

# Одновременная генерация мод $TE_1$ и $TE_2$ с разными длинами волн в полупроводниковом лазере с туннельным переходом

© В.Я. Алешкин<sup>¶</sup>, Т.С. Бабушкина\*, А.А. Бирюков\*, А.А. Дубинов,  
Б.Н. Звонков\*, М.Н. Колесников\*, С.М. Некоркин\*

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

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

(Получена 14 октября 2010 г. Принята к печати 22 октября 2010 г.)

Получена и исследована двухчастотная генерация в новом классе инжекционных гетеролазеров — межзонном двухкаскадном лазере с туннельным  $p-n$ -переходом, разделяющим две активные области с квантовыми ямами, расположенными в одном и том же волноводе. Созданная конструкция лазера обеспечила одновременную генерацию  $TE$  моды 1-го порядка с длиной волны 1.086 мкм и  $TE$  моды 2-го порядка с длиной волны 0.96 мкм в непрерывном режиме при комнатной температуре.

## 1. Введение

В настоящее время реализация двухчастотной генерации на модах разного порядка в гетеролазерах рассматривается в основном с точки зрения внутрирезонаторной генерации разностной частоты в среднем и дальнем инфракрасных (ИК) диапазонах [1,2] благодаря квадратичной нелинейности полупроводниковой структуры [3]. В работах [4,5] экспериментально показана возможность генерации разностной частоты в среднем ИК диапазоне с использованием двухчиповой конструкции лазера, в которой мода  $TE_0$  генерировалась в одном чипе и вводилась в чип, генерирующий моду  $TE_1$ . Такой подход требует очень точного совмещения волноводов двух чипов, что является непростой задачей. С технической точки зрения было бы намного удобнее, если бы генерация двух частот происходила в резонаторе одного чипа.

Ранее в нашей группе были созданы одночиповые лазеры с одним  $p-n$ -переходом и двумя разными квантовыми ямами (КЯ), которые одновременно генерировали моды  $TE_0$  и  $TE_1$  на разных длинах волн в одном волноводе [6]. Однако из-за конкуренции за носители между двумя квантовыми ямами в одном  $p-n$ -переходе генерация наблюдалась только при температуре жидкого азота. Решить эту проблему позволяют схемы раздельной накачки квантовых ям, находящихся в общем волноводе. Одним из вариантов такой схемы является межзонный двухкаскадный лазер с сильно легированным туннельным переходом. Он разделяет два  $p-n$ -перехода (в каждом  $p-n$ -переходе по одной отличающейся друг от друга квантовой яме), размещенные в одном и том же лазерном волноводе. Нами были созданы подобные лазеры, которые генерировали одновременно моды 1-го и 3-го порядков на разных длинах волн [7,8]. Однако в таких лазерах из-за неустойчивости тиристорного типа, возникающей из-за несовершенства туннельного

перехода, удалось добиться лазерной генерации только в импульсном режиме при комнатной температуре.

Токовая неустойчивость является нежелательной, поскольку препятствует непрерывной генерации. Причина ее возникновения состоит в слишком малой ширине туннельного перехода. В результате чего в  $p^{++}$ -области туннельного перехода инжектируются непрорекомбинировавшие в предыдущем  $p-n$ -переходе электроны, а в  $n^{++}$ -области — дырки из последующего  $p-n$ -перехода. Поскольку рассматриваемая лазерная структура имеет три  $p-n$ -перехода, она аналогична структуре тиристора [9]. В тиристорной структуре хорошо известен эффект переключения, связанный с инжекцией неосновных носителей в  $p-n$ -переход, что и происходит в лазерной структуре.

Для того чтобы избежать этого явления необходимо исключить возможность инжекции неосновных носителей в туннельный  $p-n$ -переход. Это может быть осуществлено несколькими способами. Самым простым из них является увеличение ширин сильно легированных  $p^{++}$ - и  $n^{++}$ -областей с тем, чтобы неосновные носители успевали прорекомбинировать в них, не доходя до туннельного  $p-n$ -перехода. Такой подход имеет и свои недостатки: увеличивается поглощение электромагнитной волны в волноводе лазера, поскольку сильно легированные области располагаются внутри волновода, увеличивается ширина волноводящего слоя, что может привести к плохой модовой селективности резонатора.

