

Сверхбыстрые оптические модуляторы, основанные на нелинейном оптическом отклике электронно-дырочной плазмы

М.В.Ермоленко, В.В.Станкевич, О.В.Буганов, С.А.Тихомиров,
С.В.Гапоненко, П.И.Кузнецов, Г.Г.Якушева

Представлены результаты исследования нелинейных оптических свойств многослойных гетероструктур на основе халькогенидов цинка. Продемонстрировано быстрое изменение отражения и пропускания образцов при их возбуждении лазерными УКИ. Характерные времена релаксации измеренной наведенной нелинейности составляют 2–5 пс и в пределах ошибки эксперимента практически не зависят от энергии возбуждения и температуры образца.

Ключевые слова: сверхбыстрые оптические переключатели, многослойные гетероструктуры, электронно-дырочная плазма.

1. Введение

Полностью оптические и электрооптические модуляторы являются неотъемлемыми элементами интегрированных электрооптических цепей. Было предложено большое число различных типов сверхбыстрых модуляторов [1–9], но многие из них имеют либо большие геометрические размеры [10, 11], либо сложную структуру [12–15], что технологически затрудняет их интеграцию. Активно применяемый в оптоволоконных линиях связи кристалл LiNbO_3 [14] трудно использовать вследствие технологической сложности сочетания его с полупроводниковыми материалами в интегральном чипе.

В настоящее время среди предлагаемых оптических модуляторов одними из наиболее быстрых являются устройства на основе полупроводниковых оптических усилителей [15]. Однако в таких усилителях для поддержания инверсной населенности носителей требуется постоянно приложенное напряжение, приводящее к разогреву чипа и увеличивающее общее энергопотребление устройства.

Дополнительным фактором, ограничивающим функционирование многих устройств, является наведенное поглощение, вызываемое инжекцией носителей [2, 16]. Совокупные потери из-за наведенного поглощения и при введении излучения в миниатюрные устройства [12] приводят к сильному ослаблению полезного сигнала.

В настоящей работе для управления световыми потоками предлагается использовать нелинейные оптические эффекты в периодических многослойных гетероструктурах (брэгговских зеркалах), вызываемые генерацией электронно-дырочной ($e-h$) плазмы в одной из подрешеток полупроводниковых гетероструктур с помощью лазер-

ной накачки [17]. При генерации $e-h$ -плазмы в одной из подрешеток в области ее прозрачности сильно изменяется показатель преломления, в то время как вторая подрешетка остается в невозбужденном состоянии, при этом поглощение в обеих подрешетках остается пренебрежимо малым. Изменение показателя преломления одной из подрешеток гетероструктуры приводит к сдвигу максимумов полос отражения/пропускания. Создавая такую населенность свободных носителей, при которой их плазменная частота приближается к требуемому спектральному диапазону, и оптимизируя положение края запрещенной зоны фотонной структуры относительно этого диапазона, можно модулировать коэффициент отражения/пропускания структур в области прозрачности полупроводниковых материалов.

Материалы для изготовления данных гетероструктур должны удовлетворять следующим условиям: иметь существенно разные показатели преломления, сильно различающиеся ширины запрещенных зон и минимально возможное несоответствие постоянных решеток. На примере гетероструктур на основе ZnS/ZnSe показана возможность создания сверхбыстрых оптических модуляторов такого типа.

2. Оптический отклик $e-h$ -плазмы

Из большого разнообразия нелинейных оптических эффектов, возникающих в полупроводниках при высоких уровнях возбуждения, можно выделить три основные группы:

- 1) эффекты, связанные с изменением концентрации носителей;
- 2) нелинейности, обусловленные генерацией плотной $e-h$ -плазмы и последующим ее охлаждением;
- 3) нелинейные эффекты высших порядков, определяемые непосредственно поляризацией среды.

Последнюю группу эффектов исключим из рассмотрения несмотря на то, что они обеспечивают наименьшие времена отклика (сравнимые с длительностью импульса возбуждения), поскольку обычно для их реализации необходимо применять объемные материалы и, как правило, сложные резонаторы и/или дополнительные элемен-

М.В.Ермоленко, В.В.Станкевич, О.В.Буганов, С.А.Тихомиров, С.В.Гапоненко. Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Независимости, 68:
e-mail: ermolenko@imaph.bas-net.by

П.И.Кузнецов, Г.Г.Якушева. Институт радиоэлектроники РАН, Россия, Московская обл., 141120 Фрязино, ул. Введенского, 1

Поступила в редакцию 23 января 2008 г., после доработки – 5 ноября 2008 г.

