

Схемы активной области в квантовых каскадных лазерах

И.И.Засавицкий

Анализируется развитие рабочих схем активной области в квантовых каскадных лазерах. В настоящее время разработаны схемы активной области таких лазеров с различными излучательными переходами (вертикальные, диагональные, межминизонные, межзонные). Для опустошения нижнего лазерного уровня используются безызлучательные переходы: одно- или двухфононная (и даже трехфононная) релаксация, а также переходы связанное состояние \rightarrow континуум. Показано, как в последние годы модификация рабочих схем и оптимизация энергетических диаграмм гетероструктур привели к существенному улучшению таких важных характеристик квантового каскадного лазера, как мощность излучения, ширина спектра излучения, характеристическая температура, КПД.

Ключевые слова: квантовый каскадный лазер, квантовая яма, барьер, излучательный и безызлучательный переходы, характеристическая температура, мощность излучения, КПД.

1. Введение

Идея о возможности усиления электромагнитных волн в полупроводниках со сверхрешеткой (СР) была высказана в 1971 году [1], и в 1994 году [2] был создан первый униполярный квантовый каскадный лазер (ККЛ). При этом существенно, что в рабочую схему ККЛ было добавлено рассеяние с участием продольного оптического ЛО-фонона. В итоге получилась четырехуровневая схема лазера. Типичный ККЛ включает в себя периодически повторяющиеся (~ 30) активные области и примыкающие к ним инжекторы. Активная область ККЛ представляет собой гетероструктуру, состоящую обычно из трех туннельно-связанных квантовых ям с глубиной $U_0 = \Delta E_c = 0.3-2$ эВ и шириной 1–6 нм, где ΔE_c – разрыв зоны проводимости. Накачка верхнего лазерного уровня осуществляется путем туннельной инжекции в электрическом поле, а опустошение нижнего лазерного уровня происходит благодаря резонансному рассеянию электрона с участием ЛО-фонона. В настоящее время разработаны схемы активной области с различными излучательными переходами, а именно: вертикальными переходами внутри одной квантовой ямы и диагональными переходами между квантовыми ямами, межминизонными переходами в СР, межзонными диагональными переходами между квантовыми ямами в зоне проводимости и валентной зоне. Для опустошения нижнего лазерного уровня используются такие безызлучательные переходы, как одно- или двухфононная (и даже трехфононная) релаксация или переходы связанное состояние \rightarrow континуум, а также их комбинации. Прогресс в разработке ККЛ привел к тому, что сейчас для области спектра 4–12 мкм созданы приборы, работающие в непрерывном режиме при комнатной температуре с мощностью излучения более 0.1 Вт. Благодаря улучшению рабо-

чих схем созданы ККЛ с рекордными значениями многих характеристик.

В настоящей работе анализируется развитие рабочих схем активной области ККЛ, создаваемых на основе эпитаксиальных наногетероструктур. Под активной областью подразумевается набор из нескольких (от трех до шести) туннельно-связанных квантовых ям, к которым приложено внешнее смещение. Каждый такой набор имеет инжектор. Показано, как в течение последних нескольких лет модификация рабочих схем и оптимизация энергетической диаграммы гетероструктур привели к существенному улучшению таких важных характеристик ККЛ, как мощность излучения, ширина спектра излучения, характеристическая температура, КПД.

2. Схемы переходов для ККЛ

Кратко напомним принцип работы ККЛ, к которому приложено внешнее смещение [3]. На рис.1 показана типичная схема излучательного и безызлучательного переходов для ККЛ, содержащего три квантовые ямы в активной области. Здесь E_3 и E_2 – энергии верхнего и нижнего лазерных уровней, разность которых определяет энергию излучаемого фотона ($h\nu = E_3 - E_2$), и при создании схемы обеспечена разность энергий $E_2 - E_1 \geq h\nu_{LO}$. Электрон из инжектора в результате туннельной инжекции сквозь первый барьер через уровень в первой яме попадает на уровень 3 во второй яме, затем с излучением кванта на уровень 2 в той же яме и с испусканием продольного оптического ЛО-фонона на уровень 1 в третьей яме, откуда он туннелирует в инжектор следующего каскада, где процесс повторяется.

Для межподзонных переходов оже-рекомбинация подавлена с точностью до непараболичности подзон. Поскольку гетероструктура, выращиваемая эпитаксиальным методом, представляет собой комбинацию чистых материалов, то доминирующим механизмом рассеяния носителей в активной области является взаимодействие с продольным оптическим ЛО-фононом. Рассеяние с уровня 3 требует «размена» большого волнового вектора, в то время как переход с уровня 2 на уровень 1 происходит ре-

И.И.Засавицкий. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: zasavit@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 14 июня 2012 г.

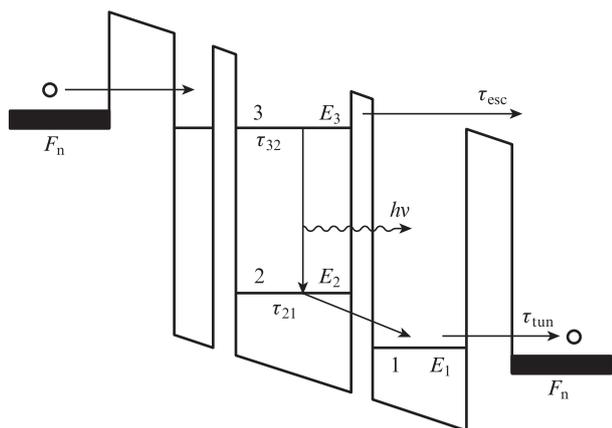


Рис.1. Типичная схема активной области с резонансным однофононным опустошением нижнего лазерного уровня [4]; F_n – уровень Ферми.

зональным образом, т.е. более эффективно. Это приводит к тому, что время жизни на уровне 3 ($\tau_{32} \sim 2\text{--}5$ пс) на порядок превышает время жизни на уровне 2 ($\tau_{21} \sim 0.2\text{--}0.4$ пс). Соотношение этих времен определяется конкретной выбранной схемой. Таким образом, для двух специально сконструированных туннельно-связанных квантовых ям при некотором приложенном внешнем электрическом поле имеет место инверсия населенностей. Накачка на верхний лазерный уровень 3 и опустошение уровня 1 осуществляются путем туннельной инжекции за время $\tau_{\text{tun}} \sim 0.2$ пс. Для ККЛ важным является также время жизни носителей заряда по отношению к излучательной рекомбинации. Оно относительно велико (~ 1 нс), поэтому внутренний квантовый выход излучения для рассматриваемого оптического перехода мал ($\sim 10^{-3}$). Чтобы увеличить его, применяется каскадирование. Типичное число каскадов составляет 30–40, хотя реализованы схемы как с одним каскадом, так и с большим числом каскадов (около 100). Отметим, что каскадирование при некоторых условиях позволяет достигать дифференциального квантового выхода $\eta_{\text{dif}} > 1$.

Основная задача при создании инверсии населенностей – максимально эффективная накачка верхнего уровня и быстрое опустошение нижнего уровня – в ККЛ решается следующим образом. Первая узкая квантовая яма, содержащая лишь один уровень, служит для дополнительной локализации волновой функции электрона и снижения вероятности безызлучательных переходов непосредственно на уровень 2. Это обеспечивает эффективную инжекцию. Далее для снижения тока утечки при конструировании необходимо, чтобы другие высоколежащие уровни во второй и третьей ямах были достаточно удалены от верхнего лазерного уровня. Кроме того, необходимо, чтобы электроны с верхнего уровня не могли непосредственно туннелировать в инжектор (за время $\tau_{\text{esc}} \sim 15$ пс), что обеспечивается минищелью инжектора. Инжектор – это слабо апериодическая и частично легированная СР. Он выполняет следующие функции: 1) служит резервуаром для электронов и способствует их «охлаждению»; 2) исключает образование доменов в электрическом поле; 3) формирует минищель, которая блокирует паразитные переходы с верхнего лазерного уровня. Разность энергий между нижним лазерным уровнем и основным уровнем инжектора есть мера обратного заброса электронов. Эта разность определяет вольтовый дефект V_{def} , который отражает раз-

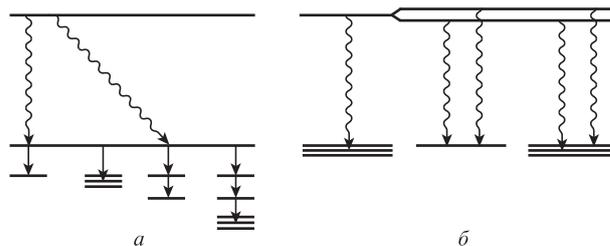


Рис.2. Рабочие схемы переходов для ККЛ. Волнистые линии – излучательные переходы.

ницу между падением напряжения на каждом каскаде V_{stage} и энергией излучаемого кванта, деленной на заряд электрона: $V_{\text{def}} = V_{\text{stage}} - h\nu/e$. Для увеличения рабочей температуры ККЛ вольтовый дефект нужно увеличивать, но это одновременно ведет к уменьшению КПД лазера.