Для того чтобы уменьшить значение этих недостатков, можно отделить туннельный  $p-n$ -переход от остальных  $p-n$ -переходов тонкими InGaP-барьерами (из этого материала изготовлены ограничительные слои волновода лазера, поскольку они имеют меньший показатель преломления по сравнению с GaAs), которые полупрозрачны для электромагнитного излучения. В результате оптический волновод такого лазера представляет собой три связанных волновода. Можно подобрать параметры структуры таким образом, чтобы излучение мод тако-

<sup>¶</sup> E-mail: aleshkin@ipm.sci-nnov.ru

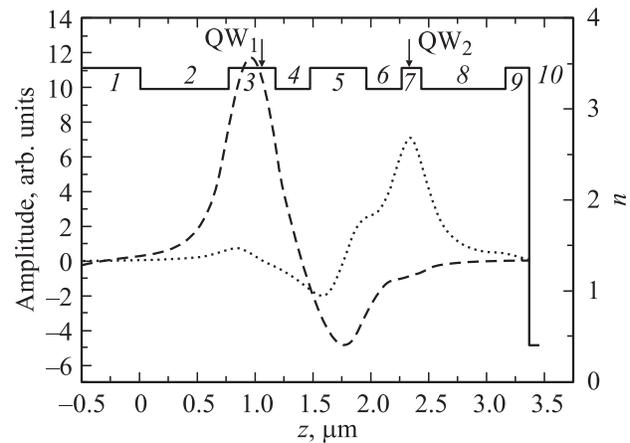
го лазера, на которых происходит генерация, были в основном сосредоточены около крайних  $p-n$ -переходов, где расположены квантовые ямы, и имели небольшую плотность излучения в месте расположения сильно легированных слоев туннельного  $p-n$ -перехода. Кроме того, слои InGaP препятствуют инжекции в сильно легированные  $p^{++}$ - и  $n^{++}$ -области, поскольку являются более широкозонными по сравнению с GaAs, и на гетеропереходе InGaP/GaAs возникают потенциальные барьеры как для электронов, так и для дырок. Как будет показано далее, такие лазерные структуры свободны от токовой неустойчивости (переключения) и способны осуществлять двухчастотную генерацию при комнатной температуре в непрерывном режиме.

Следует отметить, что этот путь не единственно возможный, но нам он представляется наиболее простым для практической реализации. Конструкция такого лазера должна удовлетворять целому ряду довольно строгих требований. Во-первых, для того чтобы избежать заметного поглощения излучения коротковолновой моды, генерируемой мелкой квантовой ямой, в глубокой квантовой яме, необходимо, чтобы последняя располагалась в узле этой моды. Во-вторых, для соблюдения условия фазового синхронизма для генерации разностной частоты необходимо, чтобы порядок коротковолновой моды был выше порядка длинноволновой моды, которая генерируется глубокой квантовой ямой. Последнее требование позволяет скомпенсировать нормальную дисперсию показателя преломления в ближнем ИК диапазоне в GaAs. В-третьих, для уменьшения потерь в сильно легированных областях туннельного  $p-n$ -перехода необходимо, чтобы амплитуды обеих мод были невелики в этих областях. В четвертых, кроме необходимости выполнить условие фазового синхронизма для генерации моды на разностной частоте, желательно обеспечить умеренные потери для этой моды. Выполнение этих требований делает нетривиальной задачей поиск оптимальной конструкции такого лазера.

Данная работа посвящена созданию и исследованию межзонного двухкаскадного лазера с туннельным  $p-n$ -переходом с двумя типами квантовых ям в специально сконструированном волноводе для одновременной генерации на  $TE$ -модах 1-го и 2-го порядка при накачке постоянным током.

## 2. Особенности конструкции волновода лазера

Конструкция волновода и положение квантовых ям были рассчитаны таким образом, чтобы генерировать моду 2-го порядка на частоте, соответствующей переходу между основными состояниями электронов и дырок в коротковолновой квантовой яме, и моду 1-го порядка на частоте, соответствующей переходу между основными состояниями электронов и дырок в длинноволновой квантовой яме. Длинноволновая квантовая



**Рис. 1.** Зависимости от координаты (в направлении поперек  $p-n$ -перехода) действительной части коэффициента преломления (сплошная линия) и электрических полей в модах  $TE_1$  (штриховая кривая) и  $TE_2$  (пунктирная кривая). Стрелками показано положение длинноволновой ( $QW_1$ ) и коротковолновой ( $QW_2$ ) квантовых ям в структуре. Слои структуры: 1, 3, 5, 7, 9 — GaAs; 2, 4, 6, 8 — InGaP, 10 — Au.

