

Смещение частот в системе двух лазерных диодов

© А.А. Бирюков[¶], Б.Н. Звонков, С.М. Некоркин, В.Я. Алешкин⁺, В.И. Гавриленко⁺,
К.В. Маремьянин⁺, С.В. Морозов⁺, В.В. Кочаровский*[†], Вл.В. Кочаровский*

Научно-исследовательский физико-технический институт
Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

⁺ Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

* Институт прикладной физики Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

[†] Department of Physics and Institute for Quantum Studies, Texas A & M University,
TX 77843, USA

(Получена 12 февраля 2007 г. Принята к печати 28 февраля 2007 г.)

Создана и исследована хорошо воспроизводимая конструкция из двух состыкованных лазерных диодов на основе GaAs/InGaAs/InGaP, образующих составной резонатор, в котором около половины стимулированного излучения длинноволнового диода переходит в излучение основной моды волновода коротковолнового диода. Обнаружено, что спектр излучения из составного резонатора представлен не только основными (близкими) частотами двух диодов с мощностью ~ 1 Вт, но и их суммарной частотой и вторыми гармониками с мощностью до 1 мкВт. Найденное нелинейное обогащение спектра излучения двухчастотного гетеролазера с составным резонатором обусловлено решеточной нелинейностью полупроводника и позволяет рассчитывать на столь же эффективную внутррезонаторную генерацию разностной частоты в дальнем инфракрасном диапазоне при комнатной температуре.

PACS: 42.55.Px, 85.60.Jb

1. Введение

Как хорошо известно, в GaAs и аналогичных полупроводниках имеется значительная оптическая нелинейность 2-го порядка, обусловленная ангармоничностью поперечных оптических колебаний решетки. Эта нелинейность, часто называемая решеточной, прежде всего проявляется в инфракрасном диапазоне частот. Ее описание для полупроводников $A^{III}B^V$ было развито в статье [1] и в дальнейшем неоднократно прорабатывалось экспериментально (особенно начиная с работы [2]) и уточнялось теоретически (см., например, [3]). Решеточная нелинейность ответственна за генерацию второй гармоники в полупроводниковых лазерных диодах [4] и позволяет получать излучение суммарной частоты при освещении полупроводника двумя внешними лазерными источниками с частотами излучения меньше ширины его запрещенной зоны [5].

В настоящей работе предпринято исследование внутррезонаторного смещения излучения двух частот в системе двух отдельно запитываемых лазерных диодов (чипов), состыкованных торцами и образующих единый составной резонатор. В дальнейшем мы планируем исследовать указанный процесс и в монолитном гетеролазере с одновременной генерацией излучения двух частот за счет использования различных квантовых ям (см. [6–13]). В подобных полупроводниковых лазерах, созданных ранее, эффективная генерация излучения разностной частоты осложняется сильным нарушением условия фазового синхронизма и малым коэффициентом

пространственного перекрытия мод, участвующих в смещении частот. Об этом свидетельствует и то обстоятельство, что до настоящего времени в таких лазерах не удавалось зарегистрировать даже излучение суммарной частоты.

Нами реализована конструкция „двухчипового“ полупроводникового лазера с составным резонатором, состоящего из расположенных на одном теплоотводе (в непосредственной близости друг от друга на расстоянии ≤ 1 мкм) двух одночастотных инжекционных лазеров с квантовыми ямами, обеспечивающими несколько различающиеся длины волн генерации в области 1 мкм. Данная конструкция позволяет заводить значительную часть ($\sim 50\%$) стимулированного излучения одного из диодов в волновод другого. При этом один из лазеров (длинноволновый) фактически используется для когерентной накачки, а второй (коротковолновый) одновременно является нелинейным элементом, в котором смешиваются две основные моды с близкими частотами.

В результате по сравнению с монолитным двухчастотным лазерным диодом возникает ряд преимуществ, связанных с отдельной накачкой каждого из двух одночастотных лазерных диодов: расширение диапазона генерируемых разностной и суммарной частот за счет возможности независимого выращивания двух должным образом различающихся гетероструктур; использование комбинированной накачки (постоянным и импульсным токами); температурное управление излучением двух отдельных чипов и, наконец, что особенно важно для нелинейных эффектов, достижение максимально воз-

[¶] E-mail: biryukov@nifti.unn.ru

можно пространственного перекрытия между основными модами генерации благодаря оптимизации составного резонатора. Это позволило нам получить когерентное излучение суммарной частоты на выходе из резонатора коротковолнового лазера с мощностью порядка мощности вторых гармоник обоих парциальных лазеров (типичное значение этой мощности составляет доли микроватта при мощности излучения основных мод генерации порядка ватта).