Оптические переходы между верхним и нижним лазерными уровнями в реальном пространстве могут быть вертикальными (внутри одной квантовой ямы) и диагональными (рис.2,а). Это означает, что диагональные переходы происходят между разными, как правило, соседними квантовыми ямами. Преимущество их состоит в том, что дипольный момент перехода получается большим: он достигает значений до 2 нм для вертикальных и до 4 нм для диагональных переходов. Однако из-за рассеяния на интерфейсе ширина линии электролюминесценции (ЭЛ) для диагональных переходов получается также заметно больше. Минимальная ширина линии при низких температурах составляла около 10 и 20 мэВ соответственно для вертикальных и диагональных переходов. При температуре $T = 300$ К ширина линии возрастает примерно вдвое и зависит, конечно, от схемы переходов. В специальных случаях она может достигать гораздо больших значений. На рис.2,б показаны три схемы оптических переходов: из дискретного состояния в континуум, из дублета (расщепление ~ 10 мэВ) в дискретное состояние и в континуум. В последнем случае как раз и наблюдалась большая ширина линии ЭЛ – не менее 60 мэВ (500 см^{-1}) [5].

На рис.2,а показаны также безызлучательные переходы с участием ЛО-фонона, которые опустошают нижний лазерный уровень. Безызлучательные переходы могут происходить с участием одного [2, 3], двух [6] или даже трех ЛО-фононов [7]. Поскольку настройка рабочей схемы с большим числом резонансных фононных переходов является проблематичной, то приобрела популярность схема переходов с нижнего лазерного уровня в континуум [6]. Иногда используется их комбинация, скажем, однофононный переход плюс переход связанное состояние \rightarrow континуум. Эти усложнения рабочих схем направлены на уменьшение (в два раза и более) времени жизни на нижнем лазерном уровне. Отметим, что проблема «узкого горла» решается аналогично и для схем с излучательными переходами, показанными на рис.2,б.

Далее, прежде чем анализировать последние достижения в области ККЛ, кратко обсудим два принципиально интересных решения для активной области, а именно ККЛ на основе СР и межзонный ККЛ.

2.1. Активная область на основе СР

На рис.2,б прослеживается тенденция к уширению (к участию в переходах нескольких квантовых состояний) как верхнего, так и нижнего лазерного уровня. В некотором

пределе это приводит к образованию минизон из разрешенных состояний, характерных для СР. Такие межминизонные переходы были продемонстрированы уже на начальном этапе развития ККЛ [8]. Межминизонный ККЛ также является униполярным прибором и основан на оптических переходах между минизонами СР.

Сверхрешетка представляет собой периодическую структуру из чередующихся слоев нанометровой толщины двух различающихся по ширине запрещенной зоны полупроводниковых материалов, один из которых выполняет роль квантовой ямы, а другой – барьера. Период d (~ 5 нм) такого искусственного кристалла обычно больше постоянной решетки a (~ 0.5 нм) кристаллов, образующих СР. Тогда накладываемый потенциал расщепляет зону проводимости и валентную зону на узкие минизоны и минищели в направлении, перпендикулярном плоскости слоев.

Для режима сильной туннельной связи, когда ширина барьера составляет 1–2 нм, ширина минизон и минищелей колеблется от десятков до сотен миллиэлектронвольт. Если СР нелегирована или слабо легирована (не менее 10^{17} см $^{-3}$), то уровень Ферми (не менее 10 мэВ) располагается у дна первой минизоны, т.е. вплоть до комнатной температуры верхняя часть минизоны шириной ~ 100 мэВ остается пустой. Электроны инжектируются вблизи дна второй минизоны, откуда они могут переходить с испусканием фотона на потолок первой минизоны (рис.3). Важно, что их время жизни определяется рассеянием на оптических фонах с большим импульсом и составляет ~ 10 пс. Релаксация внутри минизоны происходит с малым импульсом, поэтому время этой релаксации составляет лишь десятые доли пикосекунды. Такое большое отношение времен межминизонной и внутриминизонной релаксаций обеспечивает инверсию населенности в широких областях ширины ям и барьеров, что за счет оптимизации позволяет достигать больших значений матричного элемента для оптического перехода. В конечном итоге ККЛ на межминизонных переходах обладает более высокой токонесящей способностью и, следовательно, более высокой мощностью излучения. Другим преимуществом ККЛ являются легко достижимые в нем инверсия населенностей, что обусловлено большим отношением времен межминизонной и внутриминизонной релаксаций, и большая сила осциллятора для лазерного перехода на границе зоны Бриллюэна СР. Сила осциллятора возрастает с уменьшением толщины барьера.

Чтобы минимизировать проникновение внешнего поля в СР и подавить влияние объемного заряда при инжекции, ее легируют. Легирование поддерживает плоский зонный профиль СР и позволяет избежать пробоя минизон при внешнем смещении. Однако ККЛ на основе легированной СР имеет не очень высокие характеристики, т.к. электроны испытывают рассеяние на примеси, а фотоны поглощаются на свободных носителях, что особенно существенно для длинноволновых лазеров. В связи с этим был разработан ККЛ, в котором применялось специальное легирование в области инжектора. Этот прием позволил снизить пороговый ток и повысить мощность излучения при температуре $T = 300$ К.

Однако рекордные значения характеристик ККЛ были получены, когда в активной области использовалась нелегированная, специально сконструированная СР. В такой СР приложенное внешнее поле компенсируется внутренним квазиэлектрическим полем, создаваемым благодаря плавному изменению периода СР и ее усредненного

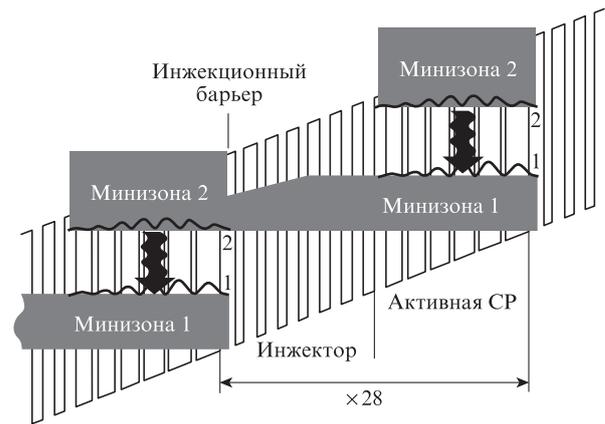


Рис.3. Схема межминизонного ККЛ [9, 10].

атомного состава. На рис.3 показана как раз такая СР с инжектором, а также межминизонные оптические переходы. Ниже приведены толщины слоев гетероструктуры (на рис.3 они расположены справа налево): **3.5/5.1/1.1/4.8/1.1/4.4/1.1/4.1/1.2/3.8/1.3/3.5/2.5/2.3/2.5/2.3/2.5/2.2/2.6/2.0/2.6/1.9/2.7/1.9/2.9/1.8** нм. Жирным шрифтом выделены толщины барьеров из $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$, начиная с инжекционного барьера, обычным шрифтом – толщины квантовых ям из $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$, а курсивом – толщины слоев активной области СР; подчеркнуты слои инжектора, легированные до концентрации 2×10^{17} см $^{-3}$. СР в данном ККЛ, как и инжектор, представляют собой плавную аperiodическую структуру. Период СР в активной области и в инжекторе изменяется так, чтобы получить горизонтальное расположение минизон для приложенного электрического поля ($E = 45$ кВ/см). Наилучшие результаты были достигнуты [9,10] как раз для ККЛ с плоскими минизонами, т.е. для ККЛ на основе СР, где внешнее поле скомпенсировано внутренним полем. Такие ККЛ обладают высокими токонесящей способностью и силой осциллятора, что в итоге привело к высокой мощности излучения (~ 1 Вт) и рабочей температуре (не менее 300 К) для длинноволновых (7–17 мкм) лазеров. Отметим, однако, что выращивание таких гетероструктур, где толщина многих слоев составляет лишь несколько монослоев, является непростой технологической задачей.

2.2. Межзонный ККЛ

До сих пор мы рассматривали активную область, которая создавалась в одной из зон, а именно в зоне проводимости. Поскольку квантование энергетического спектра происходит и в валентной зоне, то в ней спектр становится также дискретным и определяется эффективной массой дырок. Рассмотрим теперь систему из двух связанных квантовых ям, образующих гетеропереход II типа, при этом потолок валентной зоны второй ямы расположен выше, чем дно зоны проводимости первой ямы. Классическим примером здесь является гетеропара InAs/GaSb , которая обладает полуметаллическими свойствами благодаря такому перекрытию зон. Однако в случае размерного квантования потолок валентной зоны для GaSb и дно зоны проводимости для InAs расходятся (вырождение снимается), и система InAs/GaSb становится диэлектриком. Поскольку имеет место перекрытие волновых функций электрона в InAs и дырки в GaSb , то существует заметная вероятность их излучательной рекомбинации.

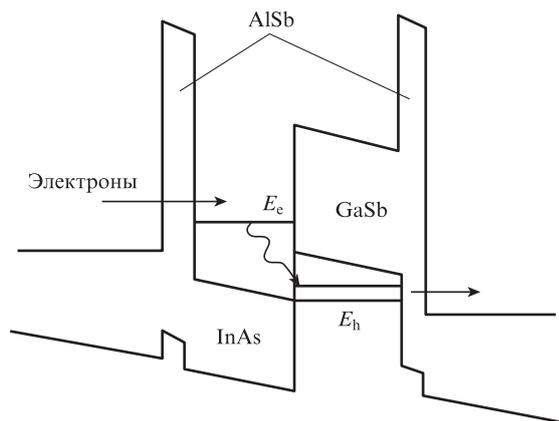


Рис.4. Упрощенная схема активной области межзонного ККЛ.

