

электронов из заполненной  $s$ -оболочки индия в зонные  $r$ -состояния. Этот процесс выгоден с точки зрения полной энергии кристалла при достаточно низком значении энергии Ферми зонных электронов, причем на уровень Ферми должны будут перейти сразу оба  $s$ -электрона, поскольку плотность состояний на уровне Ферми всегда достаточна. Таким образом, при "низких" значениях уровня Ферми примесь индия поставит в зоны сразу три электрона, тогда как металл поставлял лишь два. Другими словами, в этом случае индий будет вести себя как однозарядный донор. Но всему хорошему бывает конец. С увеличением числа таких доноров будет расти и уровень Ферми, что сделает переход примеси в трехвалентное состояние невыгодным. Часть электронов должна остаться на  $s$ -оболочке примеси, а в такой конфигурации в зонах будет присутствовать лишь один  $r$ -электрон, тогда как металл всегда поставлял в зоны два  $r$ -электрона. Таким образом, индий при достижении некоторого критического значения уровня Ферми будет проявлять свойства однозарядного акцептора. Это явление приводит к стабилизации (пиннингу) уровня Ферми при увеличении концентрации примеси индия. Важно еще заметить, что реально процесс перехода донора в акцептор должен обязательно идти через промежуточное состояние, поскольку в природе нет полей, позволяющих производить сразу двухэлектронные переходы. Таким промежуточным состоянием является двухвалентное состояние примеси индия, которое может реализоваться только как возбужденное. По этой причине в системе возникает "потенциальный" барьер, что при достаточно низких температурах приводит к явлению долговременных релаксаций неравновесных носителей.

### 5. Спектры инверсных гетероконтактов между IV – VI полупроводниками различного химического состава

Теперь несколько слов о так называемых инверсных контактах. Эксперимент и зонные вычисления показывают, что при изменении химического состава или при давлении в окрестности узкой щели вблизи  $L$ -точек возможна инверсия зонных термов, когда при прохождении запрещенной зоны в  $L$ -точках через нуль симметрия электронных термов у потолка и дна зон меняется на обратную (четные состояния дна зоны проводимости становятся нечетными, и наоборот). Можно показать, что если создать контакт двух таких полупроводников с противоположными четностями, то на границе их раздела независимо от того, является переход плавным или резким, возникают связанные электронные состояния. Необходимо лишь, чтобы разность работ выхода слева и справа от контакта была меньше соответствующих ширин щелей. Математически это явление обусловлено суперсимметрией задачи и обнаруживается в виде появляющейся нулевой моды. Спектр этих связанных состояний не вырожден по "спину" в плоскости контакта и подобен спектру уравнения Вейля для нейтрино.

### Список литературы

1. Pankratov O A, Volkov B A *Sov. Sci. Reviews Sect. A Phys. Rev.* (Ed. I M Khalatnikov) **9** 355 (1987)
2. Volkov B A, Pankratov O A, in *Landau Level Spectroscopy* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 27, Eds G Landwehr, E I Rashba) (Amsterdam: North-Holland, 1991)
3. Волков Б А, Идлис Б Г, Усманов М Ш *УФН* **165** 799 (1995)
4. Волков Б А, Рябова Л И, Хохлов Д Р *УФН* **172** 875 (2002)

5. Volkov B A, in *Lead Chalcogenides: Physics and Applications* (Optoelectronic Properties of Semiconductors and Superlattices, Vol. 18, Ed. D Khokhlov) (New York: Taylor & Francis, 2003)
6. Абрикосов А А, Фальковский Л А *ЖЭТФ* **43** 1089 (1962)
7. Волков Б А, Кушнир В П, Панкратов О А *ФТТ* **24** 415 (1982)
8. Волков Б А, Кушнир В П *ФТТ* **25** 1803 (1983)
9. Волков Б А, Ручайский О М *ФТТ* **40** 57 (1998)

PACS numbers: 42.55.Px, **42.60.** – v

## Новые схемы полупроводниковых лазеров и освоение терагерцового диапазона

А.А. Белянин, Д. Демпе, В.В. Кочаровский, Вл.В. Кочаровский, Д.С. Пестов, М.О. Скалли  
 Благодаря успехам квантовой и классической электроники и радиотехники в настоящее время реализована эффективная генерация когерентного электромагнитного излучения в широком диапазоне частот — от петагерц (ультрафиолет) до килогерц (сверхдлинные волны). Продвижение в жесткий ультрафиолетовый и мягкий рентгеновский диапазон (выше  $10^{16}$  Гц) сдерживается малым спонтанным временем жизни разрешенных переходов в атомных системах, обратно пропорциональным кубу частоты и попадающим в область пико- или фемтосекунд. При этом неизбежными ограничивающими факторами оказываются чрезмерная мощность требуемой накачки либо необходимость использования низкоэффективных запрещенных переходов.

Подобные ограничения не имеют принципиального характера для терагерцового диапазона, отвечающего частотам  $\omega/2\pi$  от 0,5–1 ТГц до 10–20 ТГц, т.е. длинам волн  $\lambda$  от 600–300 мкм до 30–15 мкм. Тем не менее именно этот диапазон, находящийся на стыке СВЧ-электроники и лазерной физики, осваивается с особым трудом [1–4]. По разным причинам здесь не работают ни методы вакуумной и классической твердотельной электроники (так, субмиллиметровые ЛБВ и ЛОВ [3] сопряжены с проблемами малой эффективности катодов, сложного согласования электронного пучка с замедляющей системой и больших потерь в вакуумных волноводах, а привлечение плазменных неустойчивостей при баллистическом транспорте в полупроводниках требует пока недостижимого качества субмикронных полевых транзисторов [5]), ни стандартные схемы квантовой электроники (так, для молекулярных (пучковых) мазеров требуется сильное охлаждение и трудно реализуемые высокодобротные микрорезонаторы, а в газоразрядных лазерах инверсия на вращательных переходах, достаточная для генерации, достигается лишь для ограниченного числа линий [4]). Попытки возбуждения короткими (фемтосекундными) оптическими импульсами терагерцовых колебаний в холодной плазме, в том числе полупроводниковой, или в дипольных антеннах-фотопроводниках ограничиваются слишком малой эффективностью ( $< 10^{-4}$ ) соответствующих процессов "оптического детектирования" [6–8]. В целом доступные источники когерентного терагерцового излучения являются маломощными (от нано- до микроватт, иногда — до ватт), плохо перестраиваемыми и фактически покрывающими лишь отдельные узкие полосы частот. (Речь не идет, конечно, об уникальных и дорогостоящих установ-

ках и приборах, например на основе синхротронов и лазеров на свободных электронах [9] или фемтосекундных лазеров с параметрическими смесителями на нелинейных оптических кристаллах, в том числе полупроводниковых [10, 11].)