Внутрирезонаторное нелинейное смешение мод в указанной двухчиповой конструкции, насколько нам известно, до сих пор не исследовалось, хотя аналогичная конструкция неоднократно применялась для других целей — например, для создания лазерных элементов оптических логических схем [7], для модуляции спектра генерации инжекционных лазеров [8,14,15], для синхронизации хаотических автоколебаний [16] и др.

При использовании двух различных лазерных диодов нелинейное смешение волн можно осуществлять и во внешнем волноводе, а не только в волноводе одного из лазерных диодов. В обоих случаях для эффективного смешения частот необходимо обеспечить введение значительной части излучения лазерного диода во внешний для него волновод и осуществить вывод генерируемого излучения на смешанной частоте из этого волновода в присутствии двух полей накачки. При этом для получения излучения разностной частоты (пока не реализованного) требуется тщательное обеспечение фазового синхронизма или квазисинхронизма нелинейно взаимодействующих волн (работа в данном направлении нами продолжается согласно [9–13]).

2. Эксперимент

В данной работе мы использовали лазерные структуры InGaAs/GaAs/InGaP, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии (газофазной эпитаксии из металлорганических соединений) при атмосферном давлении. Детали роста описаны в [17]. Волноводы лазерных диодов были образованы центральным слоем GaAs толщиной 0.8 мкм и ограничивающими слоями InGaP толщиной 0.7 мкм. В середине волноводного слоя GaAs располагались две квантовые ямы ($\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$), толщиной ~ 9 нм, обеспечивающие генерацию стимулированного излучения. Отметим, что волноводы обоих лазерных диодов были идентичны, разными были только толщины квантовых ям, что давало (2–3)%-ное различие частот генерации парциальных лазерных диодов.

Для достижения эффективного ввода излучения одного диода в резонатор другого был использован общий теплоотвод (см. рис. 1). Лазерные чипы имели следующие размеры: длина 1 мм, ширина 400 мкм, толщина структуры 2 мкм. Ширина волноводящего слоя, определяемая шириной металлического контакта лазерного диода, составляла 100 мкм. Диоды располагались на

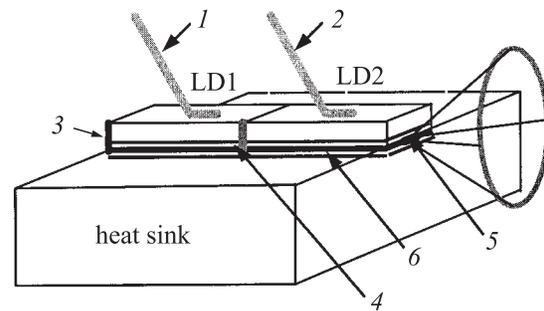


Рис. 1. Расположение состыкованных лазерных чипов на одном теплоотводе: LD1 — длинноволновый лазер, LD2 — коротковолновый лазер; 1 — верхний контакт со стороны подложки LD1, 2 — верхний контакт со стороны подложки LD2; 3 — отражающая грань LD1, 4 — место соединения просветленной излучающей грани LD1 и отражающей грани LD2 без диэлектрического покрытия, 5 — излучающая грань LD2; 6 — структурные слои, включающие квантовые ямы и волновод.

теплоотводе в стык друг к другу подложкой вверх. Последнее обеспечило выравнивание по высоте волноводов двух диодов. Одно из зеркал диода, генерирующего длинноволновое излучение, фактически касалось зеркала другого (коротковолнового) диода и было покрыто диэлектрическими слоями, обеспечивающими его просветление и электрическую изоляцию между лазерными чипами. Таким образом, каждый из лазерных диодов имел независимую токовую накачку. Оптимизация составного резонатора включала изменение коэффициента отражения заднего зеркала длинноволнового лазерного диода (напыление брэгговского зеркала или просветляющего покрытия, рис. 1).