Такой интерфейсный излучательный переход между дискретными уровнями гетероперехода II типа используется в ККЛ, названном межзонным [11, 12]. На рис.4 показана упрощенная схема активной области межзонного ККЛ.

Обращает на себя внимание то, что в структуре задействован третий материал, а именно AlSb. Гетеропара InAs/AlSb интересна тем, что она имеет очень большой разрыв зоны проводимости ($\Delta E_c \approx 2$ эВ), а электроны в InAs обладают маленькой эффективной массой, приводящей к сильному квантованию. Из рис.4 видно, что электроны из инжектора туннелируют сквозь тонкий барьер из AlSb на нижний квантовый уровень с энергией E_c в InAs. Далее электроны излучательно рекомбинируют с дыркой на уровне с энергией E_v в валентной зоне GaSb (часто используется также твердый раствор GaInSb). Затем электрон туннельным образом с испусканием продольного оптического фотона захватывается на другой уровень дырки в GaSb. С этого уровня электрон поступает в инжектор, и далее процесс повторяется для следующей ступени. Отличие от внутризонной схемы ККЛ состоит в том, что электрон дважды побывал в валентной зоне, хотя в конечном счете он опять оказался в зоне проводимости инжектора. Поэтому межзонный ККЛ также является униполярным прибором.

У межзонного ККЛ есть следующие достоинства. Поскольку релаксация неравновесных электронов имеет межзонный характер (переход между уровнями с энергиями E_c и E_v), она происходит медленнее, чем внутризонная фоновая релаксация между квантовыми уровнями. Это облегчает накачку системы и создание инверсной населенности. Кроме того, путем зонной инженерии в межзонном ККЛ можно существенно подавить оже-рекомбинацию.

Хотя межзонный ККЛ был предложен давно [11, 12] и интенсивно развивался в основном группой из Лаборатории военно-морских сил в Вашингтоне [13–15], но достигнутые значения характеристик лазеров ниже полученных теоретических и значительно уступают характеристикам внутризонных ККЛ. Это объясняется прежде всего тем, что гетеропары InAs/AlSb, InAs/GaSb и GaSb/AlSb плохо согласованы по постоянной решетки, а технология их эпитаксиального роста развита недостаточно. Обращает на себя внимание также то, что эти материалы имеют высокую концентрацию дефектов и сильную поверхностную рекомбинацию. Кроме того, конструкция межзонного ККЛ требует дальнейшей оптимизации. Укажем на достижения в области межзонных ККЛ.

В импульсном режиме межзонного ККЛ были получены высокая мощность излучения (более 4 Вт с одной

грани резонатора) и относительно высокая рабочая температура (до 217 К) [16]. Однако пороговая плотность тока остается еще много больше значений, предсказанных теорией. В непрерывном режиме получена мощность излучения свыше 1 Вт при $T = 78$ К [13]. В настоящее время межзонные ККЛ генерируют излучение мощностью более 10 мВт в непрерывном режиме при температурах выше комнатной [14, 15]. В отличие от классических ККЛ, которые работают на длинах волн более 4 мкм, межзонные ККЛ успешно генерируют в дополнительной области спектра 3–4.2 мкм. Далее, хотя межзонные ККЛ имеют заметно более низкую мощность излучения, но они имеют и более низкий пороговый ток, что улучшает срок службы приборов.

Рассмотрим теперь такие модификации рабочих схем, благодаря которым удалось существенно изменить и улучшить характеристики типичных ККЛ.

3. Зависимость пороговой плотности тока от температуры

Известно, что зависимость пороговой плотности тока от температуры для полупроводниковых лазеров описывается эмпирической формулой

$$J_{th}(T) = J_0 \exp(T/T_0), \quad (1)$$

где T_0 – некоторая характеристическая температура, зависящая от типа лазера. Для лучших образцов гомолазера, гетеролазера и ККЛ она составляет соответственно около 50, 100 и 200 К. Однако, как показали последние исследования, температура T_0 для ККЛ может быть значительно больше и достигать значений до 500 К, что соответствует очень слабой зависимости порогового тока от температуры. Это объясняется тем, что оже-рекомбинация в ККЛ подавлена, поскольку он является униполярным прибором с межподзонами переходами. Поэтому реализуются более высокие температуры T_0 , чем в обычных межзонных лазерах, работающих в средней ИК области спектра. Характеристическая температура T_0 отражает влияние температуры на такие характеристики прибора, как распределение носителей заряда, время их рассеяния и механизм усиления излучения. В отличие от традиционных диодных лазеров для ККЛ открываются возможности управления этими характеристиками путем зонной инженерии энергетического спектра и вероятности распределения носителей зарядов. Связь между различными элементами гетероструктуры часто является сложной, что приводит к компромиссному решению. Рассмотрим некоторые работы, касающиеся этой проблемы.

В работе [17] использовались схема диагональных оптических переходов, чтобы уменьшить перекрытие верхнего и нижнего лазерных уровней и одновременно увеличить время жизни электронов на верхнем лазерном уровне U (рис.5). Кроме того, в рабочей схеме верхний лазерный уровень глубоко «проникает» в область инжектора, что позволяет в итоге осуществлять эффективную инжекцию электронов путем как резонансного туннелирования с основного уровня инжектора, так и рассеяния электронов с участием фононов с более высоких уровней инжектора. Далее опустошение нижнего лазерного уровня I происходит по схеме два фонона – континуум. В этой схеме электрон с нижнего лазерного уровня I рассеивается с испусканием LO-фонона на другой, расположенный ниже дискретный уровень II, с которого он опять рассеивается

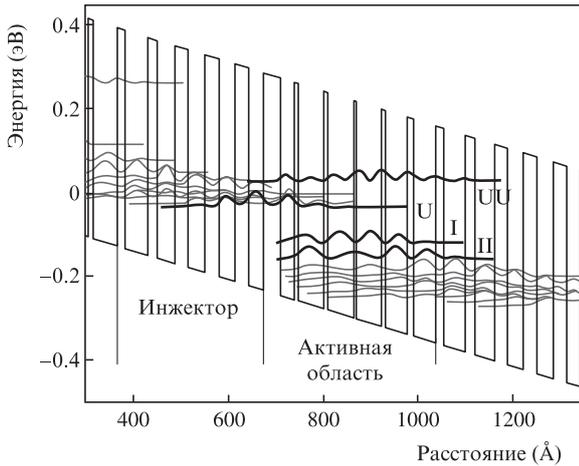


Рис.5. Энергетическая диаграмма для ККЛ с диагональным оптическим переходом и опустошением нижнего лазерного уровня по схеме два фотона – континуум при $\lambda \sim 14$ мкм, $T = 300$ К и $E = 35$ кВ/см [17].

с испусканием ЛО-фотона на один из уровней расположенного ниже континуума. Здесь объединены два преимущества прежних схем: двухфотонный резонанс [18] и переход с дискретного уровня в континуум (быстрая экстракция электронов из активной области в инжектор с помощью минизоны [19]). Данная схема лишь частично совпадает с существующей схемой опустошения путем однофотонного резонанса в континуум [20], в которой необходимо тщательно конструировать выходной барьер, чтобы подавить проникновение волновых функций из минизоны инжектора в активную область и получить оптический переход между дискретными состояниями. В предлагаемой же схеме два фотона – континуум вся минизона инжектора глубоко «проникает» в активную область и в область ниже дискретного уровня II, и формируется широкий (~ 70 мэВ) континуум, что приводит к эффективной экстракции электронов в инжектор и к их быстрому транспорту на верхний лазерный уровень в следующей активной области (каскаде). В то же время лазерный переход между дискретными уровнями еще сохраняется, поскольку континуум расположен заметно ниже нижнего лазерного уровня и уровня II. Чтобы предотвратить обратный термический заброс электронов на нижний лазерный уровень, расстояние между нижним лазерным уровнем и основным уровнем инжектора выбирается большим (~ 150 мэВ). Для предотвращения утечки электронов следующий вышележащий уровень UU в активной области расположен на ~ 63 мэВ выше верхнего лазерного уровня I.

Как показано выше, оптимизация рабочей схемы заключается в эффективной инжекции и экстракции электронов и в уменьшении токов утечки и обратного термического заброса носителей заряда. Благодаря оптимизации рабочей схемы была получена высокая характеристическая температура T_0 . Согласно формуле (1) получаем $T_0 = 189$ К в интервале температур 80–240 К и $T_0 = 306$ К в интервале 240–390 К. Увеличение T_0 в области более высоких температур объясняется температурным изменением разности энергий между нижним лазерным уровнем и уровнем, расположенным непосредственно под ним. Этот зазор увеличивается с ростом температуры и при $T > 240$ К становится больше энергии ЛО-фотона. Это приводит к более высокой скорости опустошения нижнего лазерно-

го уровня путем однофотонного рассеяния, и в итоге время рассеяния электрона с участием одного фотона уменьшается от ~ 0.4 пс при $T < 240$ К до 0.2 пс и менее при $T > 240$ К. При ускорении опустошения нижнего лазерного уровня частично компенсируется обратный термический заброс и замедляется увеличение порога с ростом температуры в области $T > 240$ К.