Данная ситуация крайне неблагоприятна для широкого круга потенциальных приложений терагерцового излучения, включая радары, спутниковую и наземную связь, системы охраны и наведения, трехмерную томографию, диагностику (биохимическую и медицинскую), молекулярную и твердотельную спектроскопию и т.д. [1–3]. В этом отношении большие надежды возлагаются на полупроводниковые источники, которые хорошо зарекомендовали себя в оптическом и ближнем инфракрасном (ИК) диапазонах и в последние годы стали активно развиваться также в терагерцовом и дальнем ИК-диапазонах. Данная работа посвящена именно этому направлению полупроводниковой лазерной физики, потенциально ведущему к созданию компактных, монолитных, эффективных, дешевых генераторов на длинах волн от десятка до сотен микрон.

Стандартные диодные гетеролазеры на межзонных переходах в узкощелевых полупроводниках, например на основе солей свинца типа  $Pb(S, Se)$  или  $Pb_{1-x}Sn_xTe(Se)$ , оказываются неэффективными, совершенно неработоспособными в дальнем ИК-диапазоне при  $\lambda > 30$  мкм. Даже в среднем ИК-диапазоне создание инверсии в них сопряжено с охлаждением до гелиевых (4 К) или азотных (77 К) температур и большой пороговой плотностью тока от долей до десятков килоампер на квадратный сантиметр соответственно, причем стабильность, надежность и выходная мощность (милливатты) оставляют желать лучшего [12]. Бесперспективными здесь представляются и лазеры на межзонных переходах в квантовых ямах 2-го типа [13].

В настоящее время имеется только два типа апробированных полупроводниковых лазеров, показавших эффективность генерации терагерцового излучения (при криогенных температурах), оба униполярные и основаны на внутризонных (межподзонных) переходах. Первый — это германиевый лазер р-типа в сильных скрещенных электрическом и магнитном полях [14–16], обеспечивающих инверсию населенности "горячих" дырочных состояний и импульсную генерацию в субмиллиметровом диапазоне длин волн (70–200 мкм), мощность которой, правда, значительна (до ватт) только при гелиевых температурах. Второй — это квантово-каскадный лазер n-типа на таких многоямных или сверхрешеточных гетероструктурах, как  $AlInAs/GaInAs/InP$  или  $AlGaAs/GaAs$  [17–19], в котором недавно была достигнута генерация на длинах волн 70 мкм [20], 24 мкм [21] и 16 мкм [22] с мощностью порядка милливатта при температурах меньше 50, 100 и 300 К соответственно<sup>1</sup>. Следует отметить также потенциальные возможности "фонтанного" лазера [23], реализованного пока только в среднем ИК-диапазоне, и лазера на переходах в мелких донорных примесях типа P, Bi, Sb в кремнии [24–26], генерация которого зарегистрирована лишь в нескольких

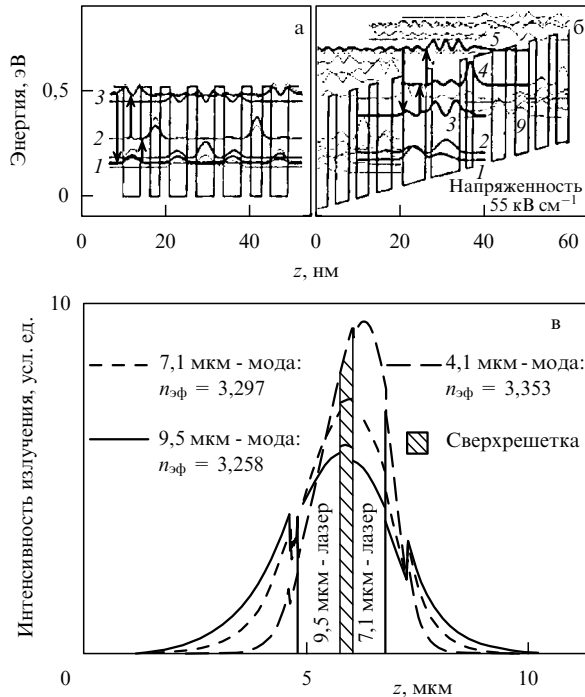
узких линиях в диапазоне 51–59 мкм при гелиевой температуре.

Среди многочисленных, но нереализованных предложений по созданию инверсии на межподзонных терагерцовых переходах отметим, например, возможность междолинных переходов в сложных квантовых ямах в условиях латерального электронного транспорта [27] и варианты структуры с трехуровневыми квантовыми ямами, нижний уровень которых предполагается опустошать либо за счет межзонных индуцированных переходов благодаря одновременной лазерной генерации в ближнем ИК-диапазоне [28], либо за счет резонансных оже-процессов [29]. Достижению инверсии во всех реализованных и нереализованных предложениях мешает, прежде всего, малое, пикосекундное, время жизни возбужденного (верхнего) лазерного уровня, обусловленное безызлучательными переходами, в основном за счет фононов. Другой общей проблемой является сильное ( $\propto \lambda^2$  или  $\lambda^3$ ) затухание инфракрасного и особенно терагерцового излучения в полупроводниках, связанное с друдевским поглощением на свободных носителях (а также с фононами и дифракцией). Друдевское поглощение может привести даже к принципиальному запрету лазерной генерации за счет свободных носителей в целом ряде полупроводников на достаточно длинных (субмиллиметровых) волнах, поскольку для преодоления затухания необходим большой коэффициент усиления поля, требующий повышения концентрации инвертированных носителей, которое, в свою очередь, вновь увеличит затухание поля.

