расчет произведен для угла падения $\theta_0 = 53.57^\circ$. Сплошная и пунктирная кривые — измеренные при том же угле падения спектры отражения *s*- и *p*-поляризованного света соответственно. Температура образца $T = 77$ К.

щей пространственно прямым переходам в слоях BeTe. Столь большое различие между величинами Δn и Δk обусловлено малостью величины показателя поглощения света в CP ZnSe/BeTe в исследуемом спектральном диапазоне.

На рис. 6 представлен спектр отражения поляризованного света от CP ZnSe/BeTe, измеренный следующим образом. В процессе измерений свет пропусклся через линейный поляризатор, ось которого была перпендикулярна плоскости падения, затем отражался от образца под некоторым углом ($\theta_0 = 53.57^\circ$) и, проходя через еще один линейный поляризатор, ось которого была параллельна плоскости падения, попадал на детектор. Образец был сориентирован таким образом, что его кристаллографическая ось [110] составляла угол в 45° с плоскостью падения света на образец. Представленный спектр отражения нормирован на спектральные характеристики источника света и детектора для соответствующих направлений поляризации. При такой взаимной ориентации образца и осей поляризаторов ненулевая величина отраженного света обусловлена исключительно оптической анизотропией, которая „перебрасывает“ часть излучения из *s*- в *p*-поляризацию. Приведенный на рис. 6 спектр отражения является суммарной (поглощение и преломление) беззнаковой характеристикой оптической анизотропии образца и демонстрирует эффект двулучепреломления в CP ZnSe/BeTe. На представленной зависимости доминирует особенность, связанная с экситонными переходами в слоях ZnSe ($e1-h1$). Это согласуется с представленными на рис. 5 спектральными

зависимостями анизотропии оптических констант CP ZnSe/BeTe, из которых следует, что абсолютная величина оптической анизотропии максимальна именно в спектральной области пространственно прямых переходов в слоях ZnSe. При энергии света, равной 2.13 eV, в приведенном на рис. 6 спектре отражения наблюдается минимум сигнала (анизотропии), что соответствует „изотропной“ точке, определенной ранее из спектральных зависимостей величин анизотропии показателей преломления и поглощения света в CP ZnSe/BeTe (рис. 5).

Найденные в данной работе спектральные зависимости оптических констант CP типа II ZnSe/BeTe позволяют при помощи выражений (2)–(4) рассчитать абсолютные значения коэффициентов отражения поляризованного света. На рис. 7 представлены рассчитанные и измеренные спектры отражения поляризованного света от CP ZnSe/BeTe для угла падения $\theta_0 = 53.57^\circ$ в ситуации, когда кристаллографическая ось [110] образца параллельна плоскости падения. Как видно из этого рисунка, наблюдается удовлетворительное совпадение рассчитанных и измеренных спектральных зависимостей коэффициентов отражения линейно поляризованного света от CP ZnSe/BeTe во всем исследованном спектральном диапазоне. При этом в спектральной области максимальной оптической анизотропии исследуемых гетероструктур — в области экситонных резонансов ($E \approx 2.8$ eV, см. рис. 5 и 6) — степень совпадения рассчитанных и измеренных спектров отражения является высокой.

6. Заключение

В данной работе методом эллипсометрии на отражение были впервые измерены показатели преломления и поглощения света периодических гетероструктур типа II ZnSe/BeTe с неэквивалентными интерфейсами. Обнаружено, что вызванное наличием неэквивалентных интерфейсов понижение симметрии гетероструктур с различным анионно-катионным составом приводит к появлению латеральной оптической анизотропии. Это выражается в различии показателей преломления и поглощения света, отвечающих кристаллографическим направлениям [110] и $[\bar{1}\bar{1}0]$ CP ZnSe/BeTe. Величина оптической анизотропии остается ненулевой во всем исследованном спектральном диапазоне и достигает наибольшего значения вблизи экситонных резонансов. Наблюдаемая оптическая анизотропия показателей преломления и поглощения света объясняется [3] смешиванием на интерфейсах состояний легких и тяжелых дырок и, как следствие, различием матричных элементов оптического перехода для двух ориентаций образца относительно плоскости поляризации падающего света.

Список литературы

- [1] A.V. Platonov, V.P. Kochereshko, E.L. Ivchenko, D.R. Yakovlev, S.V. Ivanov, W. Ossau, A. Waag, G. Landwehr. Proc. 6th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“. St. Petersburg (1998). P. 28.
- [2] A.V. Platonov, V.P. Kochereshko, E.L. Ivchenko, G.V. Mikhailov, D.R. Yakovlev, M. Keim, W. Ossau, A. Waag, G. Landwehr. Phys. Rev. Lett. **83**, 17, 3546 (1999).
- [3] Е.Л. Ивченко, А.А. Торопов, П. Вуазен. ФТТ **40**, 10, 1925 (1998).
- [4] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus. Superlattices and other heterostructures. Symmetry and optical phenomena. Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg (1997). 382 p.
- [5] P.S. Hüge. Surf. Sci. **96**, 1, 108 (1980).
- [6] Э. Борн, И. Вольф. Основы оптики. Наука, М. (1970). 885 с.
- [7] P. Lautenschlager, M. Garriga, S. Logothetidis, M. Cardona. Phys. Rev. B **35**, 17, 9174 (1987).
- [8] А.А. Торопов, О.В. Некрукина, М.О. Нестоклон, С.В. Сорokin, Д.Д. Солнышков, С.В. Иванов, А. Ваг, Г. Ландwehr. Phys. Rev. B **67**, 113 307 (2003).
- [9] M. Nagelstraßer, H. Dröge, H.-P. Steinrück, F. Fischer, T. Litz, A. Waag, G. Landwehr, A. Fleszar, W. Hanke. Phys. Rev. B **58**, 16, 10 394 (1998).
- [10] Е.Л. Ивченко, М.О. Нестоклон. ЖЭТФ **121**, 3, 747 (2002).