ты управления световыми пучками. Первую группу также не будем рассматривать, т. к. нелинейный отклик, обусловленный явлениями, связанными с изменением концентрации носителей, формируется вблизи края запрещенной зоны, и модуляторы, основанные на данном принципе действия, характеризуются сильными потерями на поглощение. Кроме того, время излучательной рекомбинации для многих материалов составляет единицы наносекунд; безызлучательная рекомбинация приводит к сильному разогреву решетки и существенна при наличии большого числа дефектов; влияние оже-рекомбинации сказывается при концентрациях свободных носителей, превышающих 10^{21} см^{-3} ; быстрое изменение концентрации носителей (за время, много меньшее 1 нс) за счет диффузии невозможно вследствие ее малой скорости. Мы предлагаем обратить внимание на генерацию $e-h$ -плазмы и эффекты, сопутствующие ее охлаждению, как на метод управления световыми потоками. Преимуществом данных эффектов является то, что модуляторы на их основе обладают низким поглощением (наведенное поглощение вдали от зоны поглощения пренебрежимо мало), а также то, что скорость срабатывания модулятора не зависит от его рабочей температуры.

Основной вклад в изменения показателя преломления при образовании и охлаждении $e-h$ -плазмы вносит как сама $e-h$ -плазма, обладающая собственной диэлектрической проницаемостью, так и подсистема оптических фононов, генерируемых при ее охлаждении. Поскольку изменения показателя преломления в обеих системах имеют противоположные знаки, то уменьшение его за счет $e-h$ -плазмы компенсируется генерацией фононов, а т. к. время генерации фононов примерно равно времени охлаждения $e-h$ -плазмы, то время релаксации должно составлять единицы пикосекунд. Таким образом, кинетика релаксации наведенных изменений в области прозрачности полупроводниковых материалов в значительной степени может определяться процессами, связанными с охлаждением $e-h$ -плазмы.

Для исследования этой возможности мы использовали брэгговские структуры на основе ZnS/ZnSe , полученные методом химической газофазной эпитаксии. Данная пара веществ подходит для создания модуляторов сразу по всем параметрам: в области оптической накачки ZnS прозрачен, а ZnSe имеет коэффициент поглощения $\sim 10^4 \text{ см}^{-1}$; разность показателей преломления достаточно велика (~ 0.3) при малом несоответствии постоянных кристаллических решеток.

3. Методика

Исследуемые многослойные гетероструктуры ZnSe/ZnS были получены методом химического газофазного осаждения из элементоорганических соединений [18]. Рост гетероструктур проводился в системе $\text{Zn}(\text{C}_2\text{H}_5)_2 - (\text{CH}_3)_2\text{Se} - (\text{C}_2\text{H}_5)_2\text{S}$ при давлении водорода, близком к атмосферному, в щелевидном кварцевом реакторе при температурах 425–470 °С на подложках из пластин монокристаллического арсенида галлия с ориентацией (100). Перед началом роста для удаления окисного слоя подложка выдерживалась 5 мин при 600 °С в потоке водорода. Для исключения возникновения дефектов вследствие разности постоянных решеток GaAs и ZnS гетероструктура выращивалась на буферном слое ZnSe толщиной 105 нм. При скоростях потоков $\text{Zn}(\text{C}_2\text{H}_5)_2$, $(\text{CH}_3)_2\text{Se}$ и $(\text{C}_2\text{H}_5)_2\text{S}$,

равных 5.5, 10.4 и 11.8 мкмоль/мин соответственно, в выбранном диапазоне температур обеспечивался рост монокристаллических слоев ZnSe и ZnS . Для достижения зеркально-гладкой поверхности росту каждого последующего слоя предшествовала опережающая его на 1–2 с подача диэтилцинка в реактор. При выращивании гетероструктур толщины отдельных слоев задавались скоростями роста. Качество гетероструктур оценивалось методами фотолюминесценции и рентгеновской дифрактометрии, а толщины определялись методами эллисометрии и по спектрам отражения. Толщины слоев подбирались такими, чтобы максимум отражения брэгговского зеркала находился вблизи края полосы фундаментального поглощения ZnSe .

