

Высокоэффективная электрооптическая полупроводниковая среда на основе гетероструктур второго рода

© В.А. Щукин*[†], Н.Н. Леденцов*[†], Л.Я. Карачинский[†]•[‡], С.А. Блохин[†]•[‡],
И.И. Новиков[†]•[‡], Н.А. Богословский[†], А.В. Савельев[•]

* VI Systems GmbH,
D-10623 Berlin, Germany

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

[•] Санкт-Петербургский академический университет — научно-образовательный центр
нанотехнологий Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

[‡] ООО „Коннектор Оптик“,

194292 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 3 апреля 2013 г. Принята к печати 8 апреля 2013 г.)

Предложена электрооптическая среда на основе полупроводниковой сверхрешетки второго рода. Методом спектроскопии оптического отражения проведены исследования электрооптической модуляции интенсивности оптического отражения электрооптической среды, интегрированной в вертикальный резонатор Фабри–Перо. Полученные экспериментальные данные аппроксимированы с помощью осцилляторной модели экситонного поглощения. Эффективность электрооптической среды при отстройке от пика поглощения на 10 мэВ и электрических полях 0–50 кВ/см составляет 10^{-9} м/В при коэффициенте заполнения среды 100%.

1. Введение

Развитие систем высокоскоростной передачи данных в соответствии с дорожной картой (Roadmap) Института инженеров по электронике и электротехнике (Institute of Electrical and Electronics Engineers, IEEE) сопровождается удвоением скорости передачи по основным сетям (core networking) каждые 18 месяцев [1], достигнув к настоящему времени 100 Гб/с (100 Gb/s) на длину волны при передаче на дальние расстояния и до 40 Гб/с при передаче на расстояния до двух километров. В указанных применениях в основном используются модуляторы на основе эффекта Маха–Зендера (Mach–Zehnder modulator). При приложении электрического поля к одному из двух параллельных каналов в данном канале происходит изменение коэффициента преломления и возникает разница фаз между сигналами в двух каналах, которая определяет интенсивность и фазу сигнала на выходе модулятора. В настоящее время активно используются модуляторы как на основе LiNbO_3 [2], так и на основе InP [3], оптимизированные для работы в диапазонах длин волн 1.3–1.6 мкм. В случае подложек InP имеется возможность создания фотонных интегральных схем, включающих в себя лазеры, модуляторы, мультиплексоры по длине волны, волноводы и управляющую электронику. Для получения эффективной модуляции в компактном интегрированном модуляторе желателен достигнуть сильного изменения коэффициента преломления в модуляторной секции, но при этом при несущественном увеличении коэффициента поглощения. Желательно также достигнуть эффекта при приложении возможно меньшего напряжения к

модулятору. В качестве активной среды традиционно используются структуры с InGaAs (InGaAsP) квантовыми ямами. Реализация эффективной электрооптической модуляции в широком спектральном и температурном диапазонах в таких структурах, однако, затруднительна.

Для волоконно-оптических систем связи на короткие расстояния используются в основном вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ, Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser, VCSEL) на базе $\text{GaAs}/\text{GaAlAs}$, работающие на длине волны около 850 нм и со скоростью передачи данных до 14 Гб/с. В последние годы на основе ВИЛ была продемонстрирована возможность достижения скоростей передачи данных более 40 Гб/с в режиме прямой (токовой) модуляции [4,5]. Однако высокочастотные свойства таких ВИЛ в значительной степени ограничены частотой релаксационных колебаний, т.е. скоростью релаксационных процессов, для повышения которой необходимо увеличить плотность тока через прибор. Поэтому дальнейшее повышение быстродействия ВИЛ возможно только при увеличении рабочего тока прибора [6], что значительно ускоряет процессы деградации и соответственно сокращает срок службы ВИЛ [7].

Перспективным альтернативным подходом здесь также оказывается использование электрооптического модулятора, монолитно интегрированного в ВИЛ. Так, в конструкции ВИЛ с резонансно-связанными активной и модуляторной секциями приложение внешнего электрического поля к модуляторной секции меняет, за счет электрооптического эффекта, показатель преломления среды и может вводить секции в резонанс и выводить из него, тем самым меняя интенсивность выходного лазерного излучения [8–10]. Как развитие данного подхода была предложена конструкция ВИЛ с электрооптическим модулятором (далее ЭОМ-ВИЛ,

[†] E-mail: vitaly.shchukin@v-i-systems.com

electrooptically modulated VCSEL, EOM-VCSEL), интегрированным в верхний распределенный брэгговский отражатель (РБО, distributed Bragg reflector, DBR), которая позволяет путем приложения электрического поля к электрооптической среде изменять коэффициент отражения РБО для лазерной моды и, следовательно, модулировать выходную мощность ЭОМ-ВИЛ [11]. Использование не прямой модуляции излучения дает возможность снять жесткую зависимость полосы частот модуляции ВИЛ от частоты релаксационных колебаний. Высокочастотные свойства такого прибора ограничены в основном постоянной времени эквивалентной RC-цепи. Электрооптический модулятор, основанный на изменении оптических свойств среды в электрическом поле, должен позволить превзойти электроабсорбционные модуляторы [12], в которых время включения–выключения прибора ограничено временем пролета носителей через область $p-n$ -перехода. Столь же важным параметром является постоянное напряжение, определяющее рабочую точку модулятора и амплитуда переменного сигнала, подаваемого на модулятор. В то время как ЭОМ-ВИЛ первого поколения [8,9] требовали больших напряжений, дальнейшая оптимизация позволила реализовать приборы, использующие различные принципы модуляции и работающие при малых напряжениях [13–15].

На рис. 1, *a* показан профиль показателя преломления и профиль абсолютной величины оптического поля (электрического поля для ТЕ-поляризации или магнитного поля для ТМ-поляризации) для подобного ЭОМ-ВИЛ. На рис. 1, *b* в более крупном масштабе показана часть этих профилей для верхней части структуры вблизи выхода излучения в воздух для „открытого“ и „закрытого“ состояний прибора. Выбор толщины электрооптической среды определяется компромиссом между необходимостью сильной модуляции оптического поля и низкой электрической емкостью (что требует больших толщин) и возможностью работы прибора при небольших напряжениях смещения рабочей точки и амплитуды подаваемого сигнала (что требует малых толщин). В этой связи центральной задачей становится нахождение эффективной электрооптической среды, в которой достаточно сильное изменение показателя преломления происходит в слабых электрических полях.

До недавнего времени в качестве электрооптических сред использовались различные конфигурации квантовых ям (КЯ) первого рода (type I Quantum Well), т.е. с локализацией электрона и дырки в одном и том же слое гетероструктуры. Электрооптический эффект в полупроводниковых гетероструктурах первого рода обусловлен главным образом изменением оптических свойств локализованного экситона при приложении электрического поля, т.е. эффектом Штарка в системах с квантовым ограничением (Quantum Confined Stark Effect, QCSE) [16]. В одиночных КЯ с прямоугольным потенциалом [16–19] эффект заключается, с одной стороны, в усилении локализации электронов и дырок на противоположных гетерограницах КЯ, приводящей

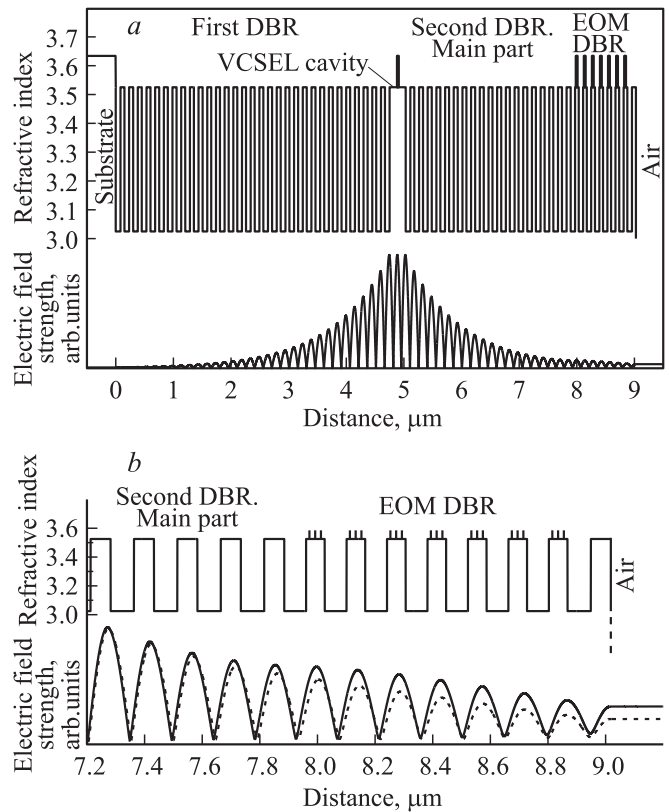


Рис. 1. Вертикально-излучающий лазер с электрооптической модуляцией (ЭОМ ВИЛ): *a* — профиль показателя преломления и абсолютная величина оптического поля в вертикальной лазерной оптической моде во всей структуре прибора; *b* — профиль показателя преломления и абсолютная величина оптического поля в вертикальной лазерной оптической моде в увеличенном масштабе в выходной части прибора. Показан профиль поля в открытом и закрытом состоянии прибора.