Наблюдение излучения из составного резонатора осуществлялось через внешнее зеркало коротковолнового лазера. Спектры измерялись с помощью решеточного монохроматора МДР-23 при комнатной температуре.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены типичные спектры излучения: основные линии генерации двух состыкованных лазеров (линии 1, 2) на длинах волн $\lambda_1 = 0.939$ мкм и $\lambda_2 = 0.992$ мкм, вторые гармоники (линии 3, 4 соответственно) и суммарная частота (линия 5). Положение вторых и суммарной гармоник точно соответствует рассчитанным значениям $\lambda_1/2 = 0.4695$ мкм, $\lambda_2/2 = 0.496$ мкм, $\lambda_1\lambda_2/(\lambda_1 + \lambda_2) = 0.482$ мкм. Их ширины равны 1–2 нм, что в ~ 3 раза меньше ширин линий генерации основных гармоник с $\lambda_{1,2}$. Изменением токов накачки парциальных лазеров можно было изменять соотношение амплитуд пиков излучения на длинах волн λ_1 и λ_2 , а следовательно, соотношения пиков вторых и суммарной гармоник. Максимальная мощность излучения в

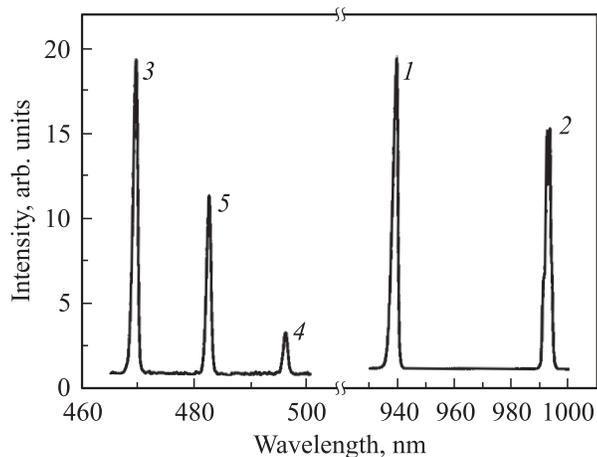


Рис. 2. Характерные спектры генерации основных частот (1 и 2), вторых (соответственно 3 и 4) и суммарной (5) гармоник „двухчипового“ лазера (300 К).

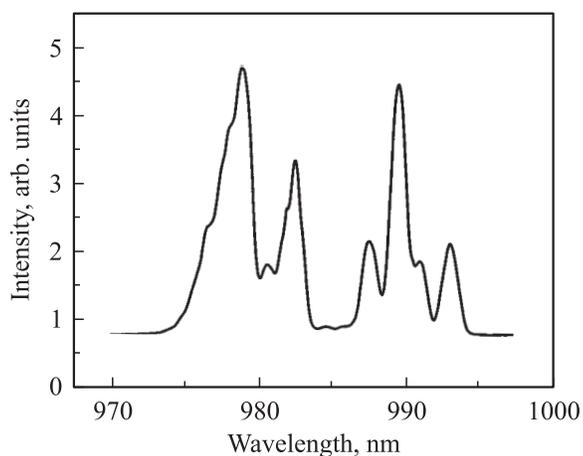


Рис. 3. Пример появления дополнительных линий генерации в „двухчиповом“ лазере (300 К) при разности длин волн генерации парциальных лазерных диодов в интервале 10–15 нм.

каждой из двух основных линий генерации была ~ 1 Вт (при накачке током до 1.5 А), а мощности вторых и суммарной гармоник не превышали 1 мВт.

Существенная интенсивность излучения суммарной частоты (порядка интенсивности вторых гармоник) указывает на эффективность нелинейного взаимодействия двух мод ближнего инфракрасного (ИК) диапазона внутри лазерного резонатора и, как следствие, на возможность генерации разностной частоты в разработанной конструкции с составным резонатором. Поскольку наблюдение суммарной частоты значительно проще осуществить по сравнению с наблюдением разностной частоты, излучение на суммарной частоте удобно использовать в качестве индикатора эффективности внутрирезонаторного взаимодействия мод в устройствах, предназначенных для получения излучения разностной частоты.

Согласно проведенным экспериментам, если расстояние между основными линиями генерации парциальных диодных лазеров не превышает 15 нм, то в спектре генерации „двухчипового“ лазера с составным резонатором обычно наблюдается несколько полос генерации, фактически перекрывающих весь интервал частот между линиями генерации парциальных чипов (рис. 3). По-видимому, это связано с существенным взаимодействием и конкуренцией нескольких мод генерации составного резонатора, что осложняет смешение частот, сглаживая и ослабляя спектр в области вторых и суммарных гармоник. При дальнейшем сближении основных линий генерации парциальных диодных лазеров (≤ 10 нм) происходит известное явление захвата частоты одного парциального генератора другим и генерация „двухчипового“ лазера фактически становится однополосной.