Нелинейные оптические свойства изучались с использованием фемтосекундного спектрометра [19], созданного на основе оригинального титан-сапфирового генератора фемтосекундных импульсов [20], синхронно накачиваемого импульсным Nd:ИАГ-лазером с пассивной синхронизацией мод и отрицательной обратной связью, а также регенеративного усилителя. Данная система позволяет получать перестраиваемое в спектральном диапазоне 760–820 нм излучение с длительностью импульсов $\tau_{\text{ex}} = 150$ фс, энергией до 1 мДж и частотой повторения 10 Гц. Импульсное излучение на основной частоте, получаемое на выходе из усилителя, делится на два пучка с отношением энергий 1 : 4. Более интенсивный пучок излучения либо его гармоника после прохождения регулируемой линии задержки используется в качестве излучения накачки. Изменение плотности мощности накачки в области зондирования образца достигалось продольным перемещением фокусирующей линзы. Зондирование наводимой нелинейности осуществлялось с использованием суперконтинуума, генерируемого при фокусировке менее интенсивного пучка излучения на основной частоте в кювету с водой длиной 1 см. Излучение континуума делилось полупрозрачным зеркалом на два одинаковых по интенсивности пучка (опорный и сигнальный), которые фокусировались в образец с помощью зеркальной оптики. Опорный импульс попадает на исследуемый образец до прихода импульса возбуждения, а сигнальный – с задержкой Δt относительно импульса возбуждения. Спектры обоих импульсов для каждой лазерной вспышки регистрируются и обрабатываются системой на основе полихроматора, ПЗС-матрицы и микропроцессора.

В эксперименте использовались первая и вторая гармоники излучения титан-сапфирового лазера с длинами волн 780 и 390 нм и энергией импульсов 250 и 20 мкДж соответственно.

4. Результаты и их обсуждение

В работе исследовались нелинейные оптические свойства многослойных гетероструктур, состоящих из тонких монослоев селенида и сульфида цинка. Лазерными импульсами возбуждалась подрешетка селенида цинка, что приводило к изменению показателя преломления данного материала. Модулируя таким образом показатель преломления, можно было управлять оптическими свойствами многослойных гетероструктур.

Представлены результаты исследования многослойных гетероструктур, состоящих из 15 пар слоев ZnSe/ZnS . Регистрация спектров осуществлялась в широком диапазоне.

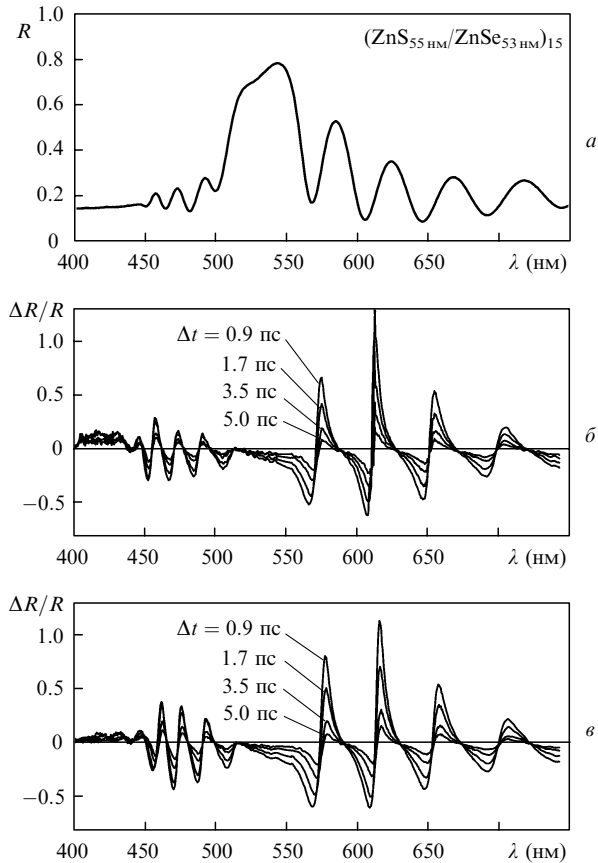


Рис.1. Спектр отражения (а) и дифференциальные спектры отражения (б, в) для многослойной гетероструктуры на подложке из GaAs при возбуждении импульсами излучения длительностью 150 фс ($\lambda_{\text{ex}} = 390$ нм), температурах образца 77 (б) и 300 К (в) и различных задержках Δt .

