

Моделирование электрооптического модулятора на основе квантоворазмерного эффекта Штарка в двухслойном гребенчатом волноводе InAlGaAs на подложке из InP

А.В.Царев, Р.М.Тазиев

Представлены результаты численного моделирования электрооптического модулятора Маха–Цендера на основе квантоворазмерного эффекта Штарка в слоистых структурах InAlGaAs с множественными квантовыми ямами на подложке из фосфида индия. Новизна в дизайне модулятора заключается в использовании двухслойных гребенчатых оптических волноводов, которые позволяют обеспечить технологичную и эффективную (потери 1.5 дБ на элемент) стыковку модулятора с оптическим волокном. Показано, что изменяя ширину электродов и расстояние между двумя волноводами двух плеч интерферометра Маха–Цендера, можно добиться согласования импеданса СВЧ тракта модулятора с внешней 50-омной нагрузкой, а также скоростей СВЧ и оптической волн в модуляторе. Результаты работы могут найти применение в устройствах интегральной оптики, оптической связи и радиофотоники.

Ключевые слова: электрооптический модулятор, квантоворазмерный эффект Штарка, численное моделирование, интегральная оптика, радиофотоника.

1. Введение

Оптические модуляторы являются основным интерфейсом для преобразования электрического сигнала с электронной части схемы в оптический сигнал [1, 2]. Они крайне востребованы в системах передачи и обработки данных в волоконно-оптических линиях связи между дата-центрами в современных компьютерных системах.

Среди множества технологических платформ, используемых для создания сверхширокополосных (СВЧ) электрооптических модуляторов, наибольшее развитие получили модуляторы на основе ниобата лития [3, 4], электрооптических полимеров [5, 6] (включая гибридные полимер-полупроводниковые модуляторы), модуляторы в структурах кремний-на-изоляторе (КНИ) [7, 8], использующие инжекцию или обеднение свободных носителей заряда, а также модуляторы на основе квантоворазмерного эффекта Штарка в слоистых структурах с множественными квантовыми ямами (КЯ) [9, 10], выращенных послойной эпитаксией на подложках из фосфида индия. По сравнению с электрооптическими модуляторами на кремнии, ниобате лития и полимерах модуляторы на основе квантоворазмерного эффекта Штарка могут работать с гораздо меньшими управляющими напряжениями. При этом такие модуляторы очень компактны и обеспечивают ширину полосы модуляции в десятки гигагерц. Их особенностью является и то, что они могут быть легко интегрированы с лазерным диодом с распределенной обратной связью в виде монолитной фотонной интегральной

схемы для формирования, обработки и передачи данных.

В настоящей работе проведено численное моделирование нового варианта электрооптического модулятора на основе квантоворазмерного эффекта Штарка в структурах InAlGaAs на подложке из InP. Особенностью предлагаемой конструкции модулятора (рис.1) является то, что решетка из множественных КЯ на основе InAlGaAs располагается над относительно толстым буферным слоем $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, показатель преломления которого (3.1973) выше, чем показатель преломления прилегающей подложки из InP (3.1645). Поэтому после формирования гребенчатой структуры волноводного модулятора данная конструкция приобретает свойства двойного двухслойного гребенчатого волновода. Причем слой с высоким показателем преломления, содержащий КЯ, является волноводным, в нем формируется основная фундаментальная оптическая мода малого поперечного сечения, удобная для электрооптического управления. Если волновод имеет меньшую ширину, то оптическая мода «выталкивается» из основного оптического волновода с КЯ в буферный слой $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ и увеличение поперечного сечения поля моды обеспечивает удобную стыковку с оптическим волокном.

2. Моделирование оптического волновода с учетом квантового эффекта Штарка

Оптические свойства волноводов с КЯ в значительной степени определяются квантовым эффектом Штарка, который приводит к сильной зависимости действительной и мнимой частей показателя преломления от электрического поля и длины волны излучения. Управляющие электроды контактируют с высоколегированными областями (см. рис.1) и обеспечивают создание высокой напряженности электрического поля, нормального к границам слоев КЯ. Для численного анализа мы использовали оптический пакет RSoft [11] с утилитой (MultiPhysics Carrier Utility) для расчета возмущения показателя пре-

А.В.Царев. Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Лаврентьева, 13; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: tsarev@isp.nsc.ru

Р.М.Тазиев. Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Лаврентьева, 13; e-mail: taziev@isp.nsc.ru

Поступила в редакцию 10 мая 2018 г., после доработки – 20 июля 2018 г.