к длинноволновому сдвигу пика экситонного поглощения и увеличению показателя преломления ($\Delta n > 0$) для энергий фотона E , меньших энергии экситонного перехода E_0 , и, с другой стороны, к пространственному разделению волновых функций электронов и дырок по разным сторонам КЯ, сопровождающемуся уменьшением перекрытия электронных и дырочных состояний, что может приводить к уменьшению показателя преломления ($\Delta n < 0$). Наконец, в заметных полях наблюдается уширение линии поглощения экситона, что связано с появлением резонансных электронно-дырочных и экситонных состояний в пространственноразделенном континууме энергетических состояний. В результате наблюдается сравнительно слабый положительный вклад в n .

Большинство экспериментальных исследований электрооптического эффекта в квантовых ямах (например, [18,19]) было направлено на оптимизацию электрооптической среды для применения в модуляторах Маха–Зендера. Для таких применений важной характеристикой является чирп (chirp), $|\Delta n|/\kappa$, равный отношению изменения показателя преломления в электрическом поле

Δl к коэффициенту поглощения κ . Оптимальная модуляция осуществляется при малой величине поглощения (и большой величине чирпа). Поскольку в зависимости от отстройки (detuning) $\Delta E = E_0 - E$ от пика поглощения $\kappa \propto (\Delta E)^{-2}$, а $|\Delta n| \propto (\Delta E)^{-1}$, то для достаточно большой отстройки можно получить низкое поглощение, а недостаточно сильный электрооптический эффект компенсировать размером среды (такие модуляторы в полосковой геометрии достигают в длину нескольких миллиметров). При этом электрическое поле прикладывается перпендикулярно направлению распространения света и не зависит от длины прибора. Поскольку при использовании в вертикально-излучающих лазерах электрическое поле прикладывается вдоль направления распространения света, то толщина электрооптической среды ограничена, и особенно актуальным является нахождение среды и выбор такой отстройки от пика поглощения, которая обеспечивает сильный электрооптический эффект, в том числе и при наличии умеренного поглощения.

Известны несколько подходов, в которых с целью получить сильный электрооптический эффект используются связанные КЯ. Моделирование связанных симметричных КЯ [20] показывает перераспределение электронной и/или дырочной волновых функций, приводящее к соответствующему изменению силы осциллятора оптического перехода и, как следствие, к изменению спектра поглощения. Интерес к мелким связанным КЯ [21] обусловлен тем, что в них электроны переходят в непрерывный спектр уже при умеренных полях около 50 кВ/см, что также может приводить к сильному изменению спектра поглощения. Теоретическое моделирование (пятислойной) асимметричной структуры связанных КЯ [22] предсказало особо сильное изменение силы осциллятора за счет перераспределения электронов между двумя ямами. Экспериментальное исследование этой структуры первоначально показало такой сильный электрооптический эффект [23], однако последующий эксперимент [24], выполненный в той же лаборатории, показал эффект в 5 раз меньший. Поэтому вопрос о величине эффекта в этих структурах остается открытым.

Сильное несоответствие между теоретическими предсказаниями и экспериментально измеренной величиной эффекта обусловлено проблемами, присущими наиболее распространенному методу расчета электрооптического эффекта в квантово-размерной структуре — вариационной модели Миллера (Miller) [16]. Одночастичные электронные и дырочные функции в направлении z , перпендикулярном плоскости КЯ, находятся из решения одночастичных одномерных уравнений Шредингера в ограничивающем потенциале КЯ и приложенном электрическом поле. Пробная волновая функция относительного движения электронов и дырок ищется в виде однопараметрической вариационной функции. При рассмотрении в рамках вариационной модели Миллера предсказываемый сильный электрооптический эффект в свя-

занных КЯ обусловлен различием между эффективными массами электрона и тяжелой дырки. Тяжелая дырка практически при любой величине электрического поля оказывается сильно локализованной только в одной из двух связанных КЯ, в то время как электронная волновая функция в умеренных полях распределена между двумя ямами. В сильных полях электронная волновая функция также оказывается локализованной только в одной яме. Перераспределение электронной плотности приводит к изменению интеграла перекрытия между электронной и дырочной волновыми функциями и, следовательно, к изменению коэффициента поглощения.

В то же время *вариационная модель Миллера имеет существенные ограничения*, которые становятся особенно важными для связанных КЯ. В данной модели учитывается только одна подзона размерного квантования (перпендикулярно плоскости ямы) тяжелых дырок и одна подзона размерного квантования электронов. Локализирующий потенциал КЯ, ограниченной барьерами, учитывается точно, после чего кулоновское взаимодействие электрона и дырки рассматривается как *возмущение*. Такой подход, строго говоря, справедлив, когда энергия кулоновского взаимодействия (принимая типичные значения 5–10 мэВ) существенно меньше расстояния между одночастичными уровнями размерного квантования электронов. В то же время наличие связанных КЯ, в которых происходит существенная перестройка электронной волновой функции, предполагает наличие как минимум двух электронных состояний с близкими энергиями. Качественно это означает, что тяжелая дырка, локализованная ровно в одной из двух ям, притягивает электрон, который за счет кулоновского взаимодействия локализуется в той же самой яме. Такое состояние только слабо меняется в электрическом поле, и фактический электрооптический эффект оказывается слабее, чем рассчитанный по вариационной модели Миллера.

Другие модели, частично учитывающие кулоновские корреляции между электронами и дырками, например модель Дигнама-Сайпа [25], действительно показывают значительно более слабое перераспределение одночастичных волновых функций. В то же время модель [25] приводит к недооценке величины эффекта Δl на порядок величины.

В этой связи становятся важными качественные представления, позволяющие предложить новый тип электрооптической среды, в которой можно ожидать сильный электрооптический эффект. Это может быть, например, сверхрешетка на основе гетероструктур второго рода (type II superlattice). В такой сверхрешетке в нулевом поле состояние электрона, ближайшее по энергии к дну зоны проводимости, и состояние дырок, ближайшее по энергии к потолку валентной зоны, локализованы в соседних пространственных областях. Приложение уже достаточно малого электрического поля, с одной стороны, притягивает электрон и дырку в соседних областях к

интерфейсу и индуцирует слабое поглощение на переходе с минимальной энергией. С другой стороны, экситоны с более высокими энергиями перехода, происходящего внутри одного и того же слоя, ионизируются уже в слабых полях, а их сила осциллятора и соответствующий вклад в коэффициент поглощения падают.

В данной работе мы рассматриваем альтернативный подход к решению проблемы создания эффективной электрооптической среды — использование специально сконструированных сверхрешеток второго рода в системе GaAs–GaAlAs. При такой конструкции экситоны для прямых переходов в реальном пространстве имеют в нулевом поле большую энергию связи и силу осциллятора экситонного перехода, что отличает их от экситонов в объемном GaAs и делает пригодными для использования в приборах при комнатной температуре. Этот подход может быть расширен и на системы InGaAsP и InGaAlAs на подложке InP. В работе изучается эпитаксиальная структура, в которой выбранная среда находится в вертикальном резонаторе Фабри–Перо (Fabry–Perot). Электрооптические свойства среды исследуются на основе изменения спектра интенсивности оптического отражения (power optical reflectance) в приложенном электрическом поле, и эти изменения моделируются на основе модели осциллятора с меняющейся в поле силой осциллятора.