На рис.1 показаны «стационарный» спектр отражения при комнатной температуре образца, состоящего из 15 пар слоев ZnS и ZnSe толщиной 55 и 53 нм соответственно, а также дифференциальные спектры отражения при лазерном возбуждении данной гетероструктуры для двух температур образца. При возбуждении гетероструктур спектр отражения смещается в коротковолновую область, что вызвано уменьшением показателя преломления селенида цинка. Поскольку нелинейный отклик определяется главным образом свойствами подрешетки селенида цинка, можно было ожидать, что при уменьшении температуры образца до температуры жидкого азота существенно изменится кинетика релаксации наведенного отражения гетероструктуры, т.к. от температуры зависит ширина запрещенной зоны, форма края полосы поглощения селенида цинка и эффективность передачи энергии горячих носителей решетке. Однако наблюдается практически полная независимость от температуры как вида дифференциальных спектров (рис.1,б,в), так и кинетики релаксации наведенного отражения (рис.2). Небольшие различия спектров в области 400–500 нм объясняются формой и положением края полосы поглощения ZnSe, зависящих от температуры.

Независимость вида дифференциальных спектров от отражения и их кинетики от температуры говорит о том, что процесс генерации полярных оптических фононов при данной энергии возбуждения практически не зависит от температуры кристаллической решетки, а также о

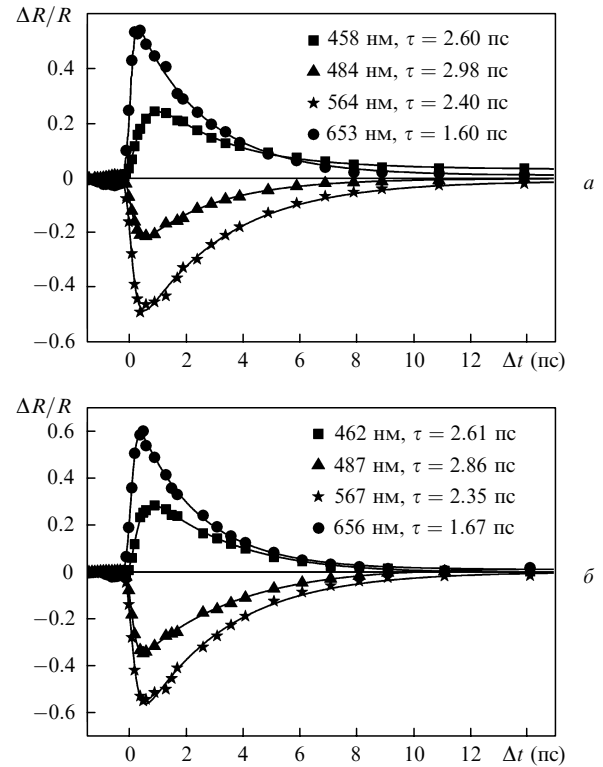


Рис.2. Кинетика релаксации наведенных изменений в отражении на различных длинах волн для многослойной гетероструктуры при возбуждении импульсами излучения длительностью 150 фс ($\lambda_{\text{ex}} = 390$ нм) и температурах образца 77 (а) и 300 К (б); τ – время релаксации.

том, что нелинейный отклик не зависит от экситонной подсистемы (т.к. при комнатной температуре энергия собственных колебаний решетки больше экситонного ридберга, а при температуре жидкого азота – меньше).

На рис.3 представлена кинетика наведенного отражения (на длине волны 526 нм) для образца, состоящего из 15 пар слоев ZnS и ZnSe толщиной 65 и 46 нм соответственно, при различных энергиях возбуждения. Видно, что измеряемое время релаксации нелинейности практически не зависит от энергии возбуждения, а при энергии 15 мкДж нелинейный отклик достигает насыщения.

Независимость измеренных времен релаксации от энергии возбуждающих импульсов свидетельствует о том, что нелинейные эффекты, связанные с концентрацией сво-

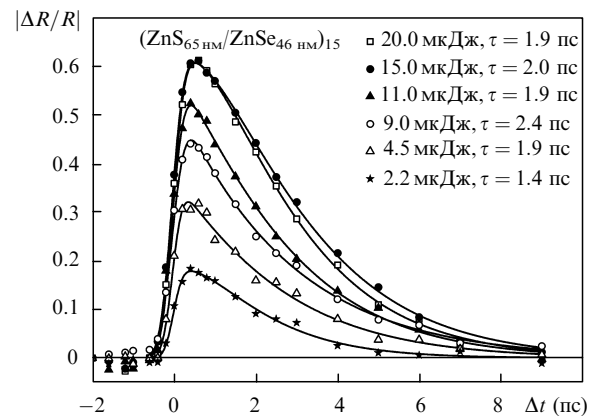


Рис.3. Кинетика релаксации наведенных изменений в отражении на длине волны 526 нм для многослойной гетероструктуры при возбуждении импульсами излучения длительностью 150 фс ($\lambda_{\text{ex}} = 390$ нм) и различных энергиях возбуждения.