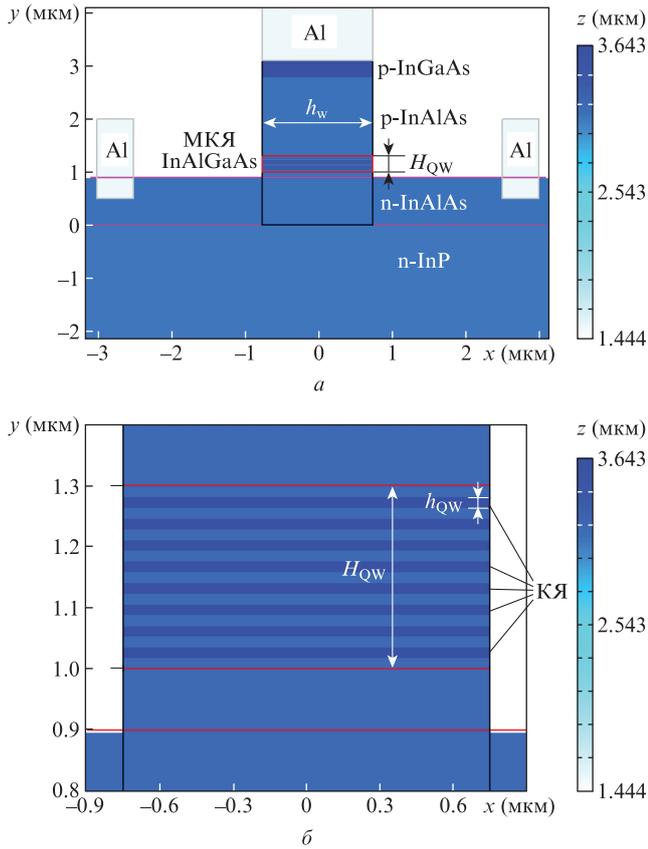


Рис.1. Типичные поперечные распределения показателя преломления в модуляторе с множеством квантовых ям (МКЯ) InGaAlAs на подложке из InP: по всей структуре (максимум соответствует InGaAs) (а) и в области квантовых ям (максимум соответствует КЯ из $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.09}\text{Ga}_{0.38}\text{As}$, где показатель преломления материала увеличен на 0.18 за счет квантового эффекта Штарка при нулевом поле) (б). Управляющие электроды из алюминия (Al) показаны как светлые прямоугольники. Волновод имеет толщину волноводного слоя $H_{\text{QW}} = 300$ нм, он состоит из 8 КЯ толщиной $h_{\text{QW}} = 16$ нм, сформированных периодическими слоями $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.09}\text{Ga}_{0.38}\text{As}$ (КЯ) и $\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.17}\text{As}$ (буферный слой) на подложке из InP.

ломления в гетероструктуре при модуляции ее внешним электрическим полем. В процессе расчета сначала находится распределение электрического потенциала во всей слоистой структуре с учетом уровня легирования всех слоев, а затем решается квантовомеханическая задача и находится изменение действительной и мнимой частей показателя преломления с учетом воздействия электрического поля на экситоны, которые формируются в КЯ [12–16]. Расчеты, выполненные с помощью пакета от RSoft, показывают, что на оптические свойства данных структур можно эффективно воздействовать внешним электрическим полем, которое вызывает значительное изменение действительной и мнимой частей показателя преломления (рис.2). При этом имеет место сильное затухание оптической волны. Однако для коротких (~ 500 мкм) структур модуляторов на основе КЯ общее затухание остается в допустимых пределах для их практического использования.

С целью поиска оптимальных структур мы рассчитали зависимость эффективного показателя преломления (ЭПП) n_{eff} фундаментальной ТЕ моды от электрического напряжения, прикладываемого к электродам, в структурах с КЯ InAlGaAs разной толщины (рис.2). Зная зависимости реальной и мнимой частей n_{eff} от модулирующего

напряжения, можно рассчитать мощность прохождения оптической волны через интерферометр Маха–Цендера. Соответствующие зависимости для модуляторов Маха–Цендера с разной толщиной квантовых ям приведены на рис.3. Длина активной части модулятора L_m принималась равной 100 мкм. Управление осуществлялось в одном из плеч интерферометра.

Из данных, приведенных на рис.2, следует, что КЯ толщиной 12 нм имеют наименьшую эффективность управления и наименьший уровень оптических потерь (22 дБ/см) при распространении фундаментальной волноводной ТЕ моды. В то же время, КЯ толщиной 16 нм сочетают высокую эффективность управления и широкий интервал линейного изменения показателя преломления от модулирующего напряжения. На длине волны 1.55 мкм они имеют значительное затухание (30 дБ/см), но позволяют достичь разность фаз π для оптических сигналов в разных плечах модулятора Маха–Цендера при напряжении в 1 В на длине активной части модулятора в 100 мкм (рис.3). КЯ толщиной 20 нм имеют еще более высокую эффективность управления и позволяют получить разность фаз π для оптических сигналов при напряжении 0.5 В при той же длине активной части модулятора. Однако сильное затухание (38 дБ/см) создает сложности с созданием пассивных элементов оптической схемы с минимальными общими потерями.