В работе [5] предложена схема ККЛ с широкой полосой усиления, которая названа «дублетное верхнее состояние – континуум (DAU/MS)». Она состоит (рис.6) из двух одинаковых связанных расщепленных верхних лазерных состояний, для которых формы волновых функций и энергетические зазоры могут быть хорошо оптимизированы для получения желаемой населенности уровней электронами, а также примерно одинаковых интенсивностей переходов с обоих верхних уровней. Кроме того, для осуществления селективной инжекции в два верхних состояния, они энергетически отделены от верхних паразитных состояний. Оптические переходы осуществляются из верхнего дублетного состояния в нижнее состояние (континуум). Эта тщательно спроектированная конструкция лазера со схемой DAU/MS положила начало созданию приборов с весьма своеобразными характеристиками: широкой симметричной полосой ЭЛ, слабой зависимостью ширины линии от напряжения, очень высоким значением T_0 и суперлинейной ватт-амперной характеристикой. В работе [5] был представлен ККЛ с широким спектром усиления и почти полным отсутствием зависимости порогового тока от температуры ($T_0 \sim 510$ К).

На рис.6 показана энергетическая диаграмма зоны проводимости для трех областей: инжектор, активная область, инжектор. Два связанных верхних состояния имеют номера 4 и 3. После включения напряжения электроны инжектируются в верхнее состояние 4 путем резонансного туннелирования с основного уровня 1'. Авторы [5] отмечают, что именно энергетическая настройка между уровнями 1' и 4 (а не уровнем 3) приводит к широкому спектру усиления. В этой ситуации электроны быстро распределяются между двумя верхними лазерными состояниями путем рассеяния с участием продольного оптического фотона и/или путем электрон-электронного рассеяния. Такие быстрые процессы релаксации очень важны для устранения динамического спектрального выгорания дырки при работе лазера выше порога его генерации. Электронная населенность обоих верхних лазерных уровней по существу одинакова из-за малого энергетического зазора между ними ($E_{43} \sim 20$ мэВ).

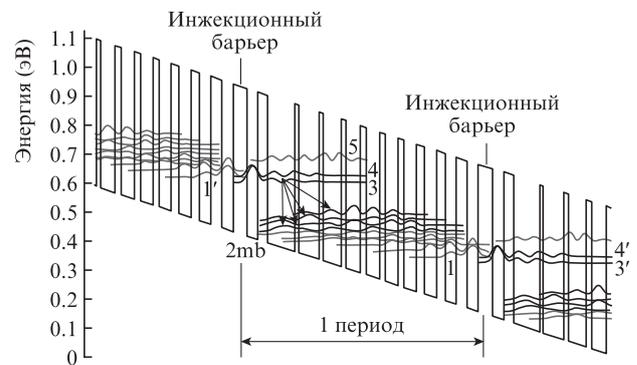


Рис.6. Энергетическая диаграмма зоны проводимости и квадраты модулей волновых функций для структуры инжектор – активная область – инжектор. К структуре приложено электрическое поле $E = 41$ кВ/см [5].

С другой стороны, нижние лазерные состояния образуют минизону $2mb$, в которой волновые функции распространяются на всю активную область и инжектор. Таким образом, в этой схеме переходы происходят из состояний 4 и 3 в минизону $2mb$, и большое число каналов переходов приводит к широкому спектру усиления. Энергетический зазор между верхними лазерными состояниями и паразитным состоянием 5 выполняется максимально большим ($E_{54} \sim 60$ мэВ) и обеспечивает высокое значение T_0 и суперлинейный характер ватт-амперной характеристики.

Как показывают оценки [21], для повышения характеристической температуры T_0 нужно снижать токи утечки в вышележащие состояния, чего можно достигнуть путем увеличения глубины ямы и высоты барьеров. В работе [22] продемонстрирован другой подход, в котором используются мелкие асимметричные квантовые ямы. Авторы [22] ввели в рабочую схему ККЛ несколько элементов, что одновременно уменьшает его температурную чувствительность и не мешает реализовывать высокую эффективность ККЛ при комнатной температуре.

На рис.7 показана предлагаемая структура ККЛ с мелкой ямой. В этой структуре используются пять различных материалов. Вставки из слоев AlAs в области инжектора предназначены для минимизации утечки носителей заряда в континуум, т. е. в предлагаемой структуре волновые функции в активной области более ограничены и их связь с континуумом состояний ослаблена. В противоположность схеме с глубокими ямами, в которой активная область состоит из глубоких ям и высоких барьеров, данная схема имеет мелкую яму и низкий барьер внутри активной области. Структура рассчитана для внешнего смещения, соответствующего изгибу вольт-амперной характеристики, когда верхний лазерный уровень (уровень 3) совпадает с основным уровнем инжектора (уровень g) предыдущей ступени. Вольтовый дефект при таком значении поля, определяемый разностью энергий между нижним лазерным уровнем и основным уровнем инжектора, составляет 180 мэВ, что несколько больше, чем для типичных схем ККЛ (~ 160 мэВ) с той же длиной волны излучения.

Как отмечалось в работе [18], основной вклад в утечку носителей, которая приводит к низкой характеристи-

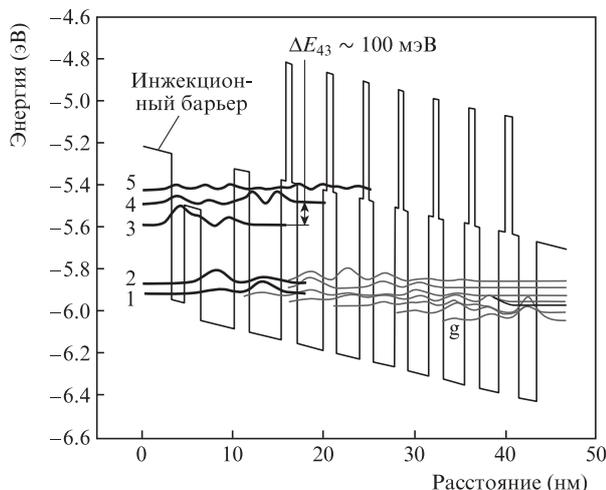


Рис.7. Энергетическая диаграмма зоны проводимости и квадраты модулей волновых функций для схемы с мелкой ямой (гетероструктура $Ga_{0.47}In_{0.53}As/Al_{0.48}In_{0.52}As$) при $E = 105$ кВ/см. Гетероструктура сформирована парой $Ga_{0.31}In_{0.69}As/Al_{0.64}In_{0.36}As$, и в барьерах инжектора имеется дополнительный слой AlAs для уменьшения утечки в континуум [22].

ческой температуре, происходит из-за рассеяния с участием ЛО-фонона с уровня 3 на уровень 4. Почти согласованные по постоянной решетки материалы в активной области предназначены для минимизации утечки носителей заряда на уровни, расположенные выше верхнего лазерного уровня, что достигается значительным увеличением энергетического зазора между уровнями 3 и 4. По сравнению с обычной схемой без использования указанных материалов, здесь ΔE_{43} увеличено от 80 до 100 мэВ. Отметим, что значение 80 мэВ соответствует обычной схеме активной области с тремя квантовыми ямами, т. е. с однофононным резонансом. В случае же четырехъямной схемы, т. е. схемы с двухфононным резонансом, это значение еще ниже (~ 46 мэВ).

В схеме с мелкой ямой уменьшается также рассеяние на интерфейсе, которое вносит заметный вклад в уширение линии люминесценции ККЛ. Поскольку первая яма и барьер внутри активной области значительно перекрываются с верхним лазерным уровнем при диагональной схеме переходов, использование материалов с малым разрывом зон позволит уменьшить рассеяние на интерфейсе.

В заключение в табл.1 для различных рабочих схем ККЛ наряду с достигнутыми на сегодняшний день характеристическими температурами T_0 приведены длины волн излучения, пороговые плотности тока и импульсные мощности излучения при $T = 300$ К. Таким образом, для ККЛ в области спектра 5–15 мкм достигнуто значительное увеличение характеристической температуры ($T_0 = 300–500$ К) в основном благодаря уменьшению токов утечки в вышележащие паразитные состояния, а также благодаря использованию двух- и трехступенчатого обратного заброса носителей заряда, включению высоких барьеров из AlAs в инжектор и уменьшению рассеяния на интерфейсе.

Табл.1. Длина волны излучения, пороговая плотность тока и импульсная мощность излучения при $T = 300$ К, а также характеристическая температура T_0 для различных рабочих схем ККЛ.

