

МАКСИМАЛЬНАЯ РАБОЧАЯ ТЕМПЕРАТУРА ДИОДНЫХ ЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ InAsSb/InAsSbP

© Т.Н.Данилова, О.Г.Ершов, А.Н.Именков,
М.В.Степанов, В.В.Шерстнев, Ю.П.Яковлев

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Получена 2 ноября 1995 г. Принята к печати 9 ноября 1995 г.)

Исследованы диодные лазеры на основе InAsSb/InAsSbP с длиной волны излучения $\lambda \approx 3.4$ мкм. Получена максимальная температура генерации лазера $T_{\max} = 203$ К. Наблюдалось повышение уровня возбуждения в активной области лазера при увеличении тока выше порогового. Показано, что наличие предельной рабочей температуры лазера обусловлено потерями лазерного излучения на неравновесных носителях заряда. Замечено влияние поверхностной рекомбинации на максимальную рабочую температуру лазера. Показаны возможности увеличения T_{\max} за счет уменьшения потерь на выход излучения и увеличения коэффициента оптического ограничения.

1. Полупроводниковые лазеры