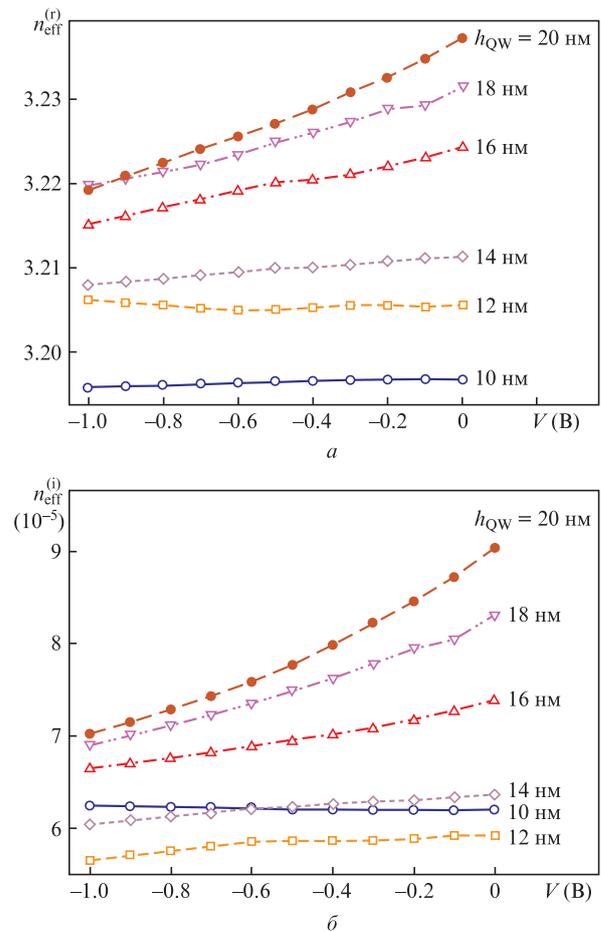


Рис.2. Зависимость действительной $n_{\text{eff}}^{(r)}$ (а) и мнимой $n_{\text{eff}}^{(i)}$ частей эффективного показателя преломления фундаментальной ТЕ моды от напряжения, прикладываемого к электродам, для КЯ разной толщины h_{QW} . Волноводный слой состоит из 8 КЯ, $H_{\text{QW}} = 300$ нм, рабочая длина волны 1.55 мкм.

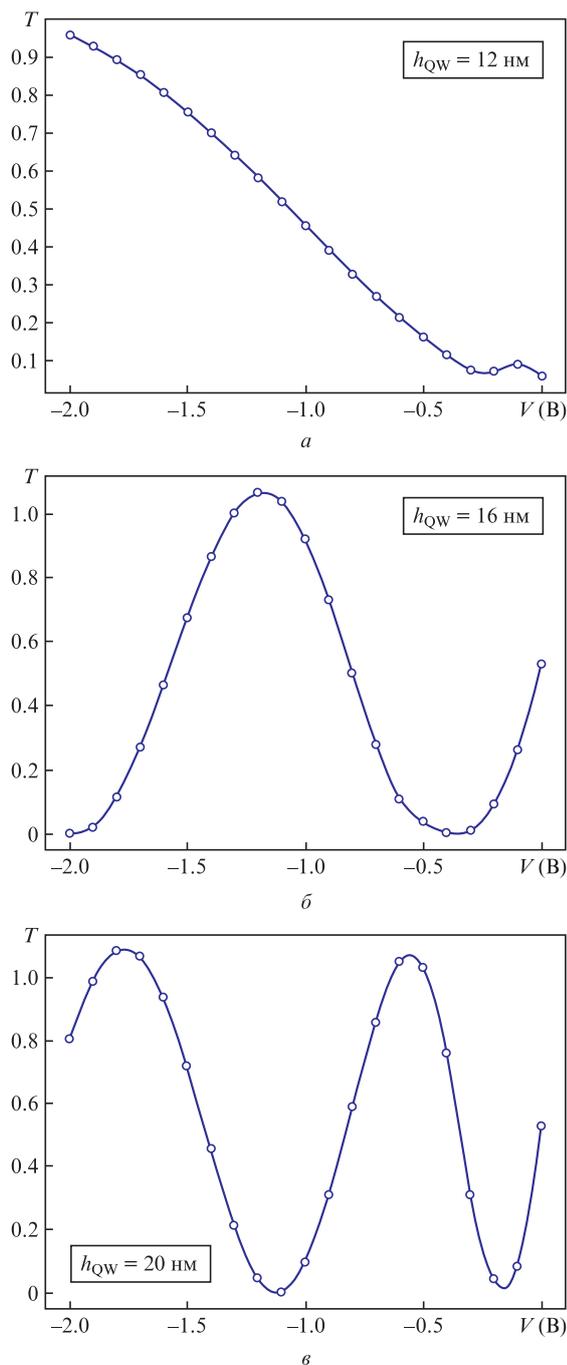


Рис.3. Коэффициент прохождения мощности оптической волны через интерферометр Маха–Цендера в зависимости от статического электрического напряжения, прикладываемого к электродам, для толщин квантовой ямы 12 (а), 16 (б) и 20 нм (в). Ширина волновода 1.5 мкм, толщина волноводного слоя, содержащего 8 КЯ, $H_{QW} = 300$ нм.