яма расположена вблизи узла поля коротковолновой моды и максимума поля длинноволновой моды, а коротковолновая квантовая яма — вблизи максимума поля этой моды. В этом случае коротковолновое излучение будет не слишком сильно поглощаться в длинноволновой квантовой яме, и лазер сможет генерировать две частоты. Как было отмечено во Введении, для устранения неустойчивости тиристорного типа мы ввели два дополнительных тонких ограничительных слоя InGaP (с двух сторон туннельного перехода) в волноведущий слой GaAs и расширили область туннельного перехода. На рис. 1 показана зависимость показателя преломления от координаты  $z$  (вдоль направления роста структуры) и рассчитанные электрические поля мод  $TE_1$  и  $TE_2$ . Стрелками показано положение квантовых ям. Нуль координаты выбран на ближайшей к подложке гетерогранице GaAs/InGaP. В расчете был принят во внимание контактный слой Au, закрывающий структуру сверху.

Лазерная гетероструктура InGaAs/GaAs/InGaP была выращена на подложке GaAs  $n$ -типа методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении в горизонтальном реакторе. Параметры слоев приведены в таблице. Лазеры были изготовлены по методике, изложенной в работе [10]. Ширина активной области и длина резонатора были равны 100 мкм и 2 мм соответственно. Зеркалами служили сколы граней (110).

## 3. Экспериментальные результаты

В непрерывном режиме работы лазера были измерены вольт-амперные, ватт-амперные и спектральные характеристики при  $T = 20^\circ\text{C}$ . Спектральные характеристики измерялись с помощью решеточного монохроматора

№ слоя	Состав	Толщина	Концентрация, см <sup>-3</sup>
1	<i>n</i> -GaAs (подложка)	150 мкм	10 <sup>17</sup>
2	<i>n</i> -InGaP	750 нм	10 <sup>18</sup>
3	<i>i</i> -GaAs	300 нм	—
4	InGaAs ( $\lambda \approx 1.086$ мкм)	КЯ № 1, 10 нм	—
5	<i>i</i> -GaAs	100 нм	—
6	<i>p</i> -InGaP	300 нм	10 <sup>17</sup>
7	<i>p</i> -GaAs	200 нм	10 <sup>17</sup>
8	<i>p</i> <sup>++</sup> -GaAs	40 нм	10 <sup>19</sup>
9	<i>n</i> <sup>++</sup> -GaAs	55 нм	5 · 10 <sup>18</sup>
10	<i>n</i> -GaAs	200 нм	10 <sup>17</sup>
11	<i>n</i> -InGaP	300 нм	10 <sup>17</sup>
12	<i>i</i> -GaAs	70 нм	—
13	InGaAs ( $\lambda \approx 0.96$ мкм)	КЯ № 2, 10 нм	—
14	<i>i</i> -GaAs	70 нм	—
15	<i>p</i> <sup>+</sup> -InGaP	750 нм	2 · 10 <sup>18</sup>
16	<i>p</i> <sup>++</sup> -GaAs	200 нм	10 <sup>19</sup>
17	Au	—	—

МДР-23. Зависимости интенсивности от угла в плоскости, перпендикулярной и параллельной *p-n*-переходу, измерялись на фиксированных длинах волн вблизи максимумов спектральной интенсивности. Типичные вольт- и ватт-амперная характеристики приведены на рис. 2. Напряжение отсечки, определенное из зависимости тока от напряжения, составило 5.1 В. На вольт-амперной характеристике участка с отрицательной дифференциальной проводимостью *S*-типа (неустойчивость тиристорного типа) не наблюдалось, что и являлось одной из целей данной работы. Наличие такого участка было отмечено ранее в работах [7,8].