2. Выбор электрооптической среды

На рис. 2, *a* приведен пример сверхрешетки второго рода на основе прямозонных гетероструктур и показаны профиль дна зоны проводимости и профиль потолка валентной зоны в нулевом электрическом поле. На рис. 2, *b* эти же профили показаны в ненулевом поле. В слое 2, где для дырок имеется потенциальная яма, а для электронов — потенциальный барьер, при приложении поля дырки локализируются вблизи гетерограницы со слоем 3, а электроны безо всякого барьера уходят в слой 1. В слое 5, где для электронов имеется потенциальная яма, а для дырок — потенциальный барьер, электроны локализируются вблизи гетерограницы со слоем 4, а дырки без барьера уходят в слой 6. Таким образом, в любом слое сверхрешетки второго рода при приложении электрического поля электроны и дырки легко разделяются полем, как и в случае объемного материала.

На рис. 3, *a* приведены профили состава твердого раствора независимо для двух различных КЯ, заключенных между барьерами Ga_{0.8}Al_{0.2}As, КЯ1 (0.5 нм Ga_{0.1}Al_{0.9}As/4.3 нм GaAs/0.5 нм Ga_{0.1}Al_{0.9}As/4.3 нм GaAs/0.5 нм Ga_{0.1}Al_{0.9}As) и КЯ2 (2.5 нм GaAs/2 нм Ga_{0.8}Al_{0.2}As/2.5 нм GaAs). На рис. 3, *b* изображен профиль потенциала для электронов в каждой из ям в нулевом электрическом поле. На рис. 3, *c* эти профили даны в более крупном масштабе, и показаны уровни энергии основного состояния электрона в каждой из

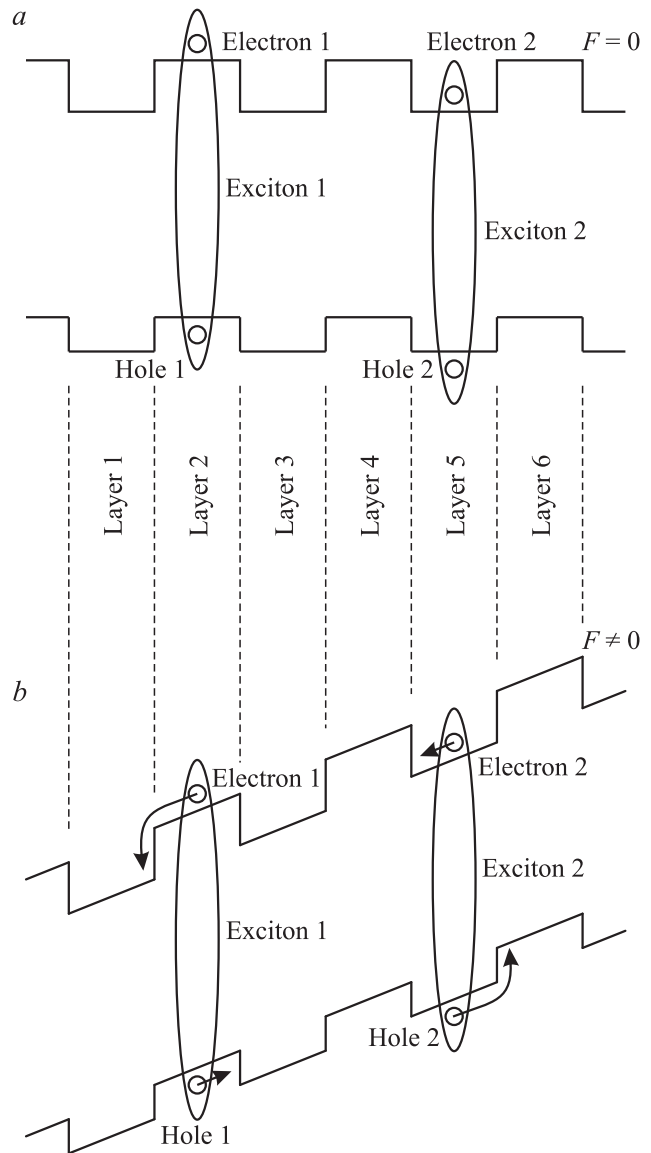


Рис. 2. Ионизация экситонов в сверхрешетке второго рода: *a* — зонная диаграмма сверхрешетки и схематическое изображение экситонов в нулевом электрическом поле; *b* — зонная диаграмма сверхрешетки и схематическое изображение экситонов в ненулевом электрическом поле. Показано, что для экситонов в любом слое при приложении электрического поля возникает возможность ионизации.

квантовых ям, QW1, *e*1 и QW2, *e*2. Уровень энергии электрона в КЯ2 ниже, чем в КЯ1.

Рис. 4, *a* повторяет профиль состава твердого раствора, приведенного на рис. 3, *a*. На рис. 4, *b* приведен профиль потенциала для дырок в этих КЯ. На рис. 4, *c* представлены энергии для двух состояний тяжелой дырки в каждой из КЯ, а также энергии основного состояния легкой дырки в каждой из КЯ. Оба состояния тяжелой дырки в КЯ1, QW1, *hh*1 и QW1, *hh*2 имеют более низкую энергию, чем состояния QW2, *hh*1 и QW2, *hh*2 в КЯ2. Для легкой дырки соотношение противоположное.

Таким образом, из рис. 3, *c* и 4, *c* следует, что в нулевом электрическом поле состояние электронов, ближайшее к дну зоны проводимости, — это состояние в КЯ2 (QW2, *e1*), а состояние тяжелых дырок, ближайшее к потолку валентной зоны — это состояние в КЯ1 (QW1, *hh1*). Таким образом, гетероструктура, в которой соседствуют квантовые ямы КЯ1 и КЯ2, — это гетероструктура второго рода.

Рис. 5, *a* воспроизводит профиль состава твердого раствора для каждой из КЯ. На рис. 5, *b*, *c* и *d* приведены зависимости энергии электронов, тяжелых и легких дырок от электрического поля, рассчитанные методом решения одночастичного уравнения Шредингера

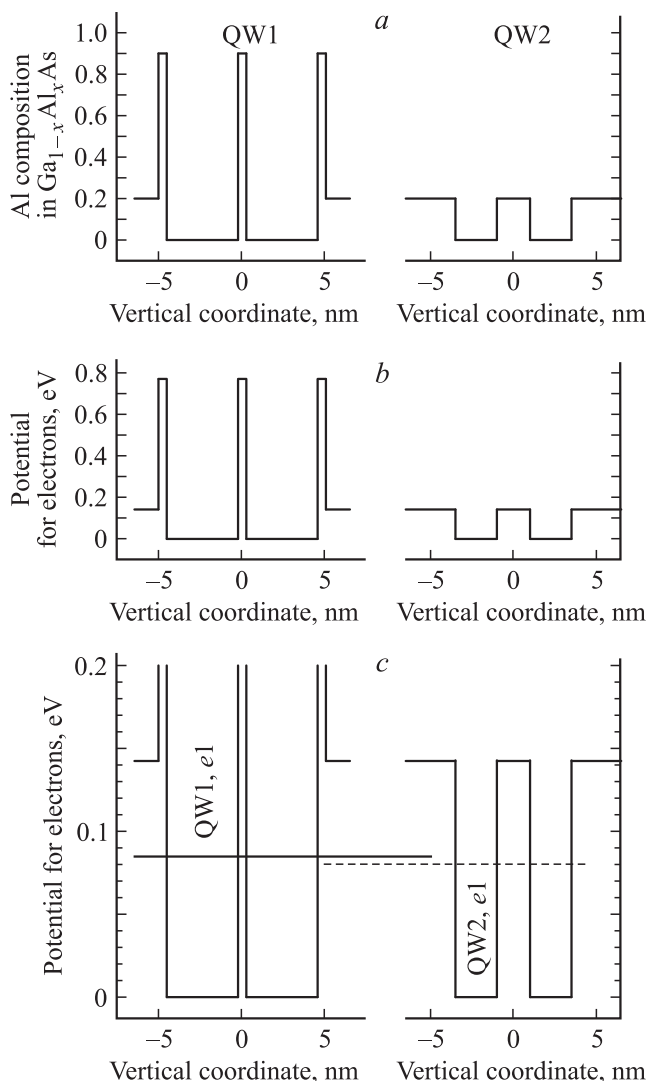


Рис. 3. Сравнение электронных состояний для двух изолированных квантовых ям (КЯ): *a* — профиль состава твердого раствора в каждой из квантовых ям QW1 и QW2; *b* — профиль потенциала для электронов в каждой из квантовых ям QW1 и QW2; *c* — профиль потенциала для электронов в каждой из квантовых ям QW1 и QW2 в увеличенном масштабе и уровни энергии основного состояния электрона в каждой из квантовых ям, QW1, *e1* и QW2, *e1*.