Критерием качественного совмещения чипов является прохождение основной части излучения дальнего чипа в виде основной моды в волноведущий слой переднего чипа (рис. 1). Об этом можно судить на основе исследования диаграмм направленности излучения из составного резонатора. На рис. 4 представлены типичные диаграммы направленности основных линий для заднего (длинноволнового) чипа (а), для переднего (коротковолнового) (b) и суммарной гармоники (c). Как видно из рисунка, диаграммы направленности основных линий переднего и заднего чипов качественно очень схожи и имеют стандартный вид. Довольно большая ширина диаграмм, перпендикулярных p – n -переходу, естественна и связана с очень малой толщиной волноведущего слоя структуры ($d_{wg} \approx 0.6$ мкм). Необходимо отметить, что диаграммы направленности длинноволнового (заднего на рис. 1) лазера измерялись после прохождения его излучения через коротковолновый (передний на рис. 1) лазер, и их гладкий, мало изрезанный, почти симметричный профиль свидетельствует о хорошем качестве ввода излучения длинноволнового лазера в волновод коротковолнового. В образцах с неточно сориентированными волноводами лазерных диодов диаграммы направленности получают сильно изрезанными, т. е. возбуждаются не только основная, но и высшие поперечные моды.

На рис. 4 можно заметить, что диаграмма направленности для суммарной гармоники сильнее изрезана и немного уже диаграмм направленности для основных линий генерации, тогда как в первом приближении квадратично-нелинейное обострение профиля тока суммарной частоты на выходном зеркале и примерно двукратное уменьшение длины волны должны были бы взаимно компенсироваться, оставляя диаграмму направленности неизменной. Скорее всего, изрезанность и обужение диаграммы направленности во многом являются кажущимися и связаны с существенно более низким уровнем сигнала суммарной гармоники (по сравнению с сигналами на основных гармониках), что приводит к затруднению регистрации диаграммы направленности на больших углах. Однако характерным является тот факт,

что для всех шести диаграмм направленности максимум расположен в районе нулевого угла.

На рис. 5 представлены зависимости интенсивности суммарной гармоники от тока накачки чипов. В первом случае (кривая 1) ток длинноволнового чипа (I_{lw}) фиксировался, а варьировался ток коротковолнового чипа (I_{sw}), во втором случае (кривая 2) параметром являлся ток коротковолнового чипа, а аргументом — ток длинноволнового чипа. Из зависимостей видно, что