На рис. 3 показано изменение спектра излучения в допороговой области излучения лазеров. Из рисунка видно, что сначала начинает люминесцировать коротковолновая квантовая яма. Дальнейшая эволюция развития

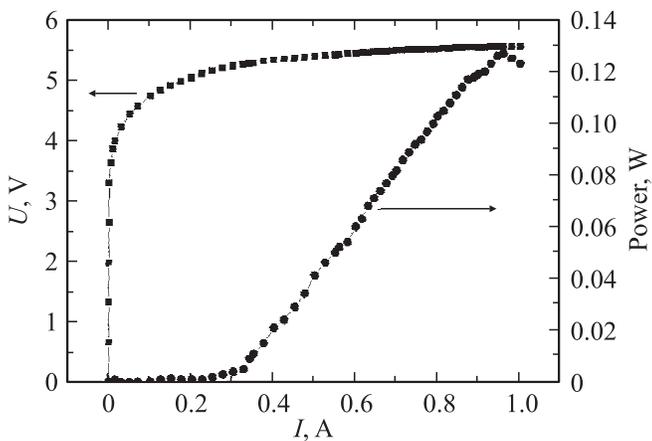


Рис. 2. Типичные вольт- и ватт-амперная характеристики лазерного диода при постоянной накачке и комнатной температуре.

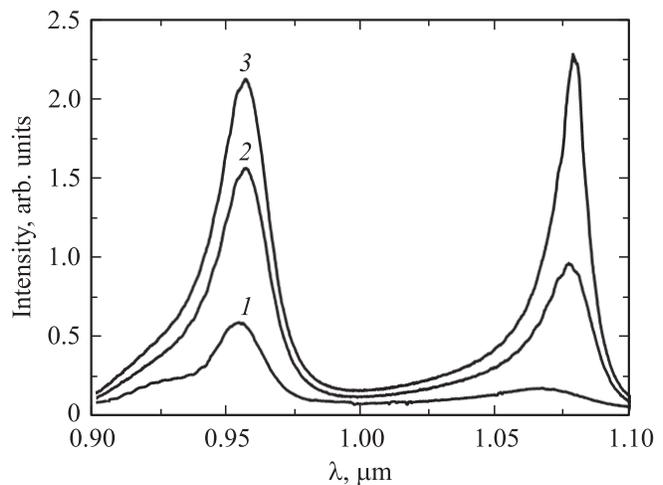


Рис. 3. Спектральные зависимости излучения лазера при разных токах постоянной накачки до порога генерации, мА: 1 — 5, 2 — 270, 3 — 290.

генерации представлена на рис. 4. Генерация начинается на меньшей частоте излучения при токе накачки 300 мА. Порог генерации коротковолновой линии соответствует 620 мА. Интенсивности линий генерации начинают выравниваться при токе накачки 740 мА (рис. 4). При токе накачки выше 780 мА интенсивность коротковолновой линии генерации начинает превосходить длинноволновую линию. Необходимо отметить, что спектральная ширина на полувывоте для длинноволновой линии достигала 2.1 нм (при токе накачки 850 мА), а спектральная ширина коротковолновой линии 0.8 нм. Хочется отметить, что переход от одночастотной к двухчастотной генерации не приводит к существенному изменению линейности ватт-амперной характеристики лазерного диода.

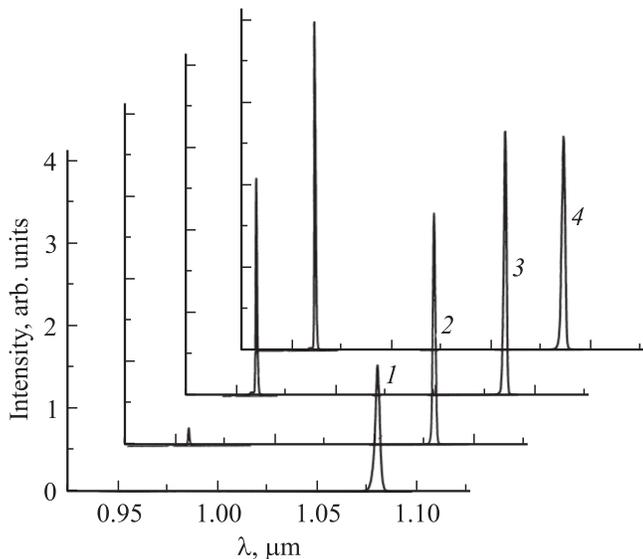


Рис. 4. Спектры генерации лазера при разных токах накачки, мА: 1 — 450, 2 — 630, 3 — 780, 4 — 850.