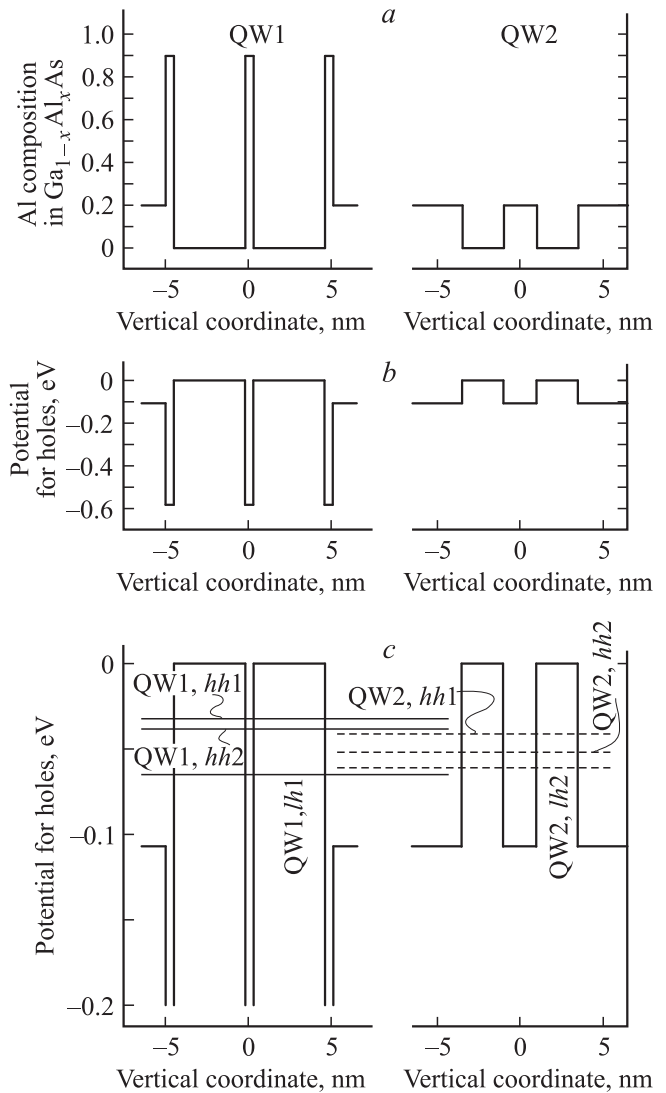


Рис. 4. Сравнение дырочных состояний для двух изолированных квантовых ям (КЯ): *a* — профиль состава твердого раствора в каждой из квантовых ям QW1 и QW2; *b* — профиль потенциала для дырок в каждой из квантовых ям QW1 и QW2; *c* — профиль потенциала для дырок в каждой из квантовых ям QW1 и QW2 в увеличенном масштабе и уровни энергии состояний QW1, *hh1*, QW1, *hh2*, QW1, *lh1*, QW2, *hh1*, QW2, *hh2*, и QW2, *lh2*.

в модели простой параболической зоны. Особо следует отметить, что предложенный подход к формированию гетероструктур второго рода может быть использован и в системах InGaAlAs/InP и InGaAsP/InP, и в сверхрешетках на основе системы Si/Ge.

Рис. 6 показывает рассчитанные одночастичные волновые функции для гетероструктуры, содержащей КЯ1 и КЯ2, разделенные барьером Ga_{0.8}Al_{0.2}As толщиной 2 нм. Рис. 6, *a–e* построены для нулевого электрического поля, а рис. 6, *f–j* относятся к слабому ненулевому полю $F = 3.5$ кВ/см. На рис. 6, *a* изображен потенциал гетероструктуры для электронов, а на рис. 6, *b* при-

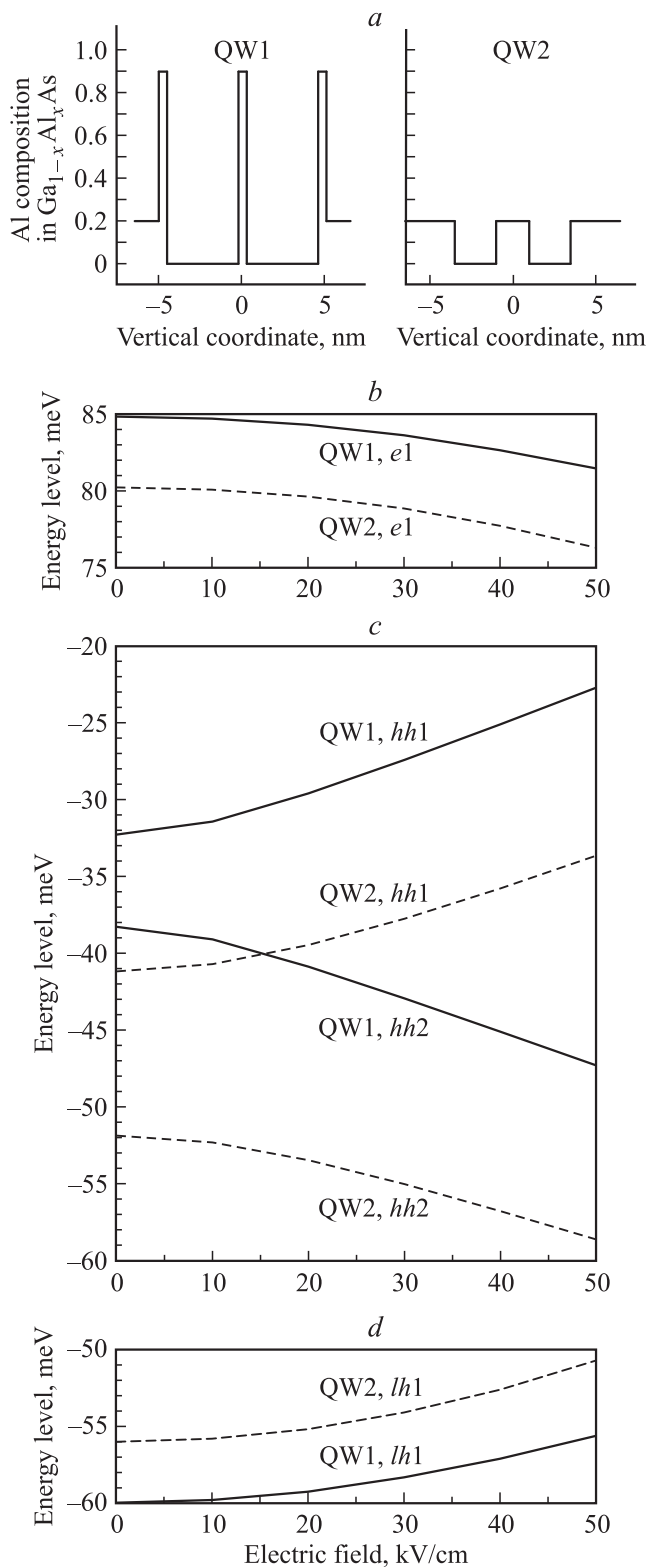


Рис. 5. Уровни энергии в двух квантовых ямах в электрическом поле: *a* — профиль состава твердого раствора в каждой из квантовых ям QW1 и QW2; *b* — уровни электронов в квантовых ямах QW1 и QW2; *c* — уровни тяжелых дырок в квантовых ямах QW1 и QW2; *d* — уровни легких дырок в квантовых ямах QW1 и QW2.

введены волновые функции электронов. Волновая функция основного состояния $e1$ асимметрична, и большая часть электронной плотности сосредоточена в КЯ2. На рис. 6, *c* приведен профиль потенциала гетероструктуры для дырок, волновые функции тяжелых дырок представлены на рис. 6, *d*, а легких дырок — на рис. 6, *e*. Из четырех состояний тяжелых дырок два состояния с более низкой энергией, $hh1$ и $hh2$, сосредоточены в КЯ1, а два следующих, $hh3$ и $hh4$, — в КЯ2.

Ненулевое электрическое поле создает слабый наклон профиля потенциала, притягивающий электроны в область меньших координат z (на рис. 6, *f* слева), а дырки — в область больших координат z (на рис. 6, *h* справа). В слабом поле $F = 3.5 \text{ кВ/см}$ электронные волновые функции (рис. 6, *g*), как и волновые функции легких дырок (рис. 6, *j*) меняются незначительно. Для тяжелых дырок (рис. 6, *i*) перестройка оказывается существенной, и состояние $hh2$ переходит из КЯ1 в КЯ2, а состояние $hh3$ — из КЯ2 в КЯ1. При более сильных полях происходит также и перестройка состояний $hh1$, и состояний электронов, и легких дырок.