Естественным выходом из этой сложной ситуации является отказ от создания инверсии населенностей близлежащих межзонных уровней и разработка безынерсных (параметрических) схем генерации, в которых терагерцовое или дальнее ИК-излучение создавалось бы вследствие квадратичной нелинейности полупроводниковой структуры благодаря выделению разностной частоты  $\omega_{12} = \omega_2 - \omega_1$  при смешивании двух полей на частотах  $\omega_1, \omega_2$  оптического диапазона, точнее, ближнего или среднего ИК-диапазона [30–35]. Замечательно, что даже решеточная нелинейность полупроводниковых лазерных материалов типа  $InAs$  и  $GaAs$  (группа III–V) в ИК-диапазоне достигает долей нанометра на вольт, т.е. на 2–3 порядка выше, чем у стандартных нелинейных оптических кристаллов типа KDP. В принципе, в структурах с квантовыми ямами, проволоками или точками квадратичная нелинейность  $\chi^{(2)}$  может быть сделана еще на 2–3 порядка выше за счет резонансного вклада электронов (дырок), если для всех трех параметрически связанных полей обеспечен резонанс с соответствующими межзонными и внутризонными (разрешенными) переходами [30–32]. Последнее утверждение экспериментально проверялось при трехволновом смешении внешних полей на многоямных гетероструктурах [13, 36–39], а недавно подобное резонансное усиление трехволнового смешения было продемонстрировано в двухцветном квантовом каскадном лазере [40] (см. также ниже). Для газов аналогичный результат хорошо известен и тоже предлагался в качестве основы для получения терагерцового излучения при резонансном смешении двух внешних лазерных полей [41].

На рисунке 1 схематически изображены нелинейные и активные элементы, а также указаны их расположение и структура генерируемых мод двухцветного кван-

<sup>1</sup> В среднем ИК-диапазоне (3–20 мкм) квантовые каскадные лазеры — и импульсные, и непрерывные — обеспечивают мощность генерации при криогенных температурах до долей ватта на моду, а при комнатных — на 1–2 порядка меньше (их пороговая плотность тока составляет несколько килоампер на квадратный сантиметр).



**Рис. 1.** Структура сверхрешетки (а) и активной области (б), обеспечивающих генерацию и нелинейное смешение лазерных мод 7,1 и 9,5 мкм (в) в униполярном квантовом каскадном лазере (перепечатано из [40]). Резонансные переходы между электронными уровнями показаны стрелками,  $z$  — координата поперек квантовых ям.

тового каскадного лазера на основе квантовых ям InGaAs/AlGaAs [40], в котором лазерное излучение служит одновременно оптической накачкой для внутрирезонаторной нелинейной генерации излучения на второй гармонике и суммарной частоте. Данный униполярный лазер генерировал одновременно на пяти длинах волн 9,5; 7,1; 4,75; 4,1 и 3,6 мкм, которые отвечают двум исходным частотам, их вторым гармоникам и суммарной частоте. Сигнал суммарной частоты, возникающий из-за нерезонансного нелинейного смешения волн на решетке кристалла, имеет другую поляризацию и слабее на несколько порядков величины. Достигнутые в настоящее время характерные мощности нелинейных сигналов в лазерах такого типа составляют микроватты и на небольшом уровне накачки отвечают эффективности преобразования вплоть до 100 мкВт Вт<sup>-2</sup>.

Немаловажным является и предложение [30–34] использовать в трехволновом процессе внутрирезонаторные лазерные поля. Тем самым не только обеспечивается максимальность величин смешиваемых полей и исключаются технические проблемы по их вводу и предотвращению межзонного поглощения в полупроводниковой микроструктуре, но и сохраняется компактность (миллиметровые размеры) генератора, его монолитность и возможность интегрирования в различные оптоэлектронные системы. При этом достижение порога терагерцовой генерации формально сводится к достижению порога двухцветной оптической генерации в ближнем или среднем ИК-диапазоне, поскольку процесс генерации разностной частоты является беспороговым. Учитывая безынверсную природу последнего и рассчитывая на сравнительно низкий пороговый ток (десятки или сотни ампер на квадратный сантиметр) указанного двухцветного (оптического) гетеролазера, согласно оцен-

кам можно надеяться на эффективную непрерывную генерацию терагерцового излучения с мощностью от единиц до сотен микроватт при комнатной температуре. К потенциальным преимуществам подобного генератора относятся возможность использования эффективной инжекционной накачки и быстрой, пикосекундной, модуляции терагерцового излучения за счет модуляции тока (уже опробованной в гетеролазерах [13, 42] и квантовых каскадных лазерах [19]), а также возможность одновременной генерации на нескольких длинах волн и значительная перестройка частоты длинноволнового излучения за счет относительно небольшой перестройки частоты смешиваемых коротковолновых полей (путем изменения тока накачки и температуры лазера или в результате приложения внешних полей). Разумеется, данный подход можно использовать для генерации излучения не только в терагерцовом, но и в среднем ИК-диапазоне, причем в общем случае наиболее естественной оказывается ТМ-поляризация генерируемой длинноволновой моды, которая возникает при смешении исходных коротковолновых ТЕ-мод (теорию см. в [30]).