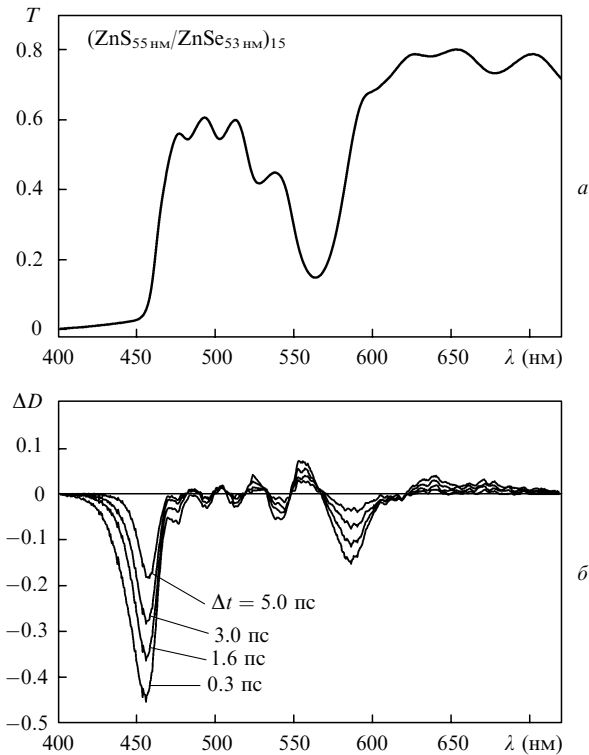


Рис.4. Спектры пропускания (а) и наведенной оптической плотности ΔD (б) для многослойной гетероструктуры с удаленной подложкой из GaAs при возбуждении импульсами излучения длительностью 150 фс ($\lambda_{\text{ex}} = 390$ нм) и различных задержках Δt .

бодных носителей (вынужденная рекомбинация, оже-рекомбинация и т. д.), в данном случае не являются определяющими.

Удаление подложки из арсенида галлия позволяет исключить ее влияние на оптические свойства гетероструктуры, включая диффузию носителей и энергетический транспорт в подложку. Кроме того, возможность регистрации спектров пропускания позволяет получать дополнительную информацию о нелинейных процессах, протекающих в многослойных гетероструктурах при возбуждении интенсивным лазерным излучением (рис.4–7).

В спектрах изменения оптической плотности (рис.4), помимо изменения ее в широком спектральном диапазоне, наблюдается сильная полоса в области 450 нм, обу-

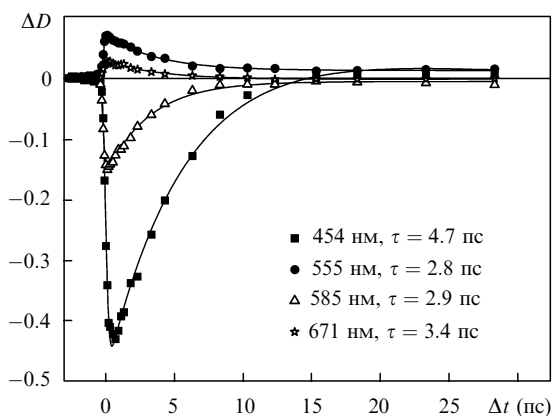


Рис.5. Кинетика релаксации наведенной оптической плотности на различных длинах волн для многослойной гетероструктуры с удаленной подложкой из GaAs при возбуждении импульсами излучения длительностью 150 фс ($\lambda_{\text{ex}} = 390$ нм).

словленная изменением формы края полосы поглощения селенида цинка. Отметим, что время релаксации наведенного поглощения в данной спектральной области примерно в два раза превышает времена релаксации для более длинноволновой области спектра (рис.5), а также для образцов на подложке из GaAs (рис.2 и 3), что говорит о разном относительном вкладе механизмов, отвечающих за релаксацию наведенного поглощения в различных областях спектра.

Различия в «стационарных» и дифференциальных спектрах отражения, приведенных на рис.1 и 6, связаны с влиянием подложки из GaAs на спектр отражения гетероструктуры, обусловленным дополнительным френелевским отражением на границе GaAs и ZnSe. Временные зависимости наведенного отражения в обоих случаях дают близкие значения постоянной времени релаксации.