Рабочая схема	λ (мкм)	J_{th} (кА/см ²)	P (Вт)	T_0 (К)	Интервал температур (К)
Мелкая яма и слои AlAs в инжекторе для снижения утечки [22]	5	1.43	–	383	298–373
Дублетный верхний лазерный уровень → континуум [5]	8.7	2.6	~ 1	510	300–400
Диагональный переход + 2 ЛО-фонона → континуум [17]	14	2.0	0.336	306	240–390
Диагональный переход с промежуточным состоянием + 1 фонон [23]	15	3.5	–	450	320–380

4. Расширение спектрального диапазона и плавная перестройка частоты генерации ККЛ

В принципе, длину волны излучения ККЛ можно легко перестраивать путем изменения параметров рабочей схемы (разрыв зон, т. е. глубина ямы, ширина ямы, эффективная масса), и авторы многих работ подчеркивают это достоинство ККЛ, в особенности отмечая ширину ямы. Однако на практике известно малое число высокотехно-

гичных гетеропар, удовлетворяющих одновременно таким требованиям, как хорошее согласование решеток, большой разрыв зон, малая эффективная масса. По существу, основные успехи достигнуты для двух гетеропар: GaInAs/AlInAs и GaAs/AlGaAs. Это позволило перекрыть спектральные диапазоны в средней (3.3–24 мкм) и дальней (67–250 мкм) ИК областях. Использование менее технологичной гетеропары InAs/AlSb дало возможность сдвинуться в коротковолновую сторону до 2.6 мкм [24]. Твердые растворы с сурьмой позволят со временем заполнить интервал 2.6–4 мкм. Однако остаются такие важные длины волн, как 1.5 мкм и, конечно, видимая область спектра. Уже ведутся поиски других гетеропар, прежде всего с большими разрывами зон, например на основе нитридов. Не останавливаясь на этой проблеме, перечислим, с какими трудностями приходится иметь дело при продвижении в коротковолновую сторону: 1) увеличивается утечка носителей заряда в вышележащие состояния и в конечном счете в континуум из-за их термической активации; 2) в полупроводниках типа III–V появляется и возрастает с энергией кванта междолинное рассеяние в боковые X- и L-долины; 3) имеет место резонансное перепоглощение внутри области экстракции носителей заряда; 4) сужение квантовых ям ужесточает требования к качеству интерфейса и контролю напряжений в процессе роста; 5) с ростом энергии кванта увеличивается рабочее напряжение, т. е. при относительно низком КПД для ККЛ более острой становится проблема теплоотвода.

По сравнению с коротковолновыми ККЛ для длинноволновых лазеров имеются другие основные проблемы: 1) труднее достигать существенной инверсии населенностей, поскольку с уменьшением энергии оптического перехода также уменьшается время жизни верхнего лазерного уровня из-за более высокой скорости рассеяния с участием LO-фонона; 2) утечка из инжектора непосредственно на нижний лазерный уровень становится больше; 3) малая энергия фотона приводит к низкой вольтовой эффективности (отношение энергии фотона к полной энергии, приходящейся на одну ступень структуры); 4) возрастают волноводные потери, т. к. поглощение на свободных носителях примерно пропорционально квадрату длины волны излучения. Для заданного материала квантовой ямы энергия продольного оптического фонона определяет длинноволновую границу генерации ККЛ. В случае твердого раствора $\text{Ga}_{0.53}\text{In}_{0.47}\text{As}$ ($h\nu_{\text{LO}} = 35$ мэВ) максимальная длина волны генерации составила 24 мкм [25].

Важным является расширение спектрального диапазона генерации ККЛ. Однако с практической точки зрения (в особенности для молекулярной спектроскопии высокого разрешения, высокочувствительного спектрального газоанализа, оптического гетеродинамирования) нужна плавная, т. е. одномодовая, перестройка длины волны излучения лазера в как можно более широком интервале. Существует несколько способов получения одномодового режима. Одним из стандартных способов для полупроводниковых лазеров является применение распределенной обратной связи. Как и в случае других типов диодных лазеров, были созданы ККЛ с распределенной обратной связью и получена температурная одномодовая перестройка частоты излучения в пределах $10\text{--}20\text{ см}^{-1}$, при этом подавление соседних мод составляло 30 дБ [26]. Этот подход является традиционным и дает небольшой интервал перестройки. Уникальность ККЛ состоит в том, что ширину их полосы усиления можно существенно увеличить,

и далее, применяя внешний дисперсионный резонатор, можно перестраивать частоту одномодового излучения в широких пределах [27]. Приведем несколько примеров.

Идея создания ККЛ с несколькими активными подобластями, каждая из которых настроена на свою длину волны излучения, и в конечном итоге идея создания лазера с ультраширокой полосой усиления были реализованы в работах [28, 29]. Далее было показано [30], что лазер с внешним решеточным резонатором может работать в одномодовом режиме и перестраиваться без перескока мод в области частот шириной $\Delta k = 155\text{ см}^{-1}$. Эта область перестройки была увеличена до 432 см^{-1} , когда гетерогенная активная область состояла уже из пяти подобластей [31], в каждой из которых оптические переходы происходят из некоего локализованного состояния в континуум и каждая из которых настроена на определенную энергию перехода. Эти пять подобластей формируют широкую полосу ЭЛ. Линия ЭЛ асимметрична, и ее ширина уменьшается с ростом напряжения. Область одномодовой генерации ККЛ составляла 7.6–11.4 мкм.

Особо следует отметить, что ширину полосы ЭЛ в ККЛ можно увеличить не только путем создания гетерогенных активных областей, но и путем использования переходов, приводящих к уширению линии ЭЛ. Авторы [32] использовали оптические переходы типа континуум–континуум, что достигалось путем сильной связи активной области с окружающими инжекторами. Была получена широкая ($\Delta k \sim 430\text{ см}^{-1}$, $\lambda \sim 4.8$ мкм, $\Delta\lambda/\lambda \sim 0.2$) полоса ЭЛ. В работе [5] использовались переходы типа DAU/MS, т. е. переходы из дублетного состояния в континуум. Получена очень широкая ($\Delta k \sim 500\text{ см}^{-1}$, $\lambda \sim 8.7$ мкм, $\Delta\lambda/\lambda \sim 0.4$) асимметричная линия ЭЛ с шириной, слабо зависящей от напряжения. Позже эта ширина была увеличена до 600 см^{-1} [33].

Таким образом, открываются большие возможности для создания одномодовых ККЛ, перестраиваемых в широких пределах.

5. Рекордные мощности излучения

Как упоминалось выше, в настоящее время типичная мощность излучения ККЛ в средней ИК области спектра 4–12 мкм при $T = 300\text{ К}$ составляет до 0.1 Вт в непрерывном режиме и до нескольких ватт в импульсном. Однако путем усовершенствования рабочих схем ККЛ, а также улучшения постростовой обработки (длина резонатора, заднее глухое и переднее просветленное зеркала, улучшение условий теплоотвода) в последние годы получены на порядок бóльшие мощности. Такие ККЛ были созданы главным образом в лаборатории Северо-Западного университета (штат Иллинойс, США) и в компании Pranalytica (США).

Выращивание лазерных гетероструктур в этой лаборатории проводится в основном методом молекулярно-лучевой эпитаксии из газовых источников. Последние разработки ККЛ основаны на схеме с мелкой ямой [22, 34], точнее на схеме с тремя асимметричными квантовыми ямами, что рассматривалось выше. Напомним, что в область инжектора введены вставки из слоев AlAs. Оказалось, что такая схема позволяет не только получать высокую температуру T_0 , но и снижать токи утечки и повышать мощность излучения. Кроме того, в схеме с мелкой ямой уменьшается рассеяние на интерфейсе для лазерного перехода, которое вносит основной вклад в уширение линии ЭЛ в ККЛ. На длине волны излучения 4.9 мкм в непрерыв-

ном режиме при $T = 300$ К с одного торца лазера (зарощенная активная область, 40 каскадов, длина резонатора 5 мм, ширина полоскового гребня 8 мкм, глухое заднее и просветленное выходное зеркала, алмазный теплоотвод) авторы [34] получили мощность излучения 5.1 Вт. При этом так называемый КПД от розетки составлял 21% и 27% для непрерывного и импульсного режимов соответственно.

В настоящее время мощность излучения одной моды для лазеров с распределенной обратной связью достигает ~ 0.1 Вт. В Иллинойском университете на основе напряженно-компенсированной гетероструктуры $\text{Ga}_{0.331}\text{In}_{0.669}\text{As}/\text{Al}_{0.638}\text{In}_{0.362}\text{As}$ создан ККЛ с распределенной обратной связью [35], в котором используется вертикальная схема излучательных переходов с резонансным двухфононным опустошением (активная область с четырьмя квантовыми ямами) [18]. Эффективная связь с излучением осуществлялась с помощью поверхностного плазмона. На длине волны излучения 4.8 мкм в непрерывном режиме при $T = 298$ К с одного торца лазера (зарощенная активная область, 40 каскадов, длина резонатора 5 мм, ширина гребня 8 мкм, глухое заднее и просветленное выходное зеркало, алмазный теплоотвод) получена мощность излучения одной моды 2.4 Вт. При этом подавление остальных мод было равно 30 дБ. Диапазон плавной перестройки составлял 2084–2088 см^{-1} при токе 1–1.7 А. В угловом распределении интенсивности излучения в дальней зоне наблюдался один лепесток.

В этой же лаборатории был создан ККЛ с рекордной мощностью излучения в импульсном режиме [36]. Рабочая схема была прежней, однако ширина активной области лазера изменялась от 50 до 400 мкм. В этом случае, как правило, из-за оптической неоднородности возникает несколько каналов генерации (филаментация). Проблема филаментации для ККЛ становится менее значимой из-за близкого к нулю фактора уширения линии генерации. На длине волны излучения 4.45 мкм в импульсном режиме (длительность импульса $\tau = 200$ нс) при $T = 298$ К с одного торца лазера (30 каскадов, длина резонатора 3 мм, ширина гребня 400 мкм, epi-up/ Cu^{11}) получена мощность излучения в многомодовом режиме 120 Вт.