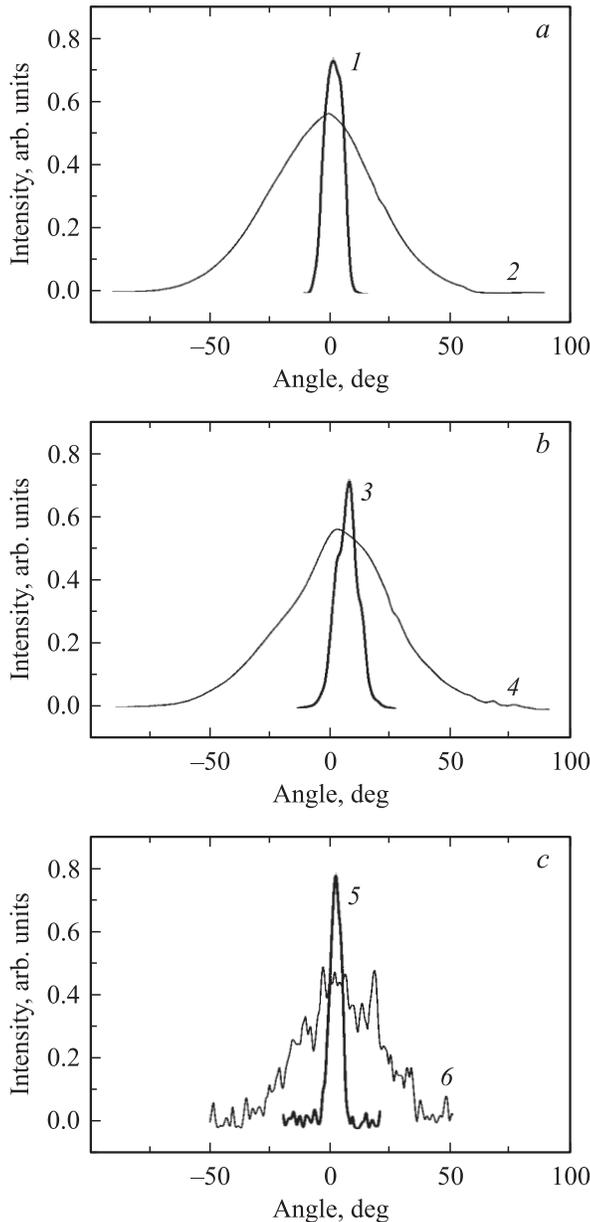


Рис. 4. Типичные диаграммы направленности излучения: *a* — основная гармоника (коротковолновая) в плоскости, параллельной *p-n*-переходу (1), и в плоскости, перпендикулярной *p-n*-переходу (2); *b* — основная гармоника (длинноволновая) в плоскости, параллельной *p-n*-переходу (3), и в плоскости, перпендикулярной *p-n*-переходу (4); *c* — суммарная гармоника в плоскости, параллельной *p-n*-переходу (5), и в плоскости, перпендикулярной *p-n*-переходу (6).

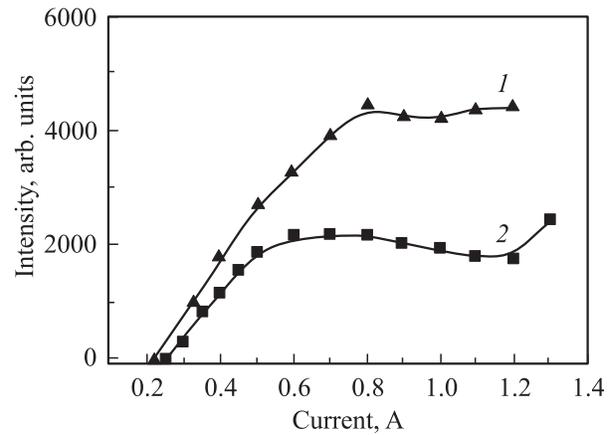


Рис. 5. Пример зависимости интенсивности суммарной гармоники от тока накачки чипов: 1 — $I_{lw} = 0.9$ A, I_{sw} изменяется в пределах 0.2–1.2 A; 2 — $I_{sw} = 0.9$ A, I_{lw} изменяется в пределах 0.2–1.3 A.

в первом случае (кривая 1) удастся добиться заметно большей интенсивности суммарной гармоники. В конечном счете это свидетельствует о нелинейном взаимодействии парциальных лазерных диодов — автогенераторов.

Измерения показали, что вторые и суммарные гармоники обладают ТМ-поляризацией (электрическое поле направлено по нормали к плоскостям гетероструктуры). В то же время излучение на длинах волн $\lambda_{1,2}$ представляет собой основные ТЕ-моды и распространяется в волноводах диодных лазеров вдоль направления [110]. В результате решеточная нелинейность создает электрическую индукцию на суммарной (и разностной) частоте вдоль направления [001], что соответствует возбуждению ТМ-поляризации. Тем самым поляризационные измерения указывают на то, что генерация вторых и суммарной гармоник происходит благодаря решеточной нелинейности. При этом из-за сильного межзонного поглощения область их генерации ограничена узким слоем толщиной меньше 1 мкм вблизи поверхности выходного зеркала коротковолнового лазерного диода.

4. Заключение

Реализована оригинальная конструкция „двухчипового“ лазера, в которой два состыкованных лазерных диода образуют совместный резонатор, обеспечивающий попадание около половины стимулированного излучения одного из диодов в волновод другого. В подобной конструкции с использованием двух диодов InGaAs/GaAs/InGaP, помещенных на общий теплоотвод, обнаружена генерация излучения суммарной частоты, обусловленная квадратичной решеточной нелинейностью GaAs. Интенсивность суммарной гармоники оказалась порядка интенсивности вторых гармоник, что указывает на возможность эффективного нелинейного смешения двух лазерных мод ближнего ИК диапазона внутри совместного

резонатора с целью генерации излучения разностной частоты в среднем и дальнем ИК диапазонах. Для косвенной индикации последнего в устройствах, основанных на нелинейном внутрирезонаторном смещении волн в полупроводниковых структурах, предложено использовать наблюдение излучения суммарной частоты.