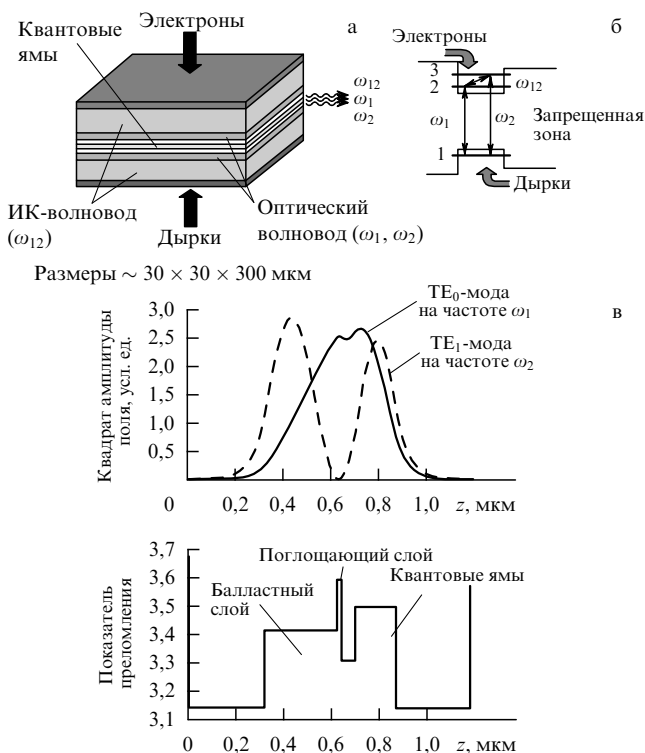
Имеется несколько вариантов квантовых ям, которые могут обеспечить большую резонансную электронную нелинейность ( $\chi^{(2)} > 1 \text{ нм В}^{-1}$ ) в трехуровневой схеме получения разностной частоты на межподзонном переходе в среднем или дальнем ИК-диапазоне (3–100 мкм)<sup>2</sup> и одновременную генерацию двух близких полей на межзонных переходах в оптическом и ближнем ИК-диапазоне (0,3–3 мкм).

Наиболее благоприятными являются асимметричные квантовые ямы, например с неодинаковыми барьерами (рис. 2) или со ступенчатым дном [32–34], в которых дипольные моменты всех задействованных переходов (двух межзонных и одного межподзонного) разрешены, а их произведение, входящее в выражение для резонансной нелинейности [30, 33, 43], достаточно велико. Здесь можно использовать межподзонный переход как для электронов, так и для дырок (тяжелых), имея в виду получение разностной частоты в среднем и дальнем ИК-диапазоне соответственно [30–32].

Особо следует остановиться на возможности использования симметричных квантовых ям, скажем, на основе GaAs, параметры которых могут быть легко подобраны так, что основной уровень легких дырок lh1 практически совпадает с первым возбужденным уровнем тяжелых дырок hh2 (четырёхуровневая схема) [30, 33, 34]. Тогда, несмотря на то что запрещены переходы между основным или первым возбужденным уровнем электронов и первым возбужденным или основным уровнем тяжелых дырок соответственно (e1–hh2 и e2–hh1), возможна одновременная генерация на переходе e1–hh1 (обычно используемом в гетеролазерах) и разрешенном переходе e1–lh1, связанном с легкими дырками<sup>3</sup>. При этом

<sup>2</sup> В субмиллиметровом диапазоне уширение уровней размерного квантования сравнивается с энергией кванта  $\hbar\omega_{12}$ , т.е. с разностью смешиваемых частот, а следовательно, резонансное усиление электронной нелинейности становится невозможным и определяющую роль играет решеточная нелинейность.

<sup>3</sup> Соответствующие расчеты уровней и дипольных моментов переходов проводятся на основе известной модели Кейна, учитывающей перемешивание легких и тяжелых дырок, которое приводит к "расталкиванию" парциальных уровней hh2 и lh1 в окрестности указанного резонанса.



**Рис. 2.** Параметрический лазер на электронной нелинейности квантовых ям: (а) схематическое изображение лазерного диода; (б) схема рабочих уровней размерного квантования в асимметричной квантовой яме; (в) пример расчета структуры оптического волновода в случае ступенчатых квантовых ям GaAs/Al<sub>0,12</sub>Ga<sub>0,88</sub>As/Al<sub>0,35</sub>Ga<sub>0,65</sub>As, обеспечивающих генерацию излучения на длинах волн  $\lambda_1 = 0,789$  мкм,  $\lambda_2 = 0,721$  мкм,  $\lambda_{12} = 8,26$  мкм.

ождается резонансное параметрическое возбуждение дальнего ИК-излучения на разрешенном переходе hh1 – hh2, по частоте практически совпадающем с переходом hh1 – lh1.

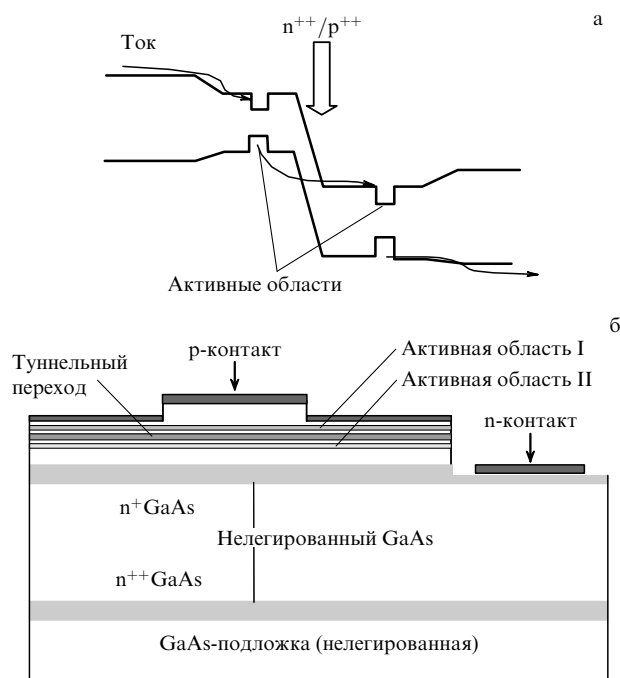
Принципиальная возможность двухцветной генерации в ближнем ИК диапазоне для инжекционных гетеролазеров с различными симметричными квантовыми ямами, помещенными в стандартный планарный волновод, хорошо известна и доказана экспериментально [13, 44–46]. При достаточно сильной накачке она не вызывает сомнений и для указанных выше квантовых ям с двумя близкими межзонными переходами, если их дипольные моменты сравнимы по величине (см. рис. 2). Однако совмещение активных областей генерации обоих оптических (ближних ИК) полей в одной и той же (субмикронной) области инжекции носителей может представлять определенные неудобства в практической реализации, поскольку, как ожидается, в том числе и на основе экспериментов [44–46], вследствие конкурентной борьбы за носители эти два поля могут иметь сравнимые интенсивности только в узком диапазоне токов накачки — порядка процентов от порогового тока<sup>4</sup>.