В компании Pranalytica на основе напряженно-компенсированной гетероструктуры $\text{Ga}_{0.27}\text{In}_{0.73}\text{As}/\text{Al}_{0.71}\text{In}_{0.29}\text{As}$ разработаны ККЛ для трех длин волн излучения (3.5, 4.0 и 4.6 мкм). Использовалась более гибкая, называемая авторами [37] нерезонансной, схема экстракции электронов, в которой излучательный переход происходит между двумя дискретными уровнями, а нижний лазерный уровень

¹⁾ На медном хладопроводе гетероструктурой вверх.

опустошается последовательно: сначала путем резонансного взаимодействия с ЛО-фононом, а затем путем рассеяния из дискретного состояния в квазиконтинуум (см. рис.2,a). Рекордная мощность в непрерывном режиме при $T = 293$ К получена на длине волны излучения 4.6 мкм, и с одного торца лазера (зарощенная активная область, длина резонатора 5 мм, ширина гребня 11.6 мкм, глухое заднее и просветленное выходное зеркала, алмазный теплоотвод) она составила 3 Вт (рис.8). При этом пороговая плотность тока была равна 0.86 А/см², а КПД от розетки составлял 12.7%. При понижении температуры до 80 К удалось получить мощность излучения 7.3 Вт, что соответствовало КПД около 30% [38]. Однако для лазера с длиной волны излучения 4 мкм достигаемая мощность уменьшилась и была равна 0.75 и 2.18 Вт соответственно в непрерывном и импульсном режимах при $T = 293$ К (табл.2).

При изменении дизайна гетероструктуры для получения генерации на длине волны излучения 3.5 мкм лазер уже не работал при комнатной температуре даже в импульсном режиме. В импульсном режиме (скважность 30%) была достигнута средняя мощность излучения всего лишь около 0.3 Вт при температуре до 266 К. Такой результат авторы [39, 40] объясняют тем, что с ростом энергии излучаемого фотона постепенно подключается междолинное рассеяние

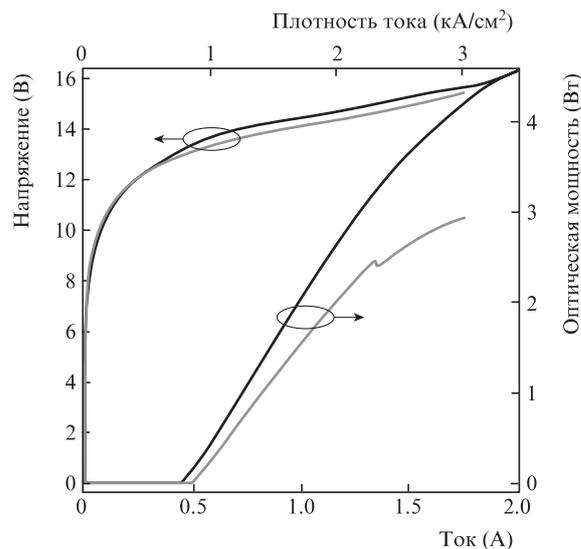


Рис.8. Вольт-амперная и ватт-амперная характеристики в непрерывном (серые кривые) и импульсном (чёрные кривые) режимах для ККЛ с нерезонансной схемой экстракции электронов при $T = 293$ К [37]. Использовались гетероструктура с зарощенной активной областью, просветленное выходное зеркало и алмазный теплоотвод; длина резонатора 5 мм, ширина полоскового гребня 11.6 мкм.

Табл.2. Роль междолинного рассеяния в коротковолновых ККЛ на основе напряженной гетеропары GaInAs/AlInAs [37–40].

λ (мкм)	Импульсный режим ($\tau = 500$ нс)		Непрерывный режим		Комментарий
	P (Вт)	КПД (%)	P (Вт)	КПД (%)	
3.6	0.3 (7 мм×8 мкм)	–	0.05 (6 мм×6 мкм)	–	L- и X-долины ниже верхнего лазерного уровня; $T = 266$ К; 35 каскадов; $\tau = 300$ нс
4.0	2.18	10.5	0.75	5	L- и X-долины совпадают и находятся на 45 мэВ выше верхнего лазерного уровня; $T = 293$ К; 40 каскадов; 3.65 мм×8.7 мкм
4.6	2 (AlN) 4.5 (алмаз)	15.4	1.2 (AlN) 3 (алмаз)	13	L-долина на 30 мэВ выше X-долины, и обе они выше верхнего лазерного уровня; $T = 293$ К; 30 каскадов; 3 мм×9.5 мкм (AlN); 5 мм×15 мкм (алмаз)

Примечания. Гетероструктуры с зарощенной активной областью выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Приведены длина резонатора (в мм) и ширина гребня (в мкм). Использовались заднее глухое и переднее просветленное зеркала. Монтаж лазерного кристалла осуществлен гетероструктурой вниз (epi-down) на хладопроводах из AlN и алмаза.

электронов в боковые X- и L-минимумы зоны проводимости. Для $h\nu = 0.27$ эВ ($\lambda = 4.6$ мкм) самый нижний боковой X-минимум еще находится на 45 мэВ выше верхнего лазерного уровня, для $h\nu = 0.31$ эВ ($\lambda = 4$ мкм) энергии обоих боковых минимумов и верхнего лазерного уровня уже примерно одинаковы и, наконец, для $h\nu = 0.354$ эВ ($\lambda = 3.5$ мкм) боковые минимумы располагаются заметно ниже верхнего лазерного уровня. Это и вызывает рост междолинного рассеяния и ухудшение характеристик лазера.

Таким образом, для гетеропары GaInAs/AlInAs даже при напряженном состоянии слоев коротковолновая граница генерации находится вблизи 4 мкм. Для дальнейшего продвижения в сторону коротких длин волн нужно добавлять сурьму [24, 41–43], использовать высокие барьеры из AlAs [44] или переходить к другим гетеропарам.

Такое детальное исследование перестройки энергетического спектра при изменении состава слоев и величины деформации гетероструктур позволило авторам [37–40] оптимизировать рабочую схему ККЛ и получить рекордные мощности излучения. Последняя разработка фирмы Pranalytica – ККЛ с сильно напряженной ($\sim 1\%$) активной областью и клиновидным волноводом для вывода излучения [45]. Лазер работал в непрерывном режиме при комнатной температуре с мощностью излучения более 4.5 Вт на длине волны 4.7 мкм. Остановимся подробнее на этом высоком результате.

На рис.9 показана энергетическая диаграмма активной области ККЛ на основе напряженной гетероструктуры $\text{Ga}_{0.28}\text{In}_{0.72}\text{As}/\text{In}_{0.22}\text{Al}_{0.78}\text{As}$. В схеме ККЛ с вертикальными оптическими переходами используется идея нерезонансной экстракции электронов, суть которой состоит в следующем [37]. Для полностью резонансной двухфононной схемы опустошения нижнего лазерного уровня толщины слоев в активной области становятся по существу фиксированными и определяются резонансными условиями и заданной энергией лазерного перехода $4 \rightarrow 3$. В частности, трудно увеличить энергетический зазор E_{54} для подавления паразитного тока, т.к. уровень 5 расположен в основном в тех же ямах, что и нижележащие уровни 1 и 2. Одним из способов придания гибкости двухфононной схеме является ослабление условий резонанса для энергетических зазоров E_{32} и E_{21} , например путем небольшого увеличения их по сравнению с энергией фонона и создания некоторого набора конечных состояний (см. рис.2,а).

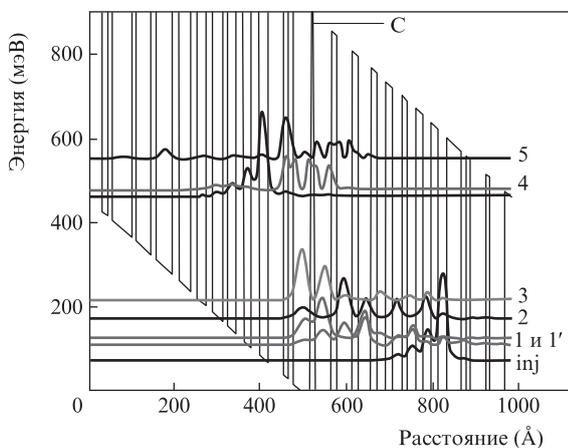


Рис.9. Энергетическая диаграмма активной области ККЛ с нерезонансной экстракцией электронов на основе напряженной гетероструктуры $\text{Ga}_{0.28}\text{In}_{0.72}\text{As}/\text{In}_{0.22}\text{Al}_{0.78}\text{As}$ при $E = 93$ кВ/см [45] (C – континуум, inj – основной уровень инжектора).

Хотя с увеличением зазора время жизни электронов монотонно увеличивается, наличие нескольких конечных состояний позволяет поддерживать полное время жизни коротким.