3. Эксперимент

В качестве объекта исследований была выбрана электрооптическая среда, состоящая из 9 периодов гетероструктуры второго рода, содержащей КЯ1 и КЯ2, разделенных барьером $\text{Ga}_{0.8}\text{Al}_{0.2}\text{As}$ толщиной 2 нм. Профиль состава твердого раствора и профиль показателя преломления приведены на рис. 7, *b* и *c* соответственно. Общая толщина нелегированной области составила 192 нм, что близко к толщине электрооптической среды в ЭОМ-ВИЛ, работающем при малых напряжениях [13]. Электрооптическая среда помещается в i -область вертикальной $n-i-p$ -структуры. Оптически структура представляет собой вертикальный резонатор Фабри–Перо, ограниченный двумя легированными обкладками (cladding layer) толщиной 2 мкм (рис. 7, *a*). Для формирования омического контакта к p -слоям использовалась сетчатая конфигурация металлического контакта AuGe/Ni/Au с коэффициентом затемнения $\sim 10\%$, тогда как для омических контактов к n -слоям — металлизация AgMn/Ni/Au . Измерялся спектр интенсивности оптического отражения для нормального падения света на верхнюю поверхность образца при различной величине запорного напряжения.

4. Результаты и обсуждение

Типичный вид спектров интенсивности оптического отражения от структуры приведен на рис. 8, *a*, где показаны смоделированные спектры при нулевом и ненулевом напряжении на структуре. Спектры содержат осцилляции Фабри–Перо, и изменения коэффициента отражения за счет приложения поля заметны только

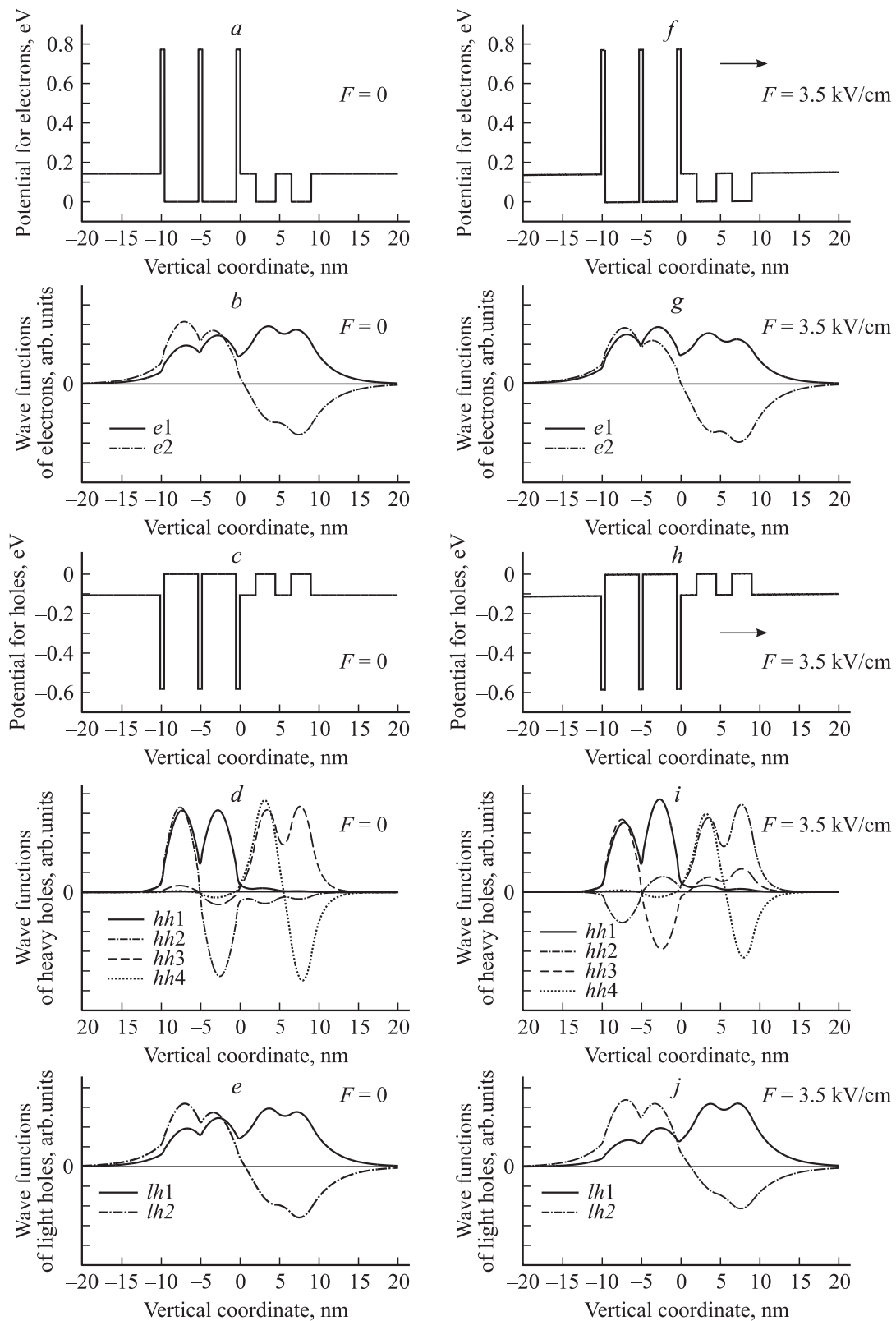


Рис. 6. Перестройка волновых функций тяжелых дырок в составной квантовой яме в слабом электрическом поле: *a* — профиль потенциала для электронов, поле $F = 0$; *b* — волновые функции электронов, поле $F = 0$; *c* — профиль потенциала для дырок, поле $F = 0$; *d* — волновые функции тяжелых дырок, поле $F = 0$; *e* — волновые функции легких дырок, поле $F = 0$; *f* — профиль потенциала для электронов, поле $F = 3.5$ кВ/см; *g* — волновые функции электронов, поле $F = 3.5$ кВ/см; *h* — профиль потенциала для дырок, поле $F = 3.5$ кВ/см; *i* — волновые функции тяжелых дырок, поле $F = 3.5$ кВ/см; *j* — волновые функции легких дырок, поле $F = 3.5$ кВ/см.

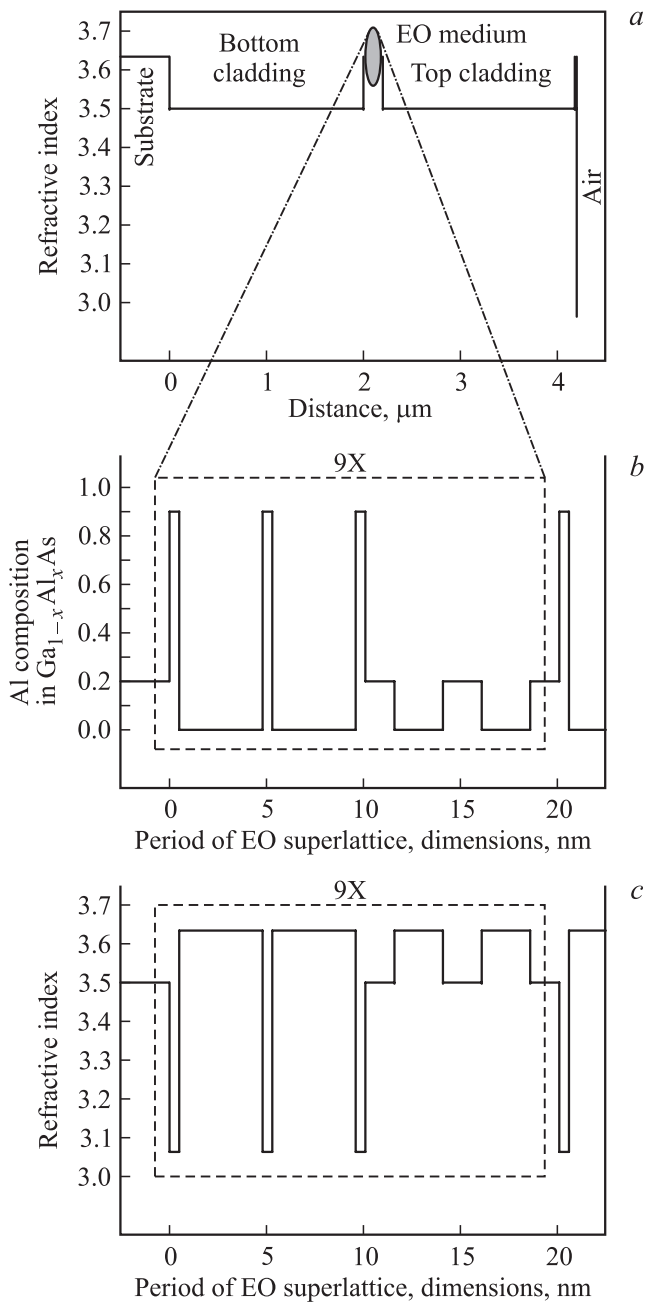


Рис. 7. Структура с электрооптической средой в вертикальном резонаторе Фабри–Перо: *a* — профиль показателя преломления структуры; *b* — профиль состава твердого раствора исследуемой электрооптической среды. Показан один период сверхрешетки. *c* — профиль показателя преломления исследуемой электрооптической среды в увеличенном масштабе. Показан один период сверхрешетки.