Существенное ослабление условий получения двух- или многоцветной генерации может дать создание двух

или нескольких различных, соседствующих p–i–n инжекционных областей, которые позволяют осуществлять независимую накачку различных многоямных гетерослоев, обеспечивающих различные частоты генерации в оптическом или ближнем ИК-диапазоне. При таком разделении различные области накачки и соответствующие квантовые ямы могут быть оставлены внутри одного и того же оптического (диэлектрического) волновода, между которыми сохранена сильная оптическая связь (см. рис. 3 и 4).

Обе геометрии могут оказаться также удобными для обеспечения фазового (пространственного) синхронизма и достижения максимального интеграла перекрытия взаимодействующих мод в рассматриваемом трехволновом процессе. Наконец, благодаря геометрии разнесения областей разночастотной генерации, более глубокие (асимметричные) квантовые ямы, ответственные за большие длины волн и за резонансную электронную нелинейность, можно накачивать не током, а оптическим излучением соседних более высокочастотных ям, которые могут быть простыми (симметричными) и хорошо приспособленными для токовой накачки. Подобный смешанный способ накачки позволяет ограничиться обычными лазерными гетероструктурами с одним p–n-переходом.

Согласно рис. 3 в случае единого оптического волновода создание двух (или нескольких) смежных областей



**Рис. 3.** (а) Схема протекания тока в межзонном каскадном лазере с туннельным переходом [48]; туннельно-прозрачный сильно легированный p<sup>++</sup>/n<sup>++</sup>-слой приводит к последовательному протеканию тока через активные области, накачивая их и обеспечивая двухволновую генерацию. (б) Упрощенная схема двухсекционного лазера на основе GaAs с туннельным переходом и боковым контактом, который делает возможным использование нелегированной подложки и волноводящего слоя для терагерцовой моды. Сильно легированный p<sup>++</sup>-слой является нижней стенкой терагерцового волновода. Генерация разностной частоты может происходить с использованием как резонансной электронной, так и объемной решеточной нелинейности.

<sup>4</sup> Это обстоятельство не столь существенно при использовании широкополосной оптической накачки, перекрывающей диапазон частот от  $\omega_1$  до  $2\omega_2 - \omega_1$ .

накачки, соответствующих различным активным слоям, возможно благодаря помещению очень узкого (десятки нанометров) сильно легированного  $n^{++}/p^{++}$  туннельного перехода между соседними областями различных квантовых ям. Работоспособность туннельного перехода, действующего как обращенный диод, в различных лазерных конструкциях оптического и ближнего ИК-диапазона продемонстрирована неоднократно [47–50]. Предложенная схема межзонного каскадного лазера снимает проблему конкуренции ям за накачку и позволяет обеспечить генерацию двух (или нескольких) ТЕ-мод, близких по частоте, форме и амплитуде. При этом оптимизация интеграла перекрытия и достижение фазового синхронизма волн биений этих мод с параметрически генерируемыми терагерцевыми волнами обеспечивается подбором положения и концентраций волноведущих (ограничивающих) слоев и легированных слоев  $n^+$  и  $n^{++}$ , которые наряду с верхним металлическим контактом определяют структуру и потери ТМ-мод разностной частоты. Инжекция тока через боковой контакт в дополнительном слое  $n^+$  и использование широких нелегированных слоев (между  $n^+$  и  $n^{++}$ ) в подобных "двойных плазменных" волноводах<sup>5</sup>, апробированных в межподзонных квантовых каскадных лазерах [19, 20, 51], позволяет довести потери терагерцевых ТМ-мод до приемлемого уровня в десятки  $см^{-1}$ .

Отметим одну особенность реализации данной схемы, характерную для типичных гетероструктур, например GaAs/AlGaAs на подложке GaAs или InGaAs/AlGaAs на подложке InP, и возникающую при переходе из длинноволновой в коротковолновую часть терагерцевого диапазона, а именно: примерно при  $\lambda < 50$  мкм становится трудно удовлетворить условию фазового синхронизма наименее затухающей (основной) ТМ-моды с волной биений двух близких ТЕ-мод одинакового порядка (0, 1, 2, ...) и к тому же, если не превышать разумный уровень тока накачки, нелегко преодолеть затухание более высокочастотной из этих двух мод на квантовых ямах, генерирующих более низкочастотную. Обе указанные проблемы могут быть решены небольшим изменением конструкции волновода, обеспечивающим перевод более высокочастотной генерации ( $\omega_2$ ) на высшую моду, скажем,  $TE_1$  вместо  $TE_0$ , так, чтобы окрестность нуля ее электрического поля совпала со слоем ям, генерирующих более низкочастотную моду  $TE_0(\omega_1)$ . (О достижении фазового синхронизма за счет мод высшего порядка см. [32, 33, 35, 53] и ниже.) При этом, кстати, вместо "двойного плазменного" волновода в межзонном каскадном лазере становится возможным использование обычной поверхностной "плазменной" волны, прижатой к верхнему металлическому контакту, как это делается в уже работающих межподзонных квантовых каскадных лазерах на длинах волн 10–25 мкм [19, 54]. Для промежуточных значений  $\lambda \sim 50$  мкм тоже можно обойтись без нижнего сильно легированного  $n^{++}$ -слоя (см. рис. 3); надо лишь слегка сместить контактный  $n^+$ -слой в глубь структуры и