Были проведены оценки изменения показателя преломления гетероструктуры за счет образования плотной $e-h$ -плазмы ($\sim 10^{19}$ см $^{-3}$) со временем охлаждения $\sim 10^{-11}$ с, исходя из формулы [21]

$$\varepsilon = \varepsilon(0) + i\varepsilon'(0) - \frac{Nq^2}{\mu(\omega^2 + i\omega/\tau)} \equiv (n + ik)^2,$$

где $\varepsilon(0) + i\varepsilon'(0)$ – диэлектрическая постоянная в отсутствие возбуждения; N – концентрация носителей; $q^2 = e^2/(4\pi\varepsilon_0)$; ε_0 – электрическая постоянная; e – заряд электрона; μ – эффективная масса носителей; ω – частота излучения; τ – время релаксации.

Изменения показателя преломления были также оценены исходя из полученных в эксперименте изменений спектров отражения при лазерном возбуждении путем их моделирования с помощью метода передаточных матриц. Обе оценки оказались сопоставимыми по величине и составляли примерно -0.03 в ближнем ИК диапазоне.

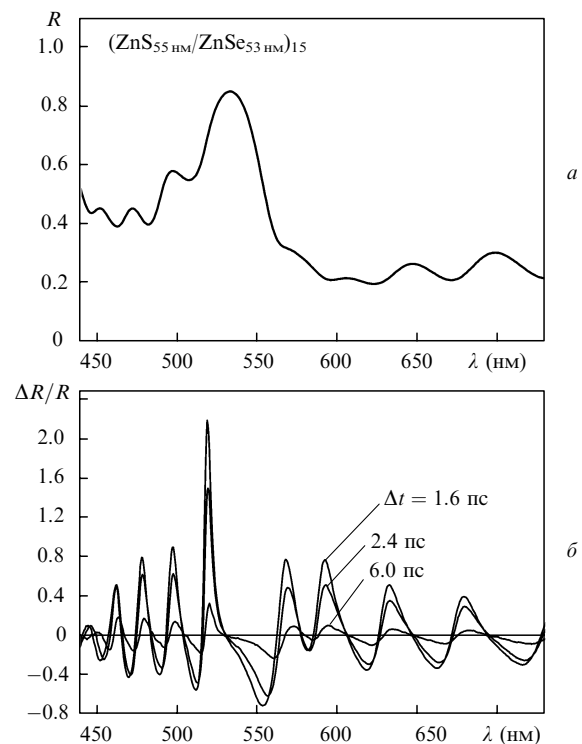


Рис.6. Спектр отражения (а) и дифференциальные спектры отражения (б) для многослойной гетероструктуры с удаленной подложкой из GaAs при возбуждении импульсами излучения длительностью 150 фс ($\lambda_{\text{ex}} = 400$ нм) и различных задержках Δt .

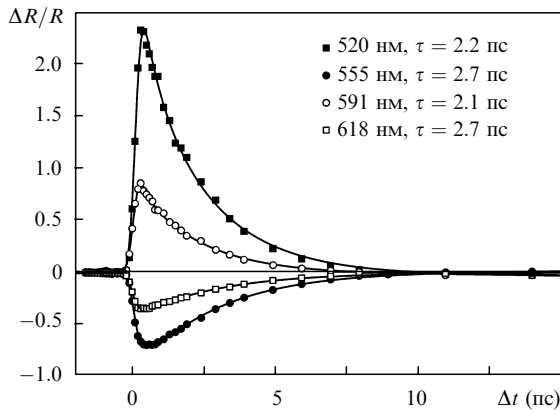


Рис.7. Кинетика релаксации наведенных изменений в отражении на различных длинах волн для многослойной гетероструктуры с удаленной подложкой из GaAs при возбуждении импульсами излучения длительностью 150 фс ($\lambda_{\text{ex}} = 400$ нм).