вблизи минимумов и максимумов осцилляций. Для количественного анализа экспериментальных данных были рассчитаны спектры величины отношения коэффициентов отражения в ненулевом и в нулевом электрическом поле, $R(\lambda, F)/R(\lambda, F = 0)$. Эти экспериментальные спектры для величин приложенного электрического поля 50,

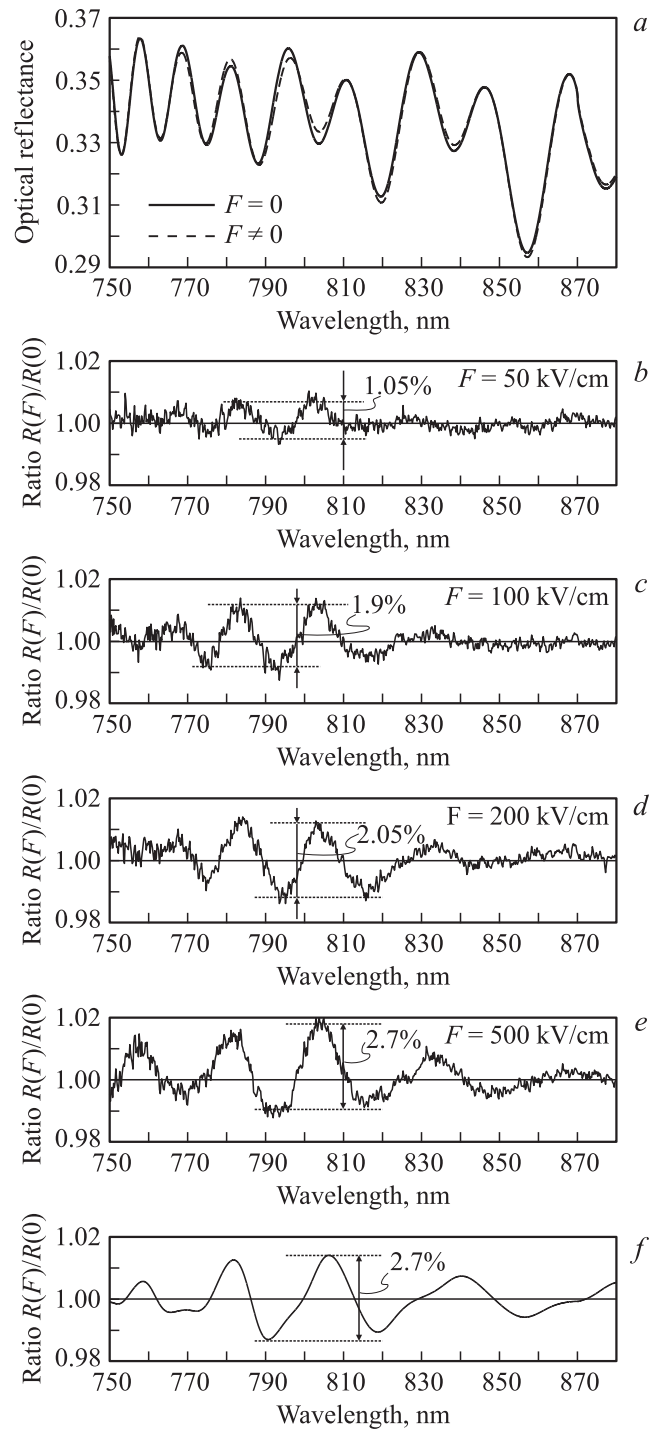


Рис. 8. Смоделированный и измеренный спектр интенсивности оптического отражения исследуемой электрооптической структуры: *a* — смоделированные спектры интенсивности оптического отражения без электрического поля и в электрическом поле; *b–e* — отношение измеренных интенсивностей оптического отражения в приложенном электрическом поле и без приложения поля. Приложенное электрическое поле 50 (*b*), 100 (*c*), 200 (*d*) и 500 кВ/см (*e*); *f* — рассчитанное отношение интенсивностей оптического отражения в электрическом поле и без электрического поля, моделирующее экспериментальный спектр (*e*).

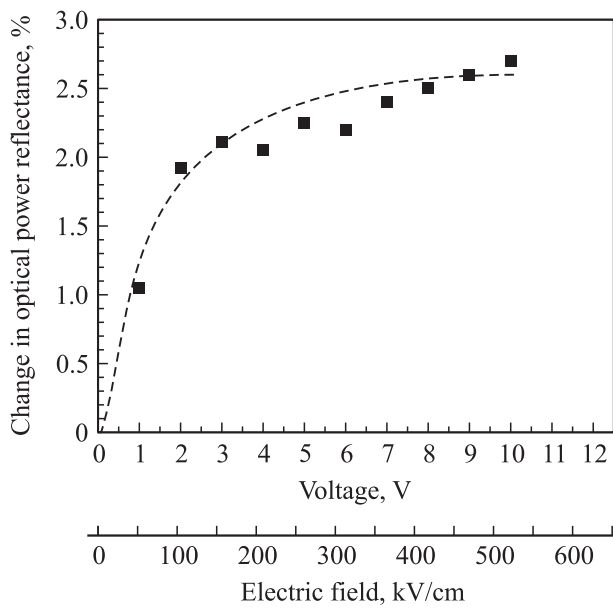


Рис. 9. Максимальная амплитуда осцилляций в спектре отношения измеренных интенсивностей оптического отражения $R(\lambda, F)/R(\lambda, F = 0)$ как функция напряжения и/или электрического поля. Пунктирная линия приведена для удобства (eye guide line).

100, 200 и 500 кВ/см приведены на рис. 8, *b, c, d* и *e* соответственно.

На рис. 9 отложена максимальная амплитуда осцилляций величины $R(\lambda, F)/R(\lambda, F = 0)$ как функция напряжения или электрического поля. Эта величина быстро выходит на насыщение, причем 2/3 максимальной величины достигаются уже в поле 100 кВ/см.

Для моделирования экспериментальных спектров использовалась осцилляторная модель электрооптического эффекта, в которой изменение комплексной диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon$ электрооптической среды берется в виде

$$\Delta\epsilon(E) = \frac{\lambda_0 n_0}{2\pi} \Delta\alpha_{\text{peak}} \frac{\Gamma/2}{(E_0 - E) - i\Gamma/2} \quad (1)$$

Здесь E — энергия фотона, E_0 — энергия пика экситонного поглощения, λ_0 — соответствующая длина волны, n_0 — нерезонансный компонент показателя преломления, Γ — ширина пика поглощения, $\Delta\alpha_{\text{peak}}$ — изменение пикового коэффициента поглощения в электрическом поле. Мнимая и вещественная части комплексной функции (1) дают изменение спектра поглощения $\Delta\alpha(E)$ и изменение показателя преломления $\Delta n(E)$:

$$\Delta\alpha(E) = \Delta\alpha_{\text{peak}} \frac{(\Gamma/2)^2}{(E_0 - E)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (2a)$$

$$\Delta n(E) = \frac{\lambda_0}{4\pi} \Delta\alpha_{\text{peak}} \frac{(E_0 - E)\Gamma/2}{(E_0 - E)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (2b)$$

На рис. 10 приведены результаты спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ, photoluminescence, PL) сверхрешетки второго рода при оптической накачке с помощью YAl:Nd-лазера, работающего на второй гармонике в непрерывном режиме (532 нм). Максимум спектра ФЛ электрооптической среды при низкой мощности оптической накачки наблюдается на длине волны 777 нм (энергия фотона 1.596 эВ).