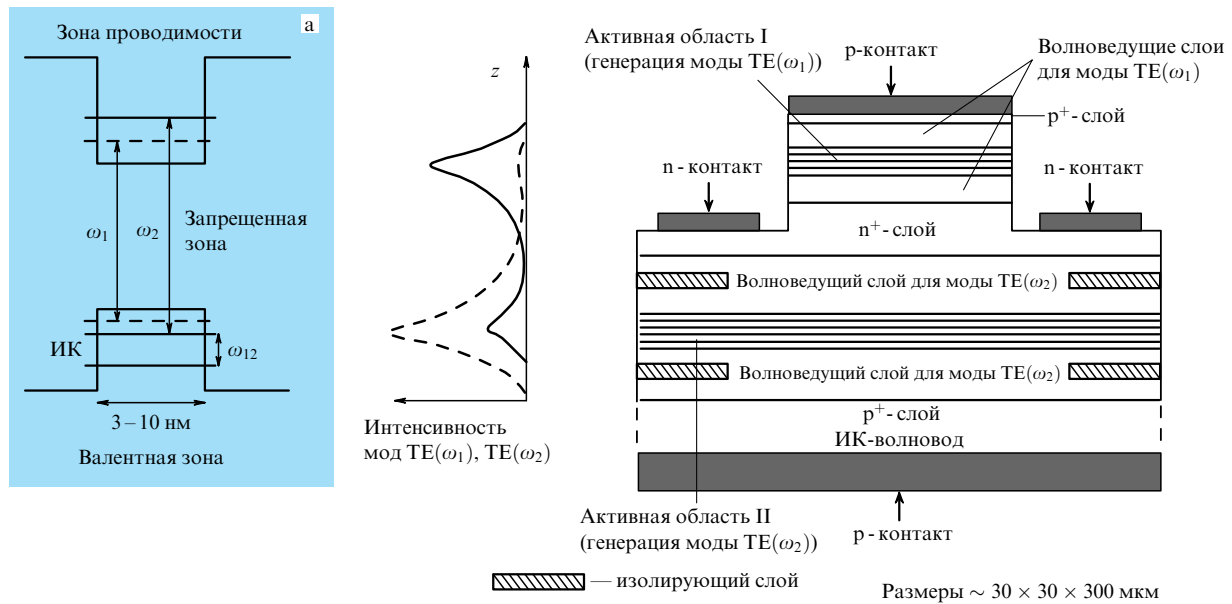
увеличить степень его легирования, так чтобы терагерцевая ТМ-мода была в существенной мере зажата между ним и верхним металлическим контактом, а ее потери оставались на уровне  $\lesssim 100$   $см^{-1}$ .

Как видно из рис. 2в, указанный способ достижения фазового синхронизма при смешении основной  $TE_0(\omega_1)$  и высшей  $TE_1(\omega_2)$  мод может быть реализован и в стандартной гетероструктуре с одним типом "трехуровневых" квантовых ям. Только теперь подавление возбуждения основной моды на более высокой частоте,  $TE_0(\omega_2)$ , обеспечивается не смежными квантовыми ямами, генерирующими моду  $TE_0(\omega_1)$ , а специальным поглощающим слоем полупроводника, ширина запрещенной зоны которого выбрана примерно посередине между  $\hbar\omega_1$  и  $\hbar\omega_2$ . Балластный слой на рис. 2в обеспечивает совмещение этого поглощающего слоя с нулем поля моды  $TE_1(\omega_2)$ . При комнатной температуре данный вариант уместен лишь для достаточно большой разности частот  $\omega_2 - \omega_1$ , т. е. фактически для генерации разностной моды  $\omega_{12}$  в среднем ИК-диапазоне, причем тогда ее волновод может быть полностью диэлектрическим (рис. 2а), как и в соответствующих межподзонных каскадных лазерах [19, 22, 55].

В обоих обсуждавшихся случаях значение интеграла перекрытия трех взаимодействующих мод  $TE_0(\omega_1)$ ,  $TE_1(\omega_2)$ ,  $TM_0(\omega_{12})$  для электронной нелинейности (для которой важно местоположение "трехуровневых" квантовых ям), как правило, оказывается гораздо больше, чем его значение для решеточной нелинейности, поскольку моды  $TE_0(\omega_1)$  и  $TE_1(\omega_2)$  почти ортогональны, а неоднородность моды  $TM_0(\omega_{12})$  в их масштабе является плавной. Впрочем, в межзонном каскадном лазере с туннельным переходом вклад решеточной нелинейности может быть многократно увеличен, если легирование туннельного перехода сделано настолько большим, что в его окрестности профиль разностной (терагерцевой) моды становится сильно неоднородным и вклад одной (верхней) половины профиля высшей моды  $TE_1(\omega_2)$  в интеграле перекрытия подавляется. Как показывают расчеты, при смешении мод одного типа — основного  $TE_0(\omega_1)$  и  $TE_0(\omega_2)$  или высшего  $TE_1(\omega_1)$  и  $TE_1(\omega_2)$  — для разностной моды  $TM_0$  (или  $TM_1$ ) в длинноволновой части терагерцевого диапазона вклад решеточной нелинейности для типичных гетероструктур оказывается определяющим, даже если число используемых "трехуровневых" квантовых ям больше 10.

Возвращаясь к проблеме независимой накачки двух смежных слоев различных квантовых ям с близкими частотами основных переходов  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , возникающей при получении двухцветной генерации, остановимся на многообещающей схеме лазерного транзистора [33, 34] (рис. 4). Здесь для каждой из смешиваемых мод создан свой диэлектрический волновод, в центре которого находится активный слой квантовых ям (или квантовых точек), совпадающий с соответствующей областью одного из двух  $p$ – $n$ -переходов транзистора. (Разделенные, но сильно связанные диэлектрические волноводы могут быть использованы и в схеме межзонного каскадного лазера с туннельным переходом, см. рис. 3.) Независимый контроль условий возбуждения и интенсивностей обеих мод обеспечивается подачей управляющих напряжений на  $p$ – $n$ -переходы. Вместе с тем реализация достаточно сильной оптической связи между смежными волноводами, приводящей к существенной

<sup>5</sup> Делать вторую (нижнюю) обкладку терагерцевого волновода металлической, подобно [52], не только нетехнологично, но для наших целей и недопустимо, поскольку тогда в среде с положительной дисперсией, типичной для полупроводников, никакая мода волновода не удовлетворит условию синхронизма с нелинейной волной биений коротковолновых мод.