Сравнение спектров, рассчитанных в рамках модели дисперсии $e-h$ -плазмы (рис.8), и экспериментальных спектров (рис.1) показало их хорошее соответствие в области прозрачности материалов. Вблизи края полосы поглощения нелинейный отклик определяется не только вкладом плазмы, но и другими нелинейными процессами (ренормализацией запрещенной зоны, экранированием кулоновского взаимодействия электронов и дырок). Хорошее соответствие экспериментальных и расчетных данных позволило провести теоретические расчеты модулятора, основанного на описанном принципе действия, для диапазона длин волн оптоволоконных линий связи 1.5–1.6 мкм. Для этого был проведен численный эксперимент, в котором в качестве исходных данных использовались параметры предыдущих экспериментов ($N \sim 10^{19}$ см $^{-3}$, $\tau \sim 10^{-11}$ с), а в качестве модели структуры было выбрано брэгговское зеркало с максимумом отражения на $\lambda = 1.55$ мкм и тремя симметричными дефектами (рис.9,б). Моделирование показало, что уже при концентрации носителей 3×10^{19} см $^{-3}$ можно получить близкое к 100% изменение пропускания (рис.9,а), при этом изменение показателя преломления составляло пример-

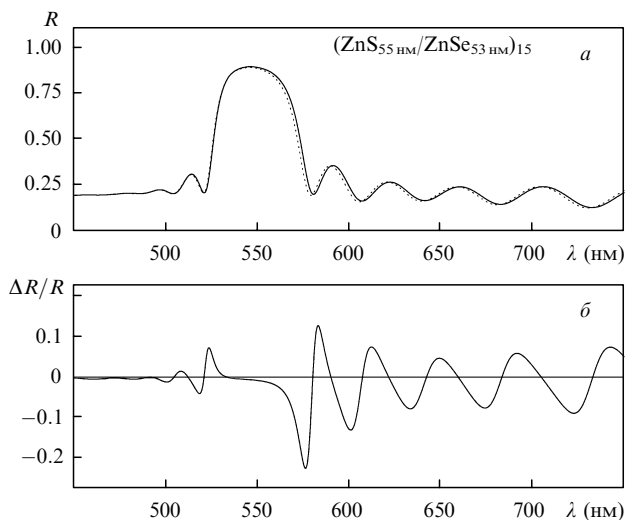


Рис.8. Расчетные спектр отражения при возбуждении (пунктирная кривая) и без него (сплошная кривая) (а) и дифференциальный спектр отражения (б) для многослойной гетероструктуры на подложке из GaAs; $N = 3 \times 10^{19}$ см $^{-3}$, $\tau = 10^{-11}$ с.

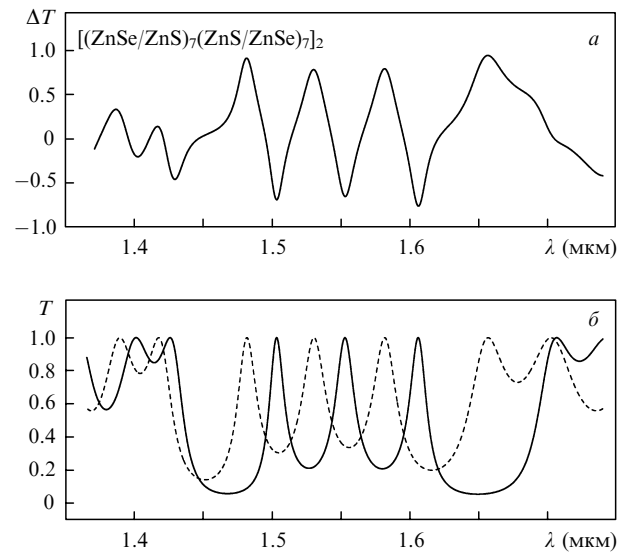


Рис.9. Дифференциальный спектр пропускания (а) и спектры пропускания при возбуждении (штриховая кривая) и без него (сплошная кривая) (б) для модельной структуры $[(\text{ZnSe}/\text{ZnS})_7(\text{ZnS}/\text{ZnSe})_7]_2$ с толщинами слоев 159 нм (ZnSe) и 171 нм (ZnS); $N = 3 \times 10^{19}$ см $^{-3}$, $\tau = 10^{-11}$ с.

но -0.08 , а коэффициента поглощения – менее 10^2 см $^{-1}$ (ZnSe и ZnS полностью прозрачны на $\lambda = 1.55$ мкм). Следует отметить, что изменение показателя преломления возрастает с ростом длины волны, поэтому такое большое его значение вполне достижимо.

5. Выводы

На примере многослойных гетероструктур на основе ZnS/ZnSe была продемонстрирована возможность создания оптических модуляторов, работающих в области прозрачности материалов, вдали от области возбуждения. Функционирование в области прозрачности позволяет свести к минимуму потери на поглощение, а удаленность рабочей области модулятора от длины волны возбуждения и края запрещенной зоны позволяет избежать задержки отклика, связанного с эффектами рекомбинации носителей.