3. Моделирование элемента ввода излучения в волновод

Рассмотрим более детально свойства оптических волноводов на основе гетероструктур InGaAlAs (см. рис.1), содержащих набор КЯ. На рис.4 представлена зависимость распределения поля фундаментальной оптической моды от ширины волновода на основе квантовых ям, сформированных сверхрешеткой $In_{0.52}Al_{0.09}Ga_{0.38}As/In_{0.53}Al_{0.3}Ga_{0.17}As$ на подложке из InP (приложенное

управляющее напряжение равно нулю). Видно, что при постепенном уменьшении ширины волновода с 1.5 до 0.7 мкм поле фундаментальной моды постепенно выталкивается в область буферного слоя двуслойного гребенчатого волновода. Эта мода имеет большое поперечное сечение (рис.4,б, в), которое значительно облегчает и повышает эффективность торцевой стыковки такого волновода с оптическим волокном (с микролинзой на конце).

Возможная конфигурация стыковочного элемента, использующего свойства двуслойного оптического волновода, показана на рис.5. Он предназначен для торцевой стыковки с оптическим волокном с микролинзой, обес-

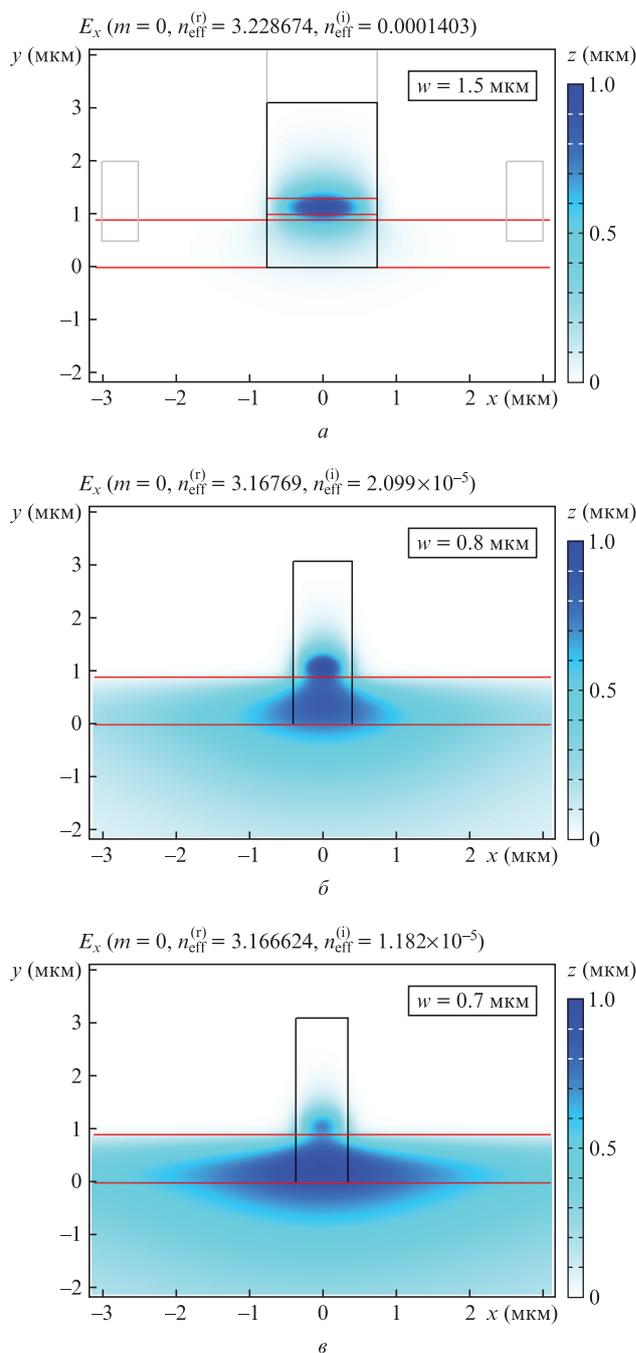


Рис.4. Поперечное распределение электрического поля фундаментальной TE моды в гребенчатом волноводе шириной 1.5 (а), 0.8 (б) и 0.7 мкм (в). Структура состоит из 8 КЯ толщиной 16 нм.

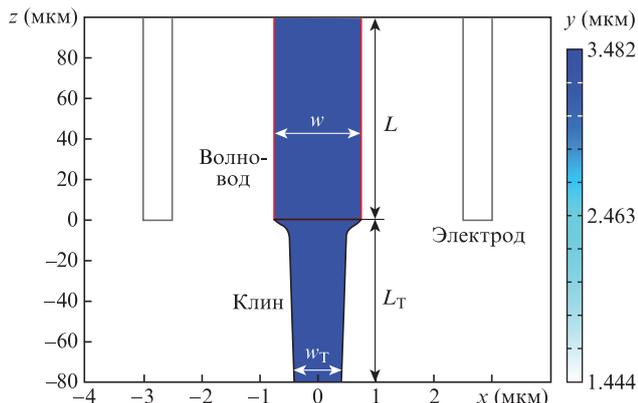


Рис.5. Элемент в виде адиабатического клина для торцевой стыковки оптического волокна с гребенчатым волноводом на основе КЯ из InAlGaAs. Волокно с линзой на конце подводится к узкой части клина (снизу рисунка). Ширины волновода на входе w_T и выходе w адиабатического клина составляют 0.8 и 1.5 мкм соответственно, длина клина $L_T = 80$ мкм, L – длина электродов.