**Рис. 4.** Полупроводниковый лазерный транзистор для многочастотной оптической (ближней ИК) и инфракрасной (терагерцовой) генерации: (а) комбинированная система уровней в квантовых ямах (штриховая линия — активная область I, сплошная — активная область II); (б) принципиальная схема лазерного транзистора и профили оптических мод. Изолирующий слой формирует токовый канал инжекционной накачки.

перестройке их парциальных мод, обеспечивает большой интеграл перекрытия нормальных мод. Последние могут быть как основными, так и высшими ( $TE_{0,1,2}$ ) в зависимости от потерь, оптической связи и факторов оптического ограничения, причем модификация их поперечной неоднородности (вдоль вертикальной оси  $z$  на рис. 4) позволяет эффективно варьировать разность их постоянных распространения вдоль слоев (за счет изменения состава и толщины) и добиваться ее совпадения (фазового синхронизма) с постоянной распространения разностной моды:  $k_{12} = k_2 - k_1$ . Кстати, сравнение данного выражения с условием резонанса  $\omega_{12} = \omega_2 - \omega_1$  показывает, что в слабо стратифицированной полупроводниковой гетероструктуре, обычно обладающей положительной дисперсией и не проявляющей существенной анизотропии, достижение фазового синхронизма без участия поверхностных волн (плазмонов) невозможно, поскольку для объемного полупроводника групповая скорость волн в ближнем или среднем ИК-диапазоне отличается от фазовой скорости волн в дальнем ИК или терагерцовом диапазоне.

Согласно расчетам, проведенным для типичных гетероструктур на основе, скажем,  $Al_xGa_{1-x}As$  или  $In_xGa_{1-x}AsP$ , основным препятствием, которое может помешать использованию предложенной схемы транзисторного лазера для получения достаточно мощного терагерцового излучения, является необходимость легирования структуры для реализации токовой накачки, ведущая к значительным друкерским потерям на свободных носителях, особенно в длинноволновой части спектра. Для уменьшения этих потерь лазер может быть выращен на полуизолирующей подложке (как и каскадный лазер с туннельным переходом на рис. 3), а все три контакта, в том числе от нижнего  $p^+$ -слоя на рис. 4, выведены наверх.

Для тех полупроводниковых структур, в которых и эта мера не позволит воспользоваться токовой накачкой, ослабить поглощение терагерцовой (скорее, субмиллиметровой) моды можно лишь полным исключением легирования и переходом к внешней оптической накачке, создающей носители только в квантовых ямах, т.е. представленной фотонами с энергией меньше, чем ширина запрещенной зоны барьеров и волноводных слоев. Если подобную накачку осуществлять фемтосекундными лазерными импульсами, распространяющимися параллельно гетерослоям, то в структуре с "трехуровневыми" квантовыми ямами можно добиться эффективной параметрической генерации предельно коротких (содержащих всего несколько периодов осцилляций поля) импульсов среднего или дальнего ИК-диапазона за счет смещения резонансно связанных спектральных составляющих оптического импульса накачки. Получение предельно коротких импульсов терагерцового излучения возможно и в сверхизлучающих двухцветных лазерах с непрерывной накачкой [56, 57].

В настоящее время ведутся активные технологические и экспериментальные разработки представленных выше и других аналогичных схем внутрирезонаторной параметрической генерации инфракрасного и терагерцового излучения на электронный и/или решеточной нелинейности полупроводниковых гетеролазеров с инжекционной, оптической и смешанной накачкой. Поэтому в ближайшее время можно рассчитывать на реализацию этого нового вида компактных источников непрерывного излучения при комнатной температуре, обладающих мощностью до долей милливатта в терагерцовом диапазоне и до многих милливатт в среднем ИК-диапазоне.

Работа частично поддержана грантами РФФИ 02-02-17536, НШ-1744.2003.2, ONR, AFOSR, DARPA, Research Corporation, Welch Foundation, Texas Advanced Research

Program, TAMU Telecommunication and Informatics Task Force initiative.