Работа проводилась при финансовой поддержке совместной программы Американского фонда гражданских исследований и развития (CRDF) и Министерства образования и науки РФ „Фундаментальное исследование и высшее образование“ (BRHE) (REC-NN-001), программ ОФН РАН „Когерентное оптическое излучение полупроводниковых соединений и структур“ и „Низкоразмерные квантовые структуры“, программы президиума РАН „Электромагнитное излучение терагерцового диапазона“ и грантов Министерства промышленности, науки и технологий РФ, РФФИ–БРФФИ (№ 02-02-81036), РФФИ (№ 04-02-17432), Совета по поддержке ведущих научных школ РФ (№ НШ-1744.2003.2), МНТЦ (№ 2293), AFOSR, NSF, the Research Corporation, CRDF (RUE1-2657-NN-05), NATO (SfP-973799 Semiconductors).

Авторы благодарны Л.П. Куликовой и Н.Б. Звонкову за изготовление части „двухчиповых“ лазеров путем состыкования двух лазерных диодов.

Список литературы

- [1] C. Flytzanis. *Phys. Rev. B*, **6**, 1264 (1972).
- [2] A. Mayer, F. Keilmann. *Phys. Rev. B*, **33**, 6954 (1986).
- [3] T. Dekorsky. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 055 508 (2003).
- [4] D. Vakhshoori, R.J. Fischer, M. Hong, D.L. Sivko, G.J. Zydzik, G.N.S. Chu, A.Y. Cho. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 896 (1991).
- [5] J.J. Wynne, N. Bloembergen. *Phys. Rev. B*, **188**, 1211 (1969).
- [6] S. Ikeda, A. Shimizu, T. Hara. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 1155 (1989).
- [7] Н.Г. Басов, В.В. Никитин, А.С. Семенов. *УФН*, **97**, 583 (1969).
- [8] W.T. Tsang, N.A. Olsson, R.A. Logan. *Appl. Phys. Lett.*, **42**, 650 (1983).
- [9] A.A. Belyanin, F. Capasso, V.V. Kocharovskiy, V.I. Kocharovskiy, M.O. Scully. *Phys. Rev. A*, **63**, 053 803 (2001).
- [10] А.А. Алешкин, А.А. Афоненко, Н.Б. Звонков. *ФТП*, **35**, 1256 (2001).
- [11] A.A. Belyanin, V.V. Kocharovskiy, V.I. Kocharovskiy, M.O. Scully. *Phys. Rev. A*, **65**, 063 824 (2002).
- [12] А.А. Белянин, Д. Демпе, В.В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский, Д.С. Пестов, М.О. Скалли. *УФН*, **173**, 1015 (2003).
- [13] А.А. Афоненко, В.А. Алешкин, А.А. Дубинов. *ФТП*, **38**, 244 (2004).
- [14] L.A. Goldren, K.I. Ebeling, V.I. Miller, J.A. Rentschler. *IEEE. J. Quant. Electron.*, **QE-19**, 1057 (1983).
- [15] И.С. Голдобин, В.Н. Лукьянов, В.И. Малахова, С.П. Прокофьева, А.Ф. Солодков, Ю.А. Тамбиев, С.Д. Якубович. *Квант. электрон.*, **11**, 1859 (1984).
- [16] T. Heil, I. Fischer, W. Elsasser. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 795 (2001).

- [17] И.А. Авруцкий, Л.М. Батуков, Е.М. Дианов, Б.Н. Звонков, Г.А. Максимов, И.Г. Малкина, Л.В. Медведев, Т.Н. Янькова. *Квант. электрон.*, **21**, 921 (1994).

Редактор Л.В. Шаронова

Frequency mixing at two laser diode system

A.A. Biryukov, B.N. Zvonkov, S.M. Nekorkin, V.Y. Aleshkin⁺, V.I. Gavrilenko⁺, K.V. Maremyanin⁺, S.V. Morozov⁺, V.V. Kocharovskiy^{•†}, V.I. Kocharovskiy[•]

Research Physical-Technical Institute of the Nizhny Novgorod State University, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

⁺ Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhniy Novgorod, Russia

[•] Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhniy Novgorod, Russia

[†] Department of Physics and Institute for Quantum Studies, Texas A & M University, TX 77843, USA

Abstract We fabricate and study butt-joint diode lasers based on GaAs/InGaAs/InGaP heterostructure, where about one half of the stimulated emission produced by the long-wavelength diode transforms into the fundamental mode of a waveguide in the short-wavelength diode. The butt-joint lasing spectrum has not only the primary frequencies of two constituting diodes with power ~ 1 W, but also the sum frequency and second harmonics with power up to 1μ W. Intracavity enrichment of the spectrum originates from the bulk semiconductor nonlinearity and shows that butt-joint dual-wavelength lasers can be used for the efficient difference-frequency generation in the far-infrared range at room temperature.