печивающей размер фокального пятна 3 мкм. Предполагается, что оптическое излучение фокусируется на торце волноводной структуры, на котором нанесено просветляющее покрытие, поэтому френелевские отражения при расчете не учитывались.

Данная структура имеет особенность, заключающуюся в немономтонном изменении оптических свойств волновода при изменении его ширины. В частности, при толщинах, близких к рабочей ширине волновода (1.5 мкм), при изменении ширины клина происходит значительное изменение ЭПП волноводной моды, но ее энергия по-прежнему концентрируется в области КЯ и имеет высокие волноводные потери. При дальнейшем уменьшении ширины волновода ЭПП моды меняется слабо, но при этом происходит значительная трансформация ее пространственного распределения (см. рис.4,б,в), а сама оптическая волна имеет низкие потери на распространении. Поэтому для обеспечения эффективной стыковки нами применяется адиабатический клин с двумя разными масштабами изменения ширины клина по его длине (см. рис.5). Мы использовали форму профиля клина в виде двух функций Гаусса с полуширинами $0.04L_T$ и $0.68L_T$ и амплитудными коэффициентами $0.7(w - w_T)/2$ и $0.3(w - w_T)/2$ соответственно для плавного и быстрого изменения ширины клина. Здесь w_T и w – ширины волновода на входе и выходе адиабатического клина длиной L_T . Благодаря такой функции формы адиабатического клина нам удалось приблизительно в два раза уменьшить оптические потери в стыковочном элементе и в три раза уменьшить его длину.

Работу стыковочного элемента на основе двойного волновода иллюстрируют рис.6 и 7. В частности, мы количественно рассчитали эффективность торцевого элемента ввода в гребенчатый волновод, сформированный сверхрешеткой $In_{0.52}Al_{0.09}Ga_{0.38}As/In_{0.53}Al_{0.3}Ga_{0.17}As$ на подложке из InP. На рис.6 представлены потери мощности оптической волны с длиной волны λ , прошедшей от выхода оптического волокна через клиновидную область до выхода из прямой секции волновода длиной L . Данные для $L = 0$ показывают, что предлагаемый элемент имеет торцевые вносимые потери ~ 1.5 дБ. Расчеты демонстрируют относительно высокие оптические потери,

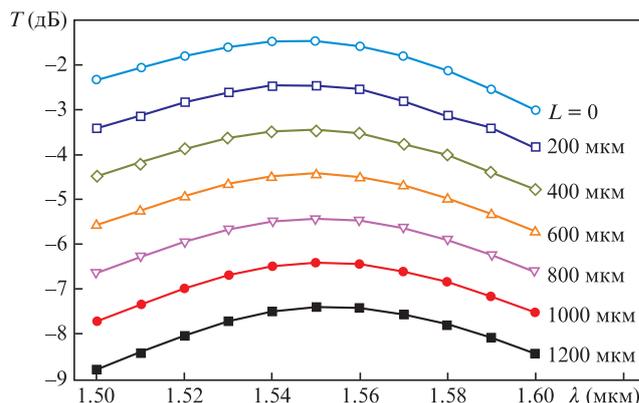


Рис.6. Спектральная зависимость потерь мощности оптической волны на прохождение от выхода оптического волокна до конца структуры, приведенной на рис.5, для разных длин оптического волновода. Диаметр оптического пятна на выходе фокусирующего волокна 3 мкм, $w_T = 0.8$ мкм, $w = 1.5$ мкм, $L_T = 80$ мкм. Структура состоит из 8 КЯ толщиной 16 нм.

которыми обладают волноводы в работающих на основе эффекта Штарка структурах с множественными КЯ, поэтому общая длина модулятора не должна превышать 1 мм для обеспечения вносимых потерь менее 10 дБ (из которых ~ 3 дБ приходится на два элемента стыковки с волокном). Отметим, что в наших расчетах мы не учитываем дополнительные оптические потери, связанные с рассеянием на несовершенствах границ раздела, которые зависят от технологии изготовления и обычно составляют ~ 0.3 дБ/мм.

Для иллюстрации технологических допусков изготовления клиновидного элемента стыковки с волноводом на рис.7 приведена зависимость эффективности стыковки (коэффициент прохождения мощности волны для короткого волновода с $L = 1$ мкм) от продольного смещения клина при его разных минимальных ширинах. Видно, что эффективность стыковки на элемент остается сравнительно высокой (более 2 дБ на элемент), если контролировать ширину волновода с точностью до ± 40 нм. При этом необходимо подстраивать положение волокна относительно границы волновода с точностью ~ 0.4 мкм.