Обычно эффективность инжекции на верхний лазерный уровень рассматривается как главный фактор, лимитирующий характеристики коротковолновых ККЛ. Термическая утечка носителей с верхнего лазерного уровня 4 в континуум состояний, расположенных выше барьеров, уменьшает инверсию населенностей в лазере для данной плотности тока накачки и, следовательно, увеличивает пороговую плотность тока. Другим каналом утечки носителей является возбуждение их на уровень 5 и последующее рассеяние в другие, помимо уровней 4, состояния. Утечка носителей в континуум состояний C и на уровень 5 может быть подавлена путем увеличения энергетических расстояний E_{C4} и E_{54} (рис.9). Прямым способом увеличения расстояния E_{C4} является увеличение высоты потенциальных барьеров путем использования составов, соответствующих более напряженным гетероструктурам $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$. Кроме увеличения энергии E_{C4} применение более высоких барьеров приводит также к увеличению энергии E_{54} при неизменной энергии лазерного перехода. В конечном счете значения E_{C4} и E_{54} были увеличены соответственно от 230 и 63 мэВ в старом дизайне до 420 и 72 мэВ в новом дизайне, что явилось результатом большего разрыва зон для составов, соответствующих большим деформациям. Следовательно, использование данных составов весьма привлекательно для подавления утечки носителей заряда с верхнего лазерного уровня.

Другим преимуществом такого подхода является то, что положение боковых X- и L-долин относительно минимума прямой Г-долины увеличивается с ростом деформации. Утечка носителей с верхнего лазерного уровня в непрямые долины нарастает, когда длина волны лазерного излучения становится меньше 5 мкм. Следовательно, коротковолновые ККЛ с составами, соответствующими большой деформации, будут иметь преимущество при подавлении токов утечки в непрямые долины. Однако при увеличении высоты барьеров увеличивается также ширина линии лазерного перехода.

Полуширина спектров ЭЛ была равна только 22 мэВ (переходы вертикальные), что свидетельствует о превосходном качестве эпитаксии, достигаемом для сильно напряженных структур. При этом типичные толщины первого и второго барьеров в активной области составляют всего лишь от двух до пяти монослоев (от 0.6 до 1.5 нм).

Отметим, что для достижения высокой мощности в непрерывном режиме при конструировании лазера использовался ряд высокотехнологичных приемов. Лазерная гетероструктура была эпитаксиально зарощенной, в ней наращивался клиновидный волновод для снижения оптической нагрузки на выходное зеркало. При этом резонатор длиной 10 мм при ширине центральной области гребня 7.5 мкм расширялся до 20 мкм у грани. Кроме того, для улучшения теплоотвода лазерный кристалл монтировался гетероструктурой вниз (epi-down) на композитном теплопроводе из AlN/SiC с помощью твердого припоя. Число каскадов было увеличено до 40. Для этого лазера максимальный КПД от розетки составлял 16.3% при мощности излучения 4 Вт. Для системы, охлаждаемой воздухом, и мощности излучения в коллимированном пучке 3 Вт при общем КПД свыше 10% продемонстрирован срок службы более 2000 ч.

6. КПД лазеров

Речь будет идти о так называемом КПД от розетки, который лучше отражает практический интерес к прибору. В оптимальном случае для ККЛ он обычно достигает десятков процентов при $T = 300$ К. Применительно к обсуждаемым схемам ККЛ, содержащим безызлучательные переходы с участием продольного оптического фонона, КПД не может превышать 80% [46]. Поэтому две группы авторов [47, 48] поставили перед собой цель достичь КПД хотя бы 50%. Это позволило утверждать, что в их лазерах большая часть энергии как-таки превращалась в излучение, а остальная часть – в тепло.

Получение высокого КПД в работе [47] было основано на идее эффективной туннельной инжекции электронов в активную область. Ранее авторы [49] теоретически показали, что процесс инжекции ограничен нарушением условий резонансного туннелирования из-за расстройки на шероховатости интерфейса. Для преодоления этого фактора в [47] была реализована рабочая схема с ультрасильной связью основного уровня инжектора с верхним лазерным уровнем. В такой схеме толщина инжекционного барьера уменьшается от типичных значений 3–4 нм до 1 нм, что приводит к увеличению расщепления основного уровня инжектора и верхнего лазерного уровня от 2–4 мэВ до ~10 мэВ. Получаемая сильная связь между уровнями снижает роль интерфейса, уменьшает штарковский сдвиг и улучшает настройку уровней при изменении электрического смещения. Кроме того, сильная связь инжектора с активной областью приводит к большему «проникновению» волновых функций для верхнего лазерного уровня в область инжектора, так что излучательные переходы становятся диагональными и в результате возрастает время жизни электронов. Использовалась трехъямная рабочая схема. Гетероструктура на основе напряженной гетеропары $\text{Ga}_{0.34}\text{In}_{0.66}\text{As}/\text{Al}_{0.69}\text{In}_{0.31}\text{As}$ выращивалась методом МОС-гидридной эпитаксии. Активная область состояла из 43 каскадов. ККЛ работал на длине волны излучения ~4.6 мкм при температурах до 300 К. В итоге в импульсном режиме был получен КПД от розетки 40%–50% при температурах 160 К и ниже.

В работе [48] применялся другой подход. Рабочая схема была специально разработана для низких температур, при этом инжектор был уменьшен до одной легированной квантовой ямы. Это позволило свести вольтовый дефект к минимуму, поскольку разность между уровнем коллектора (просто инжектора для следующего каскада) и верхним лазерным уровнем стала небольшой, но конечной для предотвращения обратного заброса электронов. Рабочая схема состоит из трех ям, и оптический переход близок к вертикальному, чтобы внутренний квантовый выход излучения был максимален. Недостатком данной схемы является, конечно, то, что она непригодна для работы при повышенных температурах. Кроме того, из-за малой области легирования прикладываемые электрические поля очень большие (до 1.5×10^5 В/см). Гетероструктура на основе напряженной гетеропары $\text{Ga}_{0.34}\text{In}_{0.66}\text{As}/\text{Al}_{0.64}\text{In}_{0.36}\text{As}$ выращивалась методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Активная область состояла из 70 каскадов. ККЛ работал на длине волны излучения ~5 мкм при температурах до 373 К. В итоге в импульсном режиме был получен КПД от розетки 53% при температурах 40 К и ниже.

Таким образом, в работах [47, 48] показано, что КПД от розетки для ККЛ может достигать 50%, однако для

этого необходимо использовать низкие рабочие температуры и большое число каскадов.

7. О сроке службы ККЛ

В настоящее время разработки ККЛ настолько успешны, что имеет место заметная коммерциализация таких лазеров. Помимо лабораторий при университетах создано уже около 20 компаний, которые специализируются в области выращивания лазерных гетероструктур, изготовления ККЛ и разработки различных оптических систем на их основе. Особенно хотелось бы отметить фирмы Alpes Lasers, Pranalytica, Hamamatsu Photonics, Cascade Technologies, AdTech Optics Inc. и др. В связи с этим остро стоит проблема срока службы таких лазеров. Пока испытания срока службы проводились для лазеров на основе напряженно-компенсированной гетеропары $\text{AlInAs}/\text{GaInAs}$ ($\lambda = 4.6$ – 4.8 мкм). Она содержит много In, препятствующего такому доминирующему механизму деградации, как образование и распространение дислокаций. В Иллинойском университете изучались вольт-амперная и ватт-амперная характеристики ККЛ ($\lambda = 4.8$ мкм), работающего в непрерывном режиме при токе несколько выше порогового значения и температуре 298 К. Мощность излучения лазера составляла 0.2–0.3 Вт. Не было обнаружено заметных изменений его характеристик в течение 21 000 ч (~2.4 года) [50]. В работе [38] для лазера непрерывного действия с мощностью излучения 2.1 Вт ($\lambda = 4.6$ мкм) при $T = 298$ К также не наблюдалось деградации характеристик в течение 3560 ч, а при $T = 80$ К лазер работал в течение сотен часов с рекордной мощностью излучения 7.3 Вт.

Таким образом, хотя эпитаксиальные слои в гетероструктурах ККЛ находятся в напряженном состоянии (при этом их толщина меньше критической толщины образования дислокаций несоответствия), срок службы таких лазеров уже приближается к 10^4 ч и более, что делает возможным их дальнейшее промышленное производство.

8. Заключение

Возможности дизайна современных рабочих схем ККЛ не исчерпаны, и прослеживаются следующие тенденции. Для ослабления температурной зависимости порогового тока увеличивается энергетический зазор между верхним лазерным уровнем и ближайшими вышележащими состояниями вплоть до континуума, в качестве барьеров используется AlAs, увеличивается вольтовый дефект. При этом учитывается рассеяние в боковые долины. Для коротковолновых ККЛ в барьерах применяется твердый раствор с добавлением Sb. Для ККЛ на основе гетеропары $\text{AlInAs}/\text{GaInAs}$ получен диапазон генерации 3.3–24 мкм, а для ККЛ на основе гетеропары InAs/AlSb коротковолновая граница генерации снижена до 2.6 мкм. В области $\lambda \sim 4.5$ – 4.7 мкм достигнуты рекордные значения мощности излучения: до 5–7 Вт в непрерывном режиме и до 120 Вт в импульсном. Продемонстрирован КПД от розетки более 50% при низких температурах. Уникальность ККЛ состоит в возможности получать широкую линию ЭЛ (до 600 см^{-1}), что позволяет с помощью внешнего дисперсионного резонатора плавно перестраивать частоту излучения отдельной моды в области шириной до 400 см^{-1} .