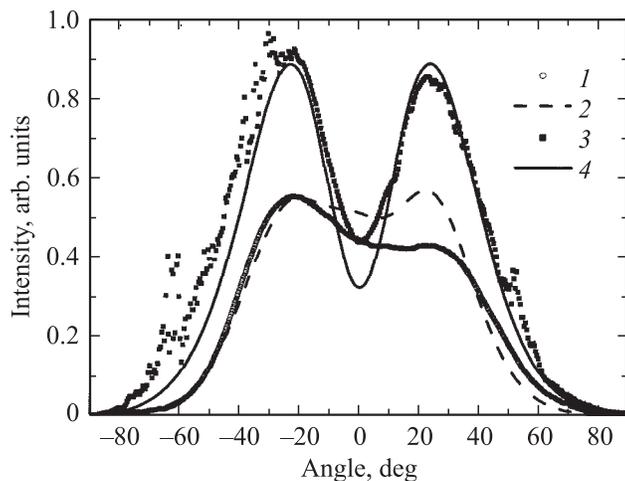


Рис. 5. Зависимости интенсивности лазерного излучения от угла на длинах волн максимума спектральных полос генерации: 1 (эксперимент) и 2 (теория) — для длины волны 0.96 мкм; 3 (эксперимент) и 4 (теория) — для длины волны 1.086 мкм.

Для исследования модового состава излучения были проведены измерения диаграмм направленности излучения для двух длин волн (рис. 5). Из рисунка видно, что диаграмма направленности для коротковолнового излучения в плоскости, перпендикулярной  $p-n$ -переходу, имеет вид трапеции. Такая диаграмма направленности соответствует рассчитанной для моды 2-го порядка  $TE_2$ . Для длинноволнового излучения видно присутствие двух пиков, положения и относительные амплитуды которых согласуются с полученными из расчета для моды 1-го порядка  $TE_1$ . Ширина диаграммы направленности в плоскости, параллельной  $p-n$ -переходу, для каждой полосы генерации была не более  $6.5^\circ$ . Таким образом,

можно заключить, что выбор параметров волновода и расположения квантовых ям позволил получить генерацию на модах заданных порядков.

Для проверки взаимодействия мод были проведены измерения генерации суммарной частоты. Суммарная частота сильно поглощается в волноводе за счет межзонных переходов в полупроводниковом волноводе. Поскольку длина волны излучения на суммарной частоте  $\sim 0.5$  мкм, то коэффициент поглощения порядка  $10^5 \text{ см}^{-1}$ . Поэтому для генерации суммарной частоты не требуется выполнение условия фазового синхронизма и наблюдается только та часть излучения, которая генерируется в узкой области длиной около 0.1 мкм вблизи зеркал лазера. Неудивительно, что мощность этого излучения мала и очень сильно зависит от качества материала непосредственно около скола. По этой причине нам не удалось наблюдать генерацию суммарной частоты в непрерывном режиме работы лазера. Для того чтобы увеличить выходную мощность излучения на суммарной частоте, была использована импульсная токовая накачка (во избежание перегрева лазера), при которой значительно увеличивалась мощность генерации. Отметим, что мощность генерации суммарной частоты пропорциональна произведению мощностей излучения на складываемых частотах. Длительность токовых импульсов, используемых для накачки, была 220 нс, временной интервал между импульсами составлял 0.7 мс.

На рис. 6 показаны результаты измерений спектра суммарной частоты. Из рисунка хорошо видны две линии с длинами волн 0.476 и 0.537 мкм, которые соответствуют вторым гармоникам основных линий генерации. Между этими двумя линиями хорошо видна третья линия меньшей интенсивности, максимум которой соответствует длине волны 0.5 мкм. Именно эта линия соответствует генерации суммарной частоты. Меньшая ее амплитуда по сравнению с амплитудами вторых гармоник обусловлена тем, что для нее интеграл

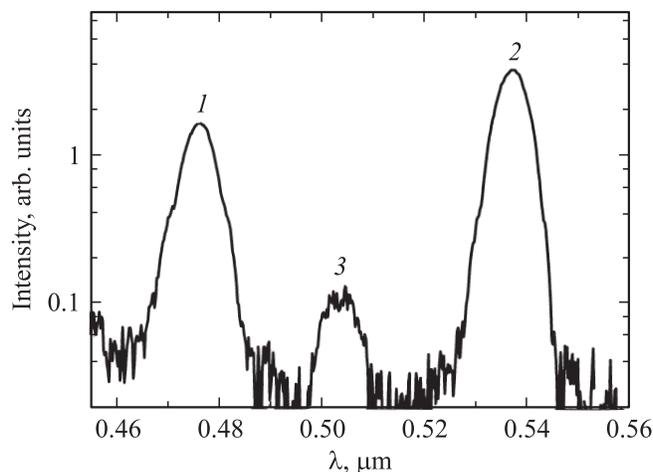


Рис. 6. Спектры, соответствующие генерации вторых гармоник (пики по краям) и суммарной частоты (средний пик).