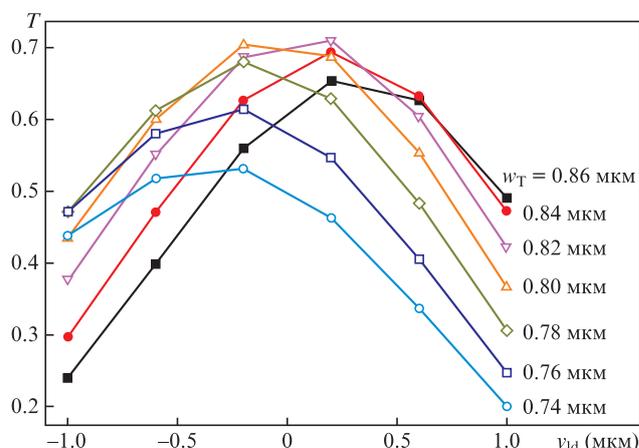


Рис.7. Коэффициент прохождения мощности оптической волны через структуру (рис.5) при разных минимальных ширинах клина w_T и продольного смещения y_d фокусирующего волокна; $w = 1.5$ мкм, $L_T = 80$ мкм, $L = 1$ мкм, $\lambda = 1.55$ мкм. Структура состоит из 8 КЯ толщиной 16 нм.

4. Моделирование интерферометра Маха–Цендера с делителями пучка ММИ 1×2 и 2×2

Значительный интерес представляет исследование оптической схемы модулятора в виде интерферометра Маха–Цендера с делителями пучка на основе многомодовой интерференции (ММИ). Устройства на основе ММИ являются наиболее компактными и технологичными, поэтому именно они выбраны для анализа. В настоящей работе предлагается использовать конструкцию, которая содержит делитель пучка 1×2 на входе в модулятор и делитель пучка 2×2 на выходе модулятора (рис.8). В отличие от случая стандартного использования двух одинаковых делителей пучка ММИ 1×2, данная комбинация ММИ интересна тем, что благодаря встроенному сдвигу фаз $\pi/2$ у комбинации делителей пучка ММИ 1×2 и 2×2 амплитуда сигналов на двух выходах модулятора оказывается одинаковой. Таким образом, устройство находится в рабочей точке, которая не нуждается в дополнительном смещении в широком диапазоне оптических длин волн. При этом устройство оказывается мало чувствительным к изменению внешних условий, например температуры. Кроме того, имеется возможность принимать и обрабатывать параллельно два сигнала с двух плеч интерферометра, а сами сигналы имеют значительно более низкий уровень шума по сравнению со стандартной геометрией (1×2 и 2×1).

Результаты численного моделирования методом 3D BPM показывают, что интерферометр Маха–Цендера с делителями пучка 1×2 и 2×2 относительно устойчив к ошибкам изготовления, имеет низкие вносимые потери (менее 0.6 дБ) во всем спектральном интервале, используемом для систем телекоммуникации (рис.9). Отметим, что для большей наглядности результаты, приведенные на рис.8 и 9, получены для случая, когда не учитываются оптические потери. Для расчета полных потерь модулятора необходимо добавить потери на рассеяние при распространении оптической волны (~0.3 дБ/мм), а также потери на стыковку модулятора с оптическим волокном

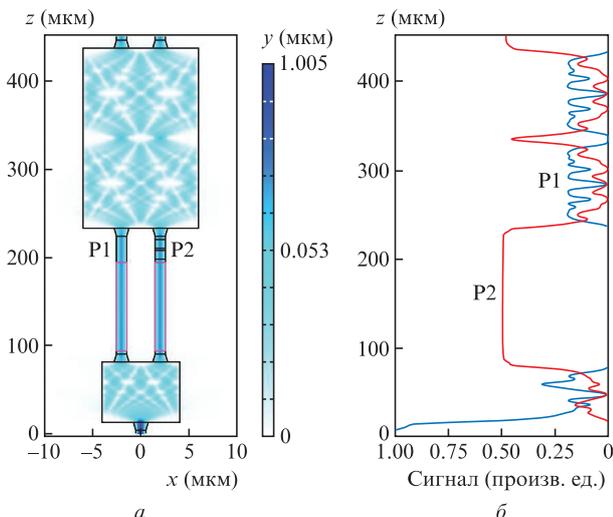


Рис.8. Интерферометр Маха–Цендера с делителями пучка ММИ 1×2 и 2×2: картина распределения мощности для левого (P1) и правого (P2) каналов интерферометра (а), а также эволюция поля волны по мере распространения по интерферометру (б). Расчет методом 3D BPM. Цветное изображение помещено на сайте нашего журнала www.quantum-electron.ru.

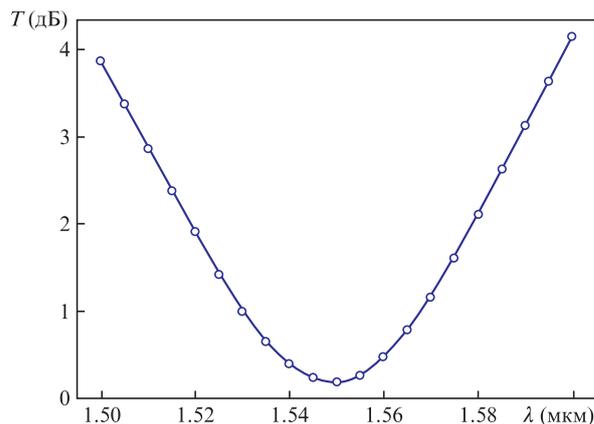


Рис.9. Спектральная зависимость общих потерь интерферометра Маха–Цендера на основе ММИ 1×2 и 2×2.