Согласно расчетам одночастичных энергий, в изолированных квантовых ямах (рис. 3, *c* и 4, *c*) минимальная энергия оптического перехода составляет 1.534 эВ, что соответствует длине волны фотона 808 нм. Экситонные эффекты и формирование мини-зоны в сверхрешетке приводят к небольшому длинноволновому сдвигу этого перехода. Однако этот оптический переход для данной структуры не прямой (т.е. время жизни носителей велико), и вклад в ФЛ дают возбужденные состояния. Действительно, при повышении мощности оптической накачки наблюдается небольшой длинноволновый сдвиг максимума ФЛ до 790 нм из-за разогрева лазерным излучением и уширение спектра ФЛ вследствие теплового заселения возбужденных состояний. В целом экспериментально наблюдаемое поведение ФЛ электрооптической среды характерно для гетероструктур второго рода.

Далее, поскольку все максимальные отличия величины $R(\lambda/F)/R(\lambda, F = 0)$ от единицы достигаются в спектральном интервале от 780 до 805 нм, то для согласования с экспериментом необходимо предположить энергию перехода в осцилляторе в формулах (2a) и (2b), лежащую в этом же интервале. Более того, поскольку существенные осцилляции на рис. 8, *b-e* распространяются в спектральном интервале несколько десятков нанометров, то характерная ширина пика поглощения Γ тоже оказывается такого же порядка величины, что коррелирует с результатами спектроскопии фототока (photocurrent) (рис. 11). Действительно, при приложении

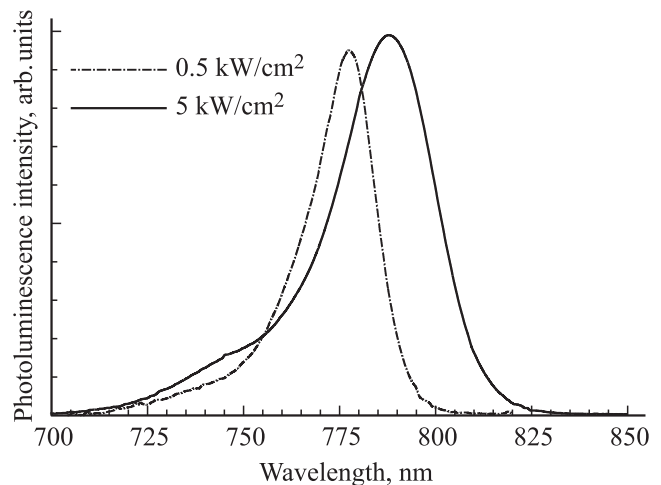


Рис. 10. Спектры фотолюминесценции исследуемой электрооптической структуры при малой и большой оптической накачке.

Эффективность электрооптического эффекта в различных средах

Среда	Ссылка	Спектральная область, нм	Материалы	Экспериментальные данные		Расчет при $\Delta E = 50$ мэВ и $F = 50$ кВ/см			
				F , кВ/см	ΔE , мэВ	$ \Delta n /F$, 10^{-9} м/В	$ \Delta n /F$, 10^{-9} м/В	Фактор заполнения, f	$f \Delta n /F$, 10^{-9} м/В
RQW	[18]	1500–1600	InGaAsP	100	44	0.730	0.321	0.5	0.161
RQW	[19]	1260–1360	InGaAsP/InP	62	60	0.460	0.445	0.45	0.200
SCQW	[21]	770–850	GaAlAs/GaAs	100	50	0.771	0.386	0.5	0.193
FACQW	[23]	770–850	GaAsAs/GaAs	40	111	1.7	3.77	0.39	1.47
FACQW	[24]	770–850	GaAsAs/GaAs	40	111	0.33	0.733	0.39	0.286
Type-II	This work	770–850	GaAsAs/GaAs	50	50	1.0	1.0	1.0	1.0

Примечание. RQW — rectangular quantum well, прямоугольная квантовая яма; SCQW — symmetric coupled quantum well, симметричная связанная квантовая яма; FACQW — five layer asymmetric coupled quantum well, пятислойная асимметричная связанная квантовая яма.

электрического поля наблюдается рост поглощения, индуцированного диагональными переходами с длинноволновой стороны далеко от основного края поглощения, связанного с прямыми переходами (возбужденные состояния) в реальном пространстве. В то же время фототок для прямых экситонных переходов падает с ростом электрического поля, по-видимому, за счет эффекта ионизации экситона, так как в структуре второго рода пространственное ограничение для одного из носителей заряда всегда отсутствует.

В электрооптической среде второго рода основной эффект состоит в уменьшении силы осциллятора перехода за счет ионизации экситона, $\Delta\alpha_{\text{peak}} < 0$. На рис. 8, *f* приведена модельная зависимость $R(\lambda, F)/R(\lambda, F = 0)$, рассчитанная для значений $\lambda_0 = 795$ нм ($E_0 = 1.560$ эВ),

$n_0 = 3.45$, $\Gamma = 60$ мэВ, $\Delta\alpha_{\text{peak}} = -5000$ см⁻¹. Рассчитанная кривая (рис. 8, *f*) согласуется с экспериментально измеренной при $F = 500$ кВ/см (рис. 8, *e*). Следует отметить, что ширина пика поглощения 60 мэВ является аномально большой по сравнению с типичной величиной ~ 10 мэВ для одиночных КЯ. Такое различие свидетельствует в пользу того, что в спектр поглощения дают существенный вклад несколько переходов и/(или) сплошной спектр. Тем не менее проведенное моделирование позволяет определить характерную „интегральную“ величину электрооптического эффекта.

Для характеристики силы электрооптического эффекта одиночных прямоугольных КЯ используется параметр качества (figure of merit) η [18,19,21], связанный с тем, что изменение показателя преломления пропорционально квадрату электрического поля и обратно пропорционально спектральной отстройке от пика поглощения, $|\Delta n| = \frac{\eta F^2}{|\Delta E|}$. Для связанных КЯ такой подход неудобен, поскольку изменение показателя преломления сначала растет с полем приблизительно линейно, а затем выходит на насыщение [22]. Поэтому наиболее универсальным параметром, подходящим для всех сред, является эффективность электрооптической среды, $|\Delta n|/F$ [18,19], с указанием величины поля и спектральной отстройки. В таблице проведено сравнение эффективности для различных электрооптических сред, измеренные величины пересчитаны, где возможно, на электрическое поле 50 кВ/см и отстройку от пика поглощения 50 мэВ. Для среды, состоящей из изолированных квантовых ям или же из групп (например, пар), в которых квантовые ямы внутри одной группы связаны электронно, а соседние группы изолированы друг от друга барьерами, величина электрооптического эффекта определяется таким образом, что Δn — это зависящая от электрического поля, но не зависящая от координаты ненулевая величина внутри квантовых ям или групп и ноль в барьерах. В типичных структурах, когда длина волны света в материале много больше, чем толщины таких ям, групп и барьеров, сила электрооптического эффекта, производимого средой, пропорциональна коэффициенту заполнения среды f . Для сред, основанных на изолированных КЯ или груп-

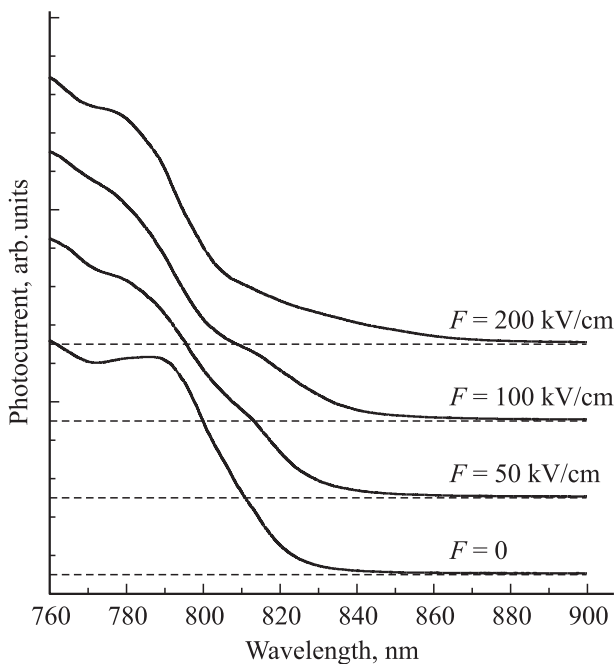


Рис. 11. Спектры фототока исследуемой электрооптической структуры в различных электрических полях. Для удобства уровень нулевого сигнала сдвинут (показан пунктирными линиями).