Столь уникальное сочетание свойств полупроводников и ограничений распространения электромагнитных волн в фотонных структурах позволяет создавать элементы оптических устройств с ослаблением сигнала и низкими тепловыми потерями. Структуры на основе кремния дают возможность технологически реализовать внутричиповую интеграцию модуляторов с описанным принципом действия. При использовании брэгговских структур становится возможным значительное уменьшение размеров модуляторов.

Авторы выражают благодарность А.Г.Смирнову за предоставление программы для расчета спектров отражения многослойных периодических структур и консультации.

Работа выполнена в рамках проекта БФФИ-РФФИ.

1. Cotter D., Manning R.J., Blow K.J., Ellis A.D., Kelly A.E., Nesseset D., Phillips I.D., Poustie A.J., Rogers D.C. *Science*, **286**, 19 (1999).
2. Liu Y.L., Liu E.K., Zhang S.L., Li G.Z., Luo J.S. *Electron. Lett.*, **30**, 2 (1994).
3. Zhao C.Z., Chen A.H., Liu E.K., Li G.Z. *IEEE Photonic Technol. Lett.*, **9**, 1113 (1997).

4. Montgomery R.G., Ghiron M., Gothoskar P., Patel V., Shastri K., Pathak S., Yanushefski K. US Patent 20040208454 (03.08.04).
5. Zhao C.Z., Li G.Z., Liu E.K., Gao Y., Liu X.D. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 17 (1995).
6. Treyz G.V., May P.G., Halbout J.-M. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 7 (1991).
7. Coppola G., Irace A., Iodice M., Cutolo A. *Opt. Eng.*, **40**, 6 (2001).
8. Stankevich V.V., Ermolenko M.V., Buganov O.V., Tikhomirov S.A., Gaponenko S.V., Kuznetsov P.I., Yakushcheva G.G. *Appl. Phys. B*, **81**, 257 (2005).
9. Ermolenko M.V., Tikhomirov S.A., Stankevich V.V., Buganov O.V., Gaponenko S.V., Kuznetsov P.I., Yakushcheva G.G. *Photon. Nanostr.: Fundam. Appl.*, **5**, 101 (2007).
10. Almeida V.R., Xu Q., Lipson M. *Opt. Lett.*, **30**, 18 (2005).
11. Liu A., Jones R., Liao L., Samara-Rubio D., Rubin D., Cohen O., Nicolaescu R., Pannicio M. *Nature*, **427**, 615 (2004).
12. Almeida V.R., Barrios C.A., Panerucci R.R., Lipson M., Foster M.A., Ouzounov D.G., Gaeta A.L. *Opt. Lett.*, **29**, 24 (2004).
13. Jacobsen R.S., Andersen K.N., Borel P.I., Fage-Pedersen J., Frand sen L.H., Hansen O., Kristensen M., Lavrinenko A.V., Moulin G., Ou H., Peucheret C., Zsigri B., Bjarklev A. *Nature*, **441**, 199 (2006).
14. Porte H., Hauden J., Mollier P., Grossard N., Jorge F., Lefevre R., Vuye S. *Techn. Dig. OFC/NFOEC* (Anaheim, CA, USA, 2005, Vol. 3).
15. Yang X., Mishra A.K., Lenstra D., Huijskens F.M., de Waardt H., Khoe G.D., Dorren H.J.S. *Opt. Commun.*, **236**, 329 (2004).
16. Asano T., Yoshizawa S., Noda S. *Appl. Phys. Lett.*, **29**, 27 (2001).
17. Пилипович В.А., Есман А.К., Гончаренко И.А., Кулешов В.К. *Докл. НАН Беларуси*, **48**, 6 (2004).
18. Kuznetsov P.I., Jytov V.A., Zakharov L.Yu., Shchamkhalova B.S., Korostelin Yu.V., Kozlovsky V.I. *Phys. Stat. Sol. (b)*, **229**, 171 (2002).
19. Блохин А.П., Гелин М.Ф., Буганов О.В., Дубовский В.А., Тихомиров С.А., Толсторожев Г.Б. *ЖПС*, **70**, 66 (2003).
20. Борисевич Н.А., Буганов О.В., Тихомиров С.А., Толсторожев Г.Б., Шкред Г.Л. *Квантовая электроника*, **28**, 225 (1999).
21. Combescot M., Bok J. *J. Luminesc.*, **30**, 1 (1985).