(см. рис.6). С учетом всех этих факторов общие вносимые потери предлагаемого модулятора должны быть менее 10 дБ (9 дБ – для устройства длиной 1 мм на длине волны 1.55 мкм, включая 2×1.5 дБ – на стыковку с оптическим волокном, 0.6 дБ – на внутренние потери интерферометра Маха–Цендера, 5 дБ – на дополнительные потери на распространение из-за квантоворазмерного эффекта Штарка и 0.3 дБ – на волноводные потери из-за рассеяния на неоднородностях границ волновода).

5. Моделирование СВЧ свойств модулятора

СВЧ свойства модуляторов, работающих на квантоворазмерном эффекте Штарка, моделировались с использованием коммерческого пакета программ CST Microwave Studio Suite [17]. В ходе предварительного моделирования выяснилось, что при любых разумных размерах структуры модулятора на основе InP не удается добиться согласования импеданса модулятора с 50-омным внешним СВЧ трактом, чтобы минимизировать отражения СВЧ волны и повысить эффективность модуляции. По этой причине нами рассмотрена двухтактная схема (Push–Pull) управления СВЧ сигналом модулятора (рис.10), при котором два плеча модулятора включены последовательно (но работают они противофазно, в режиме Push–Pull). В такой структуре электрический ток от одного модулирующего электрода течет к другому электроду последовательно через волноводы, расположенные на подложке из InP с высокой электрической проводимостью. При этом импедансы СВЧ трактов каждого плеча волновода складываются, что облегчает согласование импеданса всей копланарной линии с 50-омным внешним СВЧ трактом. Кроме того, электрическое поле модулирует каждое

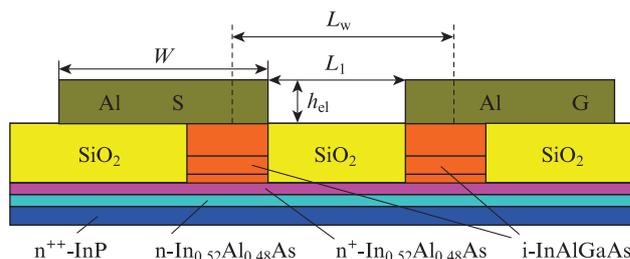


Рис.10. Схема модулятора, работающего в режиме Push–Pull с толщиной электродов $h_{el} = 1.5$ мкм. Ширина электродов S и G = 8 мкм, расстояние между центрами волноводов $L_w = 8$ мкм.

плечо оптического интерферометра Маха–Цендера в противофазе друг к другу, что позволяет в два раза снизить управляющее напряжение, при котором достигается разность фаз π для оптических сигналов в разных плечах интерферометра.

При моделировании структуры размеры электродов модулятора варьировались для достижения практически полного согласования с 50-омным внешним СВЧ трактом на частоте 40 ГГц и уменьшения потерь при распространении квази-ТЕМ-моды СВЧ волны в копланарной структуре волновода. Расстояние L_w между центрами двух оптических волноводов, формирующих плечи модулятора Маха–Цендера, было взято равным 8 мкм. Ширина электродов W , на которые подается модулирующий электрический сигнал, принималась равной 8 мкм (рис.10). При такой геометрии электродов импеданс копланарной линии составляет величину, близкую к 50 Ом на частоте 40 ГГц, что позволяет согласовать ее с внешней 50-омной СВЧ цепью.

Изменяя расстояние между оптическими волноводами L_1 и ширину электродов W , можно слегка варьировать затухание СВЧ волны, эффективную диэлектрическую постоянную (или эффективный показатель преломления) и импеданс копланарной линии, что позволяет снизить степень рассогласования скорости СВЧ волны со скоростью оптической волны в волноводе и согласовать СВЧ тракт с внешней 50-омной нагрузкой.

При моделировании рассчитывалось также распределение электрического поля СВЧ волны в поперечной структуре модулятора. Практически вся интенсивность вертикальной компоненты электрического поля сосредоточена непосредственно в области КЯ оптического волновода, что обеспечивает условия для эффективной модуляции показателя преломления в КЯ на основе квантоворазмерного эффекта Штарка. Горизонтальная компонента электрического поля (вдоль границы КЯ) сконцентрирована в основном в промежутке между волноводами и не влияет на характеристики модулятора.