пах, коэффициент заполнения не может быть близок к 1, чтобы не нарушались основные характеристики среды. Сверхрешетка же имеет коэффициент заполнения, равный 1. Эффективность исследованной в данной работе электрооптической среды $\sim 10^{-9}$ м/В, а с учетом коэффициента заполнения эта величина является одной из самых больших, приведенных в литературе.

5. Заключение

В работе исследован новый тип полупроводниковой электрооптической среды на основе сверхрешетки второго рода в системе материалов GaAs–GaAlAs. Перестройка волновых функций приводит к возрастанию слабого поглощения, индуцированного диагональными переходами при приложении электрического поля, и соответственно к возрастанию коэффициента преломления с длинноволновой стороны далеко от основного края поглощения, что коррелирует с результатами спектроскопии оптического отражения. При этом прямые экситонные переходы в реальном пространстве подавляются при приложении электрического поля за счет эффекта ионизации экситона, что коррелирует с результатами спектроскопии фототока. Электрооптический отклик среды смоделирован с помощью осцилляторной модели экситонного поглощения с силой осциллятора, зависящей от электрического поля. Эффективность электрооптической среды при отстройке от пика поглощения на 50 мэВ достигает величины 10^{-9} при относительно небольших электрических полях 0–50 кВ/см.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках госконтракта 07.514.11.4148 и соглашения № 8642 в рамках Федеральной целевой программы „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“.

Список литературы

- [1] IEEE 802.3TM Industry Connections Ethernet Bandwidth Assessment, http://www.ieee802.org/3/ad_hoc/bwa/BWA_Report.pdf
- [2] Ed.L. Wooten, K.M. Kissa, A. Yi-Yan, E.J. Murphy, D.A. Lafaw, P.F. Hallemeier, D. Maack, D.V. Attanasio, D.J. Fritz, G.J. McBrien, D.E. Bossi. IEEE J. Select. Topics Quant. Electron., **6**, 69 (2000).
- [3] H. Venghaus, H.-G. Bach, S. Bauer, A. Beling, H. Heidrich, D. Hoffmann, B. Huttler, R. Kaiser, J. Kreissl, G.G. Mekonnen, M. Mohrle, W. Rehbein, B. Sartorius, K.-O. Velthaus. Proc. SPIE, **5956**, 595 60I (2005).
- [4] S.A. Blokhin, J.A. Lott, A. Mutig, G. Fiol, N.N. Ledentsov, M.V. Maximov, A.M. Nadtochiy, V.A. Shchukin, D. Bimberg. Electron. Lett., **45**, 501 (2009).
- [5] P. Westbergh, R. Safaisini, E. Haglund, B. Kogel, J.S. Gustavsson, A. Larsson, M. Geen, R. Lawrence, A. Joel. Electron. Lett., **48**, 1145 (2012).
- [6] D. Tauber, G. Wang, R.S. Geels, J.E. Bowers, L.A. Coldren. Appl. Phys. Lett., **4**, 325 (1993).
- [7] J. Tatum. IEEE 802.3 Higher Speed Study Group, IEEE Dallas Plenary Meeting, Nov. 15, 2006.
- [8] A. Paraskevopoulos, H.-J. Hensel, W.-D. Molzow, H. Klein, N. Grote, N. Ledentsov, V. Shchukin, C. Möller, A. Kovsh, D. Livshits, I. Krestnikov, S. Mikhlin, P. Matijssse, G. Kuyt. Paper PDP22, OFC/NFOEC 2006, March 5–10, 2006, Anaheim, California, USA.
- [9] N.N. Ledentsov, F. Hopfer, A. Mutig, V.A. Shchukin, A.V. Savel'ev, G. Fiol, M. Kuntz, V.A. Haisler, T. Warming, E. Stock, S.S. Mikhlin, A.R. Kovsh, C. Bornholdt, A. Lenz, H. Eisele, M. Dahne, N.D. Zakharov, P. Werner, D. Bimberg. Proc. SPIE, Phys. and Simulations of Optoelectronic Dev. XV, **6468**, 47 (2007).
- [10] J. van Eisdend, M. Yakimov, V. Tokranov, M. Varanasi, E.M. Mohammed, I.A. Young, S.R. Oktyabsky. Photon. Techn. Lett., **20** (1), 42 (2008).
- [11] V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, J.A. Lott, H. Quast, F. Hopfer, L.Ya. Karachinsky, M. Kuntz, P. Moser, A. Mutig, A. Strittmatter, V.P. Kalosha, D. Bimberg. Proc. SPIE, Phy. and Simulation of Optoelectron. Dev. XVI, **1**, 68890H (2008).
- [12] S.F. Lim, J.A. Hudgings, L.P. Chen, G.S. Li, W. Yuen, K.Y. Lau, C.J. Chang-Hasnain. Photon. Techn. Lett., **3**, 319 (1998).
- [13] T.D. Germann, A. Strittmatter, A. Mutig, A.M. Nadtochiy, J.A. Lott, S.A. Blokhin, L.Ya. Karachinsky, V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, U.W. Pohl, D. Bimberg. Phys. Status Solidi C7, **2552** (2010).
- [14] N.N. Ledentsov, J.A. Lott, V.A. Shchukin, D. Bimberg, A. Mutig, T.D. Germann, J.R. Kropp, L.Ya. Karachinsky, S.A. Blokhin, A.M. Nadtochiy. Proc. SPIE, **7597**, 759 71F (2010).
- [15] R.V. Penty, I.H. White, Z. Qureshi, J.D. Ingham, M.J. Crisp, N.N. Ledentsov, J.A. Lott. Proc. SPIE, **7933**, 793 31D (2011).
- [16] D.A.B. Miller, D.S. Chelma, T.C. Damen, A.C. Gossard, W. Wiegmann, T.H. Wood, C.A. Burrus. Phys. Rev. B, **32**, 1043 (1985).
- [17] D.S. Chelma, D.A.B. Miller, P. Smith, A. Gossard, W. Wiegmann. J. Quant. Electron., **20**, 265 (1984).
- [18] J.E. Zucker, T.L. Hendrickson, C.A. Burrus. Appl. Phys. Lett., **52**, 945 (1988).
- [19] M.V. Kotlyar, L. O'Faolain, A.B. Krysa, Th.F. Krauss. J. Lightwave Technol., **23**, 2169 (2005).
- [20] N. Debbar, S. Hong, J. Singh, P. Bhattacharya. J. Appl. Phys., **65**, 383 (1989).
- [21] M.P. Earnshaw, D.W.E. Allsopp, E.T.R. Childley, R. Grey. Photon. Techn. Lett., **12**, 627 (2000).
- [22] H. Feng, J.P. Pang, M. Sugiyama, K. Tada, Y. Nakano. J. Quant. Electron., **34**, 1197 (1998).
- [23] T. Suzuki, T. Arakawa, K. Tada, Y. Imazato, J.-H. Noh, N. Haneji. Jpn. J. Appl. Phys., **43**, L1540 (2004).
- [24] T. Arakawa, K. Takada, F. Tadano, T. Arima, J.-H. Noh, K. Tada. Proc. Conf. on Lasers and Electro-Optics, 2007. CLEO 2007, May 6–11, 2007, paper CMP3.
- [25] M.M. Dignam, J.E. Sype. Phys. Rev. B, **43** (5), 4084 (1999).

Редактор Т.А. Полянская

Efficient semiconductor electrooptic medium based on type-II heterostructures

V.A. Shchukin^{*+}, N.N. Ledentsov^{*+},
L.Ya. Karachinsky^{+•≠}, S.A. Blokhin^{+≠},
I.I. Novikov^{+•≠}, N.A. Bogoslovskiy⁺, A.V. Savelyev[•]

* VI Systems GmbH,

D-10623 Berlin, Germany

+ A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,

Russian Academy of Sciences,

194021 St. Petersburg, Russia

• St. Petersburg Academic University —

Nanotechnology Research and Education Centre

of the Russian Academy of Sciences,

194021 St. Petersburg, Russia

≠ Connector Optics LLC,

194292 St. Petersburg, Russia

Abstract An electrooptic medium based on a type-II semiconductor superlattice is proposed. Optical reflectance spectroscopy studies have been performed for the electrooptic modulation of the power optical reflectance from the electrooptic medium integrated into a vertical Fabry–Perot resonator. Experimental data are modeled by an oscillator model of the exciton absorption. The experimentally obtained efficiency of the electrooptic medium for the spectral detuning from the absorption peak 50 meV and for the electric fields 0–50 kV/cm is 10^{-9} m/V for the filling factor of the electrooptic medium 100%.