Создание ККЛ можно разбить на четыре важных этапа: расчет рабочей схемы активной области, выращивание лазерной гетероструктуры, ее постростовая обработ-

ка и исследование его характеристик. Особо следует отметить этап эпитаксиального выращивания многослойной (до 1000 слоев) наногетероструктуры с точностью до атомного слоя. С самого начала и до сих пор выращивание таких структур проводилось методом молекулярно-пучковой эпитаксии или его модификацией из газовых источников. Спустя 10 лет после создания ККЛ было показано [51–53], что лазерные гетероструктуры высокого качества можно было выращивать также методом МОС-гидридной эпитаксии, что открывает возможность их промышленного производства. В России созданы первые ККЛ с длинами волн излучения ~ 5 мкм [54] и ~ 8 мкм [4]. В первом случае использовался метод молекулярно-пучковой эпитаксии, во втором – метод МОС-гидридной эпитаксии.

Мы не касались терагерцевых ККЛ. Являясь также униполярными приборами, они, однако, имеют свою специфику и требуют отдельного анализа. Отметим лишь основные на сегодняшний день достижения в области терагерцевых ККЛ. Созданы терагерцевые ККЛ с длиной волны излучения 67–250 мкм (1.2–4.5 ТГц). Рабочая температура превышает температуру жидкого азота и составляет 225 К в импульсном режиме и до 117 К в непрерывном режиме (для ~ 3 ТГц). При рабочей температуре 5 К на длине волны ~ 70 мкм достигнуты мощности излучения 0.25 Вт в импульсном режиме и 0.14 Вт в непрерывном. Применительно к терагерцевой области спектра развиваются также методы нелинейной оптики на основе ККЛ среднего ИК диапазона.

Работа поддержана грантами РФФИ № 11-02-00980-а и 11-02-12015-офи-м-2011.

1. Казаринов Р.Ф., Суриц Р.А. *ФТП*, **5**, 797 (1971).
2. Faist J., Capasso F., Sivco D.L., Sirtori C., Hutchinson A.L., Cho A.Y. *Science*, **264**, 553 (1994).
3. Gmachl C., Capasso F., Sivco D.L., Cho A.Y. *Rep. Prog. Phys.*, **64**, 1533 (2001).
4. Засавицкий И.И., Пашкеев Д.А., Мармалюк А.А., Рябоштан Ю.Л., Микаелян Г.Т. *Квантовая электроника*, **40**, 95 (2010).
5. Fujita K., Furuta S., Dougakiuchi T., Sugiyama A., Edamura T., Yamanishi M. *Opt. Express*, **19**, 2694 (2011).
6. Faist J., Hofstetter D., Beck M., Aellen T., Rochat M., Blaser S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **38**, 533 (2002).
7. Wang Q.J., Pflügl C., Diehl L., Capasso F., Edamura T., Furuta S., Yamanishi M., Kan H. *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 011103 (2009).
8. Scamarcio G., Capasso F., Sirtori C., Faist J., Hutchinson A.L., Sivco D.L., Cho A.Y. *Science*, **276**, 773 (1997).
9. Capasso F., Tredicucci A., Gmachl C., Sivco D.L., Hutchinson A.L., Cho A.Y., Scamarcio G. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **5**, 792 (1999).
10. Tredicucci A., Capasso F., Gmachl C., Sivco D.L., Hutchinson A.L., Cho A.Y. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 2101 (1998).
11. Yang R.Q. *Superlattices Microstruct.*, **17**, 77 (1995).
12. Yang R.Q., Pei S.S. *J. Appl. Phys.*, **79**, 8197 (1996).
13. Canedy C.L., Bewley W.W., Lindle J.R., Kim C.S., Kim M., Vurgaftman I., Meyer J.R. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 161103 (2006).
14. Vurgaftman I., Bewley W.W., Canedy C.L., Kim C.S., Kim M., Lindle J.R., Merritt C.D., Abell J., Meyer J.R. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **17**, 1435 (2011).
15. Bewley W.W., Canedy C.L., Kim C.S., Kim M., Merritt C.D., Abell J., Vurgaftman I., Meyer J.R. *Opt. Express*, **20**, 3235 (2012).
16. Yang R.Q., Bruno J.D., Bradshaw J.L., Pham J.T., Wortman D.E. *Physica E*, **7**, 69 (2000).
17. Huang X., Charles W.O., Gmachl C. *Opt. Express*, **19**, 8297 (2011).
18. Hofstetter D., Beck M., Aellen T., Faist J. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 396 (2001).
19. Faist J., Beck M., Aellen T., Gini E. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 147 (2001).
20. Fujita K., Furuta S., Sugiyama A., Ochiai T., Edamura T., Akikusa N., Yamanishi M., Kan H. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 141121 (2007).
21. Botez D., Kumar S., Shin J.C., Mawst L.J., Vurgaftman I., Meyer J.R. *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 071101 (2010).
22. Bai Y., Bandyopadhyay N., Tsao S., Selcuk E., Slivken S., Razeghi M. *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 251104 (2010).
23. Fujita K., Yamanishi M., Edamura T., Sugiyama A., Furuta S. *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 201109 (2010).
24. Cathabard O., Teissier R., Devenson J., Moreno J.C., Baranov A.N. *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 141110 (2010).
25. Colombelli R., Capasso F., Gmachl C., Hutchinson A.L., Sivco D.L., Tredicucci A., Wanke M.C., Sergent A.M., Cho A.Y. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 2620 (2001).
26. Wittmann A., Bonetti Y., Fischer M., Faist J., Blaser S., Gini E. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **21**, 814 (2009).
27. Hugi A., Maulini R., Faist J. *Semicond. Sci. Technol.*, **25**, 083001 (2010).
28. Gmachl C., Sivco D.L., Colombelli R., Capasso F., Cho A. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 572 (2001).
29. Gmachl C., Sivco D.L., Baillargeon J.N., Hutchinson A.L., Capasso F., Cho A.Y. *Nature*, **415**, 883 (2002).
30. Wysocki G., Lewicki R., Curl R.F., Tittel F.K., Diehl L., Capasso F., Troccoli M., Hofler G., Bour D., Corzine S., Maulini R., Giovanni M., Faist J. *Appl. Phys. B*, **92**, 305 (2008).
31. Hugi A., Terazzi R., Bonetti Y., Wittmann A., Fischer M., Beck M., Faist J., Gini E. *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 061103 (2009).
32. Yao Y., Wang X., Fan J.-Y., Gmachl C.F. *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 081115 (2010).
33. Fujita K., Furuta S., Sugiyama A., Ochiai T., Ito A., Dougakiuchi T., Edamura T., Yamanishi M. *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 231102 (2011).
34. Bai Y., Bandyopadhyay N., Tsao S., Slivken S., Razeghi M. *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 181102 (2011).
35. Lu Q.Y., Bai Y., Bandyopadhyay N., Slivken S., Razeghi M. *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 181106 (2011).
36. Bai Y., Slivken S., Darvish S.R., Haddadi A., Gokden B., Razeghi M. *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 221104 (2009).
37. Lyakh A., Maulini R., Tsekoun A., Go R., Pflügl C., Diehl L., Wang Q.G., Capasso F., Patel C.K.N. *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 141113 (2009).
38. Lyakh A., Maulini R., Tsekoun A.G., Patel C.K.N. *Opt. Eng.*, **49**, 111105 (2010).
39. Lyakh A., Maulini R., Tsekoun A.G., Go R., Patel C.K.N. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7953**, 79531L (2011).
40. Tsekoun A.G., Lyakh A., Maulini R., Lane M., Macdonald T., Go R., Patel C.K.N. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7325**, 73250L (2009).
41. Yang Q., Manz C., Bronner W., Köhler K., Wagner J. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 121127 (2006).
42. Commin J.P., Revin D.G., Zhang S.Y., Krysa A.B., Kennedy K., Cockburn J. *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 031108 (2010).
43. Revin D.G., Zhang S.Y., Commin J.P., Kennedy K., Krysa A.B., Cockburn J. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **22**, 757 (2010).
44. Bismuto A., Beck M., Faist J. *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 191104 (2011).
45. Lyakh A., Maulini R., Tsekoun A., Go R., Patel C.K.N. *Opt. Express*, **20**, 4382 (2012).
46. Faist J. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 253512 (2007).
47. Liu P.Q., Hoffman A.J., Escarra M.D., Franz K.J., Khurgin J.B., Dikmelik Y., Wang X., Fan J.-Y., Gmachl C.F. *Nat. Photonics*, **4**, 95 (2010).
48. Bai Y., Slivken S., Kuboya S., Darvish S.R., Razeghi M. *Nat. Photonics*, **4**, 99 (2010).
49. Khurgin J.B., Dikmelik Y., Liu P.Q., Hoffman A.J., Escarra M.D., Franz K.J., Gmachl C.F. *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 091101 (2009).
50. Razeghi M. *New J. Phys.*, **11**, 125017 (2009).
51. Roberts J.S., Green R.P., Wilson L.R., Zibik E.A., Revin D.G., Cockburn J.W., Airey R.J. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 4221 (2003).
52. Krysa A.B., Roberts J.S., Green R.P., Wilson L.R., Page H., Garsia M., Cockburn J.W. *J. Cryst. Growth*, **272**, 682 (2004).
53. Bour D., Troccoli M., Capasso F., Corzine S., Tandon A., Mars D., Höfler G. *J. Cryst. Growth*, **272**, 526 (2004).
54. Мамутин В.В., Устинов В.М., Boettchner J., Kuenzel H. *Письма в ЖТФ*, **36**, 34 (2010).