Численное моделирование показало, что предлагаемая структура может быть использована для создания СВЧ модуляторов, работающих на квантоворазмерном эффекте Штарка на подложках из фосфида индия. В частности, для структуры, изображенной на рис.10, при частоте СВЧ волны 40 ГГц импеданс линии приблизительно равен 50 Ом, а потери СВЧ волны составляют 3.8 дБ при длине активной части модулятора $L_m = 1$ мм и расстоянии между центрами волноводов 8 мкм. Потери можно уменьшить до 2.8 дБ при уменьшении этого расстояния до 4 мкм, однако при этом волновое сопротивление уменьшится до 48 Ом. Благоприятным фактором является то, что при этом эффективный показатель преломления СВЧ волны (3.5) становится близким к эффективному показателю фундаментальной оптической моды (см. рис.2,а), что очень важно для обеспечения широкой полосы модуляции [18], т.к. позволяет точнее согласовать скорости СВЧ и оптической волн в модуляторе.

6. Заключение

Итак, выполнено численное исследование электрооптического модулятора с квантовыми ямами на сверх-

решетке $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.09}\text{Ga}_{0.38}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.17}\text{As}$ на подложке фосфида индия. Данные структуры обеспечивают высокую эффективность электрооптического управления и формируют двойной гребенчатый волновод с уникальными оптическими свойствами. В частности, путем плавного адиабатического изменения ширины волновода можно в несколько раз изменить поперечный размер фундаментальной моды и тем самым обеспечить более простую и эффективную стыковку волновода с оптическим волокном. Например, для минимальной ширины клиновидного элемента 0.8 мкм потери на стыковку составляют 1.5 дБ на элемент, что приемлемо для практического использования в модуляторах на основе эффекта Штарка. Описаны оптические и СВЧ свойства электрооптического модулятора. Показано, что предлагаемая конструкция модулятора общей длиной менее 1 мм имеет общие ожидаемые вносимые потери (от волокна к волокну) ~ 10 дБ в телекоммуникационном диапазоне длин волн.

Авторы благодарят компанию Synopsys, Inc. [11] за предоставление лицензионного программного обеспечения от RSoft для компьютерного моделирования наших структур. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Минобрнауки России, уникальный идентификатор работ (проекта) RFMEFI58117X0026, в части приобретения программного обеспечения [11], а также оптимизации и разработки алгоритма расчета ММИ.

1. Green W.M.J., Rooks M.J., Sekaric L., Vlasov Y.A. *Opt. Express*, **15**, 17106 (2007).
2. Reed G.T., Mashanovich G., Gardes F.Y., Thomson D.J. *Nat. Photonics*, **4**, 518 (2010).
3. Wooten E.L., Kissa M.K., Yi-Yan A., Murphy E.J., Lafaw D.A., Hallemeier P.F., Maack D., Attanasio D.V., Fritz D.J., McBrien G.J., Bossi D.E. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **6**, 69 (2000).
4. Sohler W., Hu H., Ricken R., Quiring V., Vannahme C., Herrmann H., Büchter D., Reza S., Grundkötter W., Orlov S., Suche H., Nouroozi R., Min Y. *Opt. Photonics News*, **19**, 24 (2008).
5. Liu J., Xu G., Liu F., Kityk I., Liua X., Zhena Z. *RSC Adv.*, **5**, 15784 (2015).
6. Tsarev A.V., Taziev R.M., Heller E., Chalony M. *Photonics Nanostruct. Fundam. Appl.*, **25**, 31 (2017).
7. Liu A., Liao L., Rubin D., Nguyen H., Ciftcioglu B., Chetrit Y., Izhaky N., Paniccia M. *Opt. Express*, **15**, 660 (2007).
8. Feng N.N., Liao S., Feng D.Z., Dong P., Zheng D., Liang H., Shafiqi R., Li G., Cunningham J.E., Krishnamoorthy A.V., Asghari M. *Opt. Express*, **18**, 7994 (2010).
9. Juodawlkis P.W., O'Donnell F.J., Bailey R.J., Plant J.J., Ray K.G., Oakley D.C., Napoleone A., Watts M.R., Betts G.E. *Proc. SPIE*, **5435**, 0277 (2004).
10. Mitchell P., Longone R., Janssen A., Garrett B., Luo J.K. *J. Optoelectr. Adv. Mater.*, **12**, 965 (2010).
11. RSoft by SYNOPSIS (<https://www.synopsys.com/optical-solutions/rsoft.html>), single license (2018).
12. Grote B., Heller E.K., Scarmozzino R., Hader J., Moloney J.V., Koch S.W., in *Advanced Simulation and Analysis of Optoelectronic Devices*. Ed. by J.Piprek (Springer, 2004).
13. Grote B., Heller E.K., Scarmozzino R., Hader J., Moloney J.V., Koch S.W. *Proc. SPIE*, **4986**, 413 (2003).
14. Piprek J. *Semiconductor Optoelectronic Devices* (San Diego: Academic Press, 2013).
15. Scarmozzino R., Gopinath A., Pregla R., Helfert S. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **6**, 150 (2000).
16. Chow W.W., Koch S.W. *Semiconductor-Laser Fundamentals, Physics of the Gain Materials* (Berlin: Springer, 1999).
17. <https://www.cst.com/products/cstnws>, single license (2017).
18. Fuste J.A.I., Blanco M.C.S. *Opt. Lett.*, **38**, 1548 (2013).