перекрытия двух разных мод меньше, чем интеграл перекрытия каждой из мод с собой.

#### 4. Заключение

В работе получена и исследована двухчастотная генерация в непрерывном режиме при комнатной температуре в межзонном двухкаскадном лазере с туннельным переходом, разделяющим две активные области квантовых ям, сосредоточенные в одном и том же волноводе. Предложенная оригинальная конструкция лазера снижает конкуренцию при генерации длинноволновой и коротковолновой мод и обеспечивает одновременную генерацию двух частот разного модового порядка в непрерывном режиме. Наблюдение генерации суммарной частоты дает экспериментальное доказательство взаимодействия мод.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 10-02-00371, № 09-02-97025 р\_поволжье\_а, № 09-02-90479-Укр\_ф\_а, № 10-02-00501), программ РАН „Современные проблемы радиофизики“ и „Физические и технологические исследования полупроводниковых лазеров, направленные на достижение предельных параметров“, а также ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ (г.к. П2289).

#### Список литературы

- [1] В.Я. Алешкин, А.А. Афоненко, Н.Б. Звонков. ФТП, **35**, 1256 (2001).
- [2] В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов. Квант. электрон., **39**, 727 (2009).
- [3] C. Flytzanis. Phys. Rev. B, **6**, 1264 (1972).
- [4] B.N. Zvonkov, A.A. Biryukov, A.V. Ershov, S.M. Nekorkin, V.Ya. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, A.A. Dubinov, K.V. Maremyanin, S.V. Morozov, A.A. Belyanin, V.V. Kocharovsky, V.I.V. Kocharovsky. Appl. Phys. Lett., **92**, 021 122 (2008).
- [5] Б.Н. Звонков, А.А. Бирюков, С.М. Некоркин, В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, А.А. Дубинов, К.В. Маремьянин, С.В. Морозов. ФТП, **43**, 220 (2009).
- [6] В.Я. Алешкин, А.А. Бирюков, А.А. Дубинов, Б.Н. Звонков, С.М. Некоркин. ЖТФ, **79** (11), 150 (2009).
- [7] S.M. Nekorkin, A.A. Biryukov, P.B. Demina, N.N. Semenov, B.N. Zvonkov, V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov, V.I. Gavrilenko, K.V. Maremyanin, S.V. Morozov, A.A. Belyanin, V.V. Kocharovsky, V.I.V. Kocharovsky. Appl. Phys. Lett., **90**, 171 106 (2007).
- [8] А.А. Бирюков, Б.Н. Звонков, С.М. Некоркин, П.Б. Демина, Н.Н. Семенов, В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, А.А. Дубинов, К.В. Маремьянин, С.В. Морозов, А.А. Белянин, В.В. Кочаровский, Вл.В. Кочаровский. ФТП, **41**, 1226 (2007).
- [9] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 1.
- [10] И.А. Авруцкий, Л.М. Батюкова, Е.М. Дианов, Б.Н. Звонков, Н.Б. Звонков, Г.А. Максимов, И.Г. Малкина, Л.В. Медведева, Т.Н. Янькова. Квант. электрон., **21**, 921 (1994).

Редактор Т.А. Полянская

#### Simultaneous generation TE<sub>1</sub> and TE<sub>2</sub> modes with different wavelenghtes in semiconductor laser with tunnel junction

V.Ya. Aleshkin, T.S. Babushkina\*, A.A. Biryukov\*, A.A. Dubinov, B.N. Zvonkov\*, M.N. Kolesnikov\*, S.M. Nekorkin\*

Institute for Physics of Microstructures  
Russia Academy of Sciences,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia  
\* Physical-Technical Institute,  
Nizhny Novgorod State University,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** The double frequency generation is obtained and investigated in new type injection heterolaser: interband cascade laser with tunnel  $p-n$  junction separating two active regions with quantum wells located in common waveguide. Suggested laser constriction have provided simultaneous generation of the first order TE mode with wavelength  $1.086\ \mu\text{m}$  and the second order TE mode with wavelength  $0.96\ \mu\text{m}$  in the continuous wave lasing regime at room temperature.