### Список литературы

- Miles R E, Harrison P, Lippens D (Eds) *Terahertz Sources and Systems* (NATO Science Series, Ser. II, Vol. 27) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2001)
- Mittleman D (Ed.) *Sensing with Terahertz Radiation* (Springer Series in Optical Sciences, Vol. 85) (Berlin: Springer, 2003)
- Van der Weide D *Opt. Photonics News* **14** (4) 48 (2003); Негирев А А, в сб. *Вакуумная СВЧ электроника* (Отв. ред. М И Петелин) (Н. Новгород: ИПФ РАН, 2002) с. 93
- Звелто О *Принципы лазеров* 2-е изд. (М.: Мир, 1984)
- Dyakonov M, Shur M S, see [1] p. 187; Knap W et al. *J. Appl. Phys.* **91** 9346 (2002); *Appl. Phys. Lett.* **80** 3433; **81** 4637 (2002)
- Hu B B, Zhang X-C, Auston D H *Phys. Rev. Lett.* **67** 2709 (1991); Li M et al. *Proc. SPIE* **3616** 126 (1999); Беспалов В Г и др. *Оптика и спектроскоп.* **93** 158 (2002)
- Kersting R et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 3038 (1997)
- Matsuura S, Tani M, Sakai K *Appl. Phys. Lett.* **70** 559 (1997); Chen Q et al. *Opt. Lett.* **25** 1122 (2000)
- Colson W B, Pellegrini C, Renieri A (Eds) *Laser Handbook Vol. 6 Free Electron Lasers* (Amsterdam: North-Holland, 1990); Colson W B *Nucl. Instrum. Meth. A* **407** 26 (1998)
- Shi W et al. *Opt. Lett.* **27** 1454 (2002); *Opt. Photonics News* **13** (12) 57 (2002)
- Shikata J et al. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **MTT-48** 653 (2000); Imai K et al. *Appl. Phys. Lett.* **78** 1026 (2001)
- Tacke M *Infrared Phys. Technol.* **36** 447 (1995); Hodges M, Schiessl U P *Proc. SPIE* **3628** 113 (1999)
- Kapon E (Ed.) *Semiconductor Lasers* (San Diego: Academic Press, 1999)
- Андронов А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **30** 585 (1979); *Opt. Quant. Electron.* **23** (2 Spec.) S205 (1991); Shastin V N *Opt. Quant. Electron.* **23** (2 Spec.) S111 (1991)
- Gousev Yu P et al. *Appl. Phys. Lett.* **75** 757 (1999)
- Bründermann E, Chamberlin D R, Haller E E *Appl. Phys. Lett.* **76** 2991 (2000)
- Faist J et al. *Science* **264** 553 (1994)
- Faist J et al., in *Intersubband Transitions in Quantum Wells: Physics and Device Applications II* (Semiconductors and Semimetals, Vol. 66, Eds H C Liu, F Capasso) (New York: Academic Press, 2000) p. 1
- Capasso F et al. *Phys. Today* **55** (5) 34 (2002); *Opt. Photonics News* **12** (5) 40 (2001)
- Köhler R et al. *Nature* **417** 156 (2002)
- Colombelli R et al. *Appl. Phys. Lett.* **78** 2620 (2001)
- Faist J et al. *IEEE. Quantum Electron.* **QE-38** 533 (2002)
- Gauthier-Lafaye O et al. *Appl. Phys. Lett.* **71** 3619 (1997); **74** 1537 (1999)
- Orlova E E et al. *Phys. Status Solidi B* **210** 859 (1998); *Physica B* **302–303** 342 (2001)
- Pavlov S G et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 5220 (2000); in *Towards the First Silicon Laser* (NATO Sciences Series, Ser. II, Vol. 93, Eds L Pavesi, S Gaponenko, L Dal Negro) (Boston, Mass.: Kluwer Acad. Publ., 2003) p. 331; Shastin V, *ibid.*, p. 341
- Hübers H-W et al. *Physica B* **308–310** 232 (2001); *Appl. Phys. Lett.* **74** 2655 (1999)
- Алешкин В Я и др., в сб. *Нанофотоника* (Н. Новгород: ИФМ РАН, 2002) с. 236; Алешкин В Я, Андронов А А *Письма в ЖЭТФ* **68** 73 (1998)
- Воробьев Л Е *Письма в ЖЭТФ* **68** 392 (1998); Singh J *IEEE Photonics Technol. Lett.* **8** 488 (1996)
- Vorobjev L E et al., in *Proc. of 7th Intern. Symp. Nanostructures: Physics and Technology, St. Petersburg, 14–18 June 1999* (St. Petersburg: Ioffe Institute, 1999) p. 423
- Belyanin A A et al. *Phys. Rev. A* **63** 053803 (2001)
- Belyanin A A et al. *Nanotechnology* **12** 450 (2001); *Proc. SPIE* **4605** 363 (2001)
- Белянин А А и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **66** 247 (2002); в сб. *Нанофотоника* (Н. Новгород: ИФМ РАН, 2002) с. 120
- Belyanin A et al. *Phys. Rev. A* **65** 053824 (2002)
- Белянин А А и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **67** 262 (2003)
- Алешкин В Я, Афоненко А А, Звонков Н Б *ФТП* **35** 1256 (2001)
- Sirtori C et al. *Appl. Phys. Lett.* **65** 445 (1994)
- Capasso F et al., in *Intersubband Transitions in Quantum Wells: Physics and Device Application II* (Semiconductors and Semimetals, Vol. 66, Eds H C Liu, F Capasso) (New York: Academic Press, 2000) p. 85
- Liu et al., in *Nonlinear Optics: Materials, Fundamentals and Applications*, OSA Technical Digest, Vol. 56 (Washington DC: Optical Society of America, 2000)
- Knurgin J B, in *Nonlinear Optics in Semiconductors II* (Semiconductor and Semimetals, Vol. 59, Eds E Garmire, A Cost) (San Diego: Academic Press, 1999)
- Owschimikow N et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 043902 (2003)
- Korsunsky E A, Kosachiov D V *J. Opt. Soc. Am. B* **17** 1405 (2000)
- Chow W W, Koch S W *Semiconductor-Laser Fundamentals: Physics of the Gain Materials* (Berlin: Springer, 1999)
- Belyanin A A et al. *Phys. Rev. A* **64** 013814 (2001)
- Tokuda Y et al. *Appl. Phys. Lett.* **49** 1629 (1986); Ikeda S, Shimizu A *Appl. Phys. Lett.* **59** 504 (1991)
- Chen T R et al. *Appl. Phys. Lett.* **60** 2954 (1992); Kaneko Y et al. *J. Appl. Phys.* **87** 1597 (2000)
- Алешкин В Я и др., в сб. *Нанофотоника* (Н. Новгород: ИФМ РАН, 2003) с. 315
- Schmid W et al. *Electron. Lett.* **34** 553 (1998)
- Kim J K et al. *Appl. Phys. Lett.* **74** 3251 (1999); **77** 3137 (2000)
- Ozden I et al. *Appl. Phys. Lett.* **79** 2532 (2001)
- Malyarchuk V et al. *J. Appl. Phys.* **92** 2729 (2002)
- Rochat M et al. *Appl. Phys. Lett.* **73** 3724 (1998); Ulrich J et al. *Appl. Phys. Lett.* **77** 1928 (2000)
- Rochat M et al. *Appl. Phys. Lett.* **78** 1967 (2001)
- Oster B, Fouckhardt H *IEEE Photonics Technol. Lett.* **13** 672 (2001)
- Sirtori C et al. *Opt. Lett.* **23** 1366 (1998)
- Sirtori C et al. *Appl. Phys. Lett.* **75** 3911 (1999)
- Белянин А А и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **66** 365 (2002)
- Belyanin A A et al. *Laser Phys.* **13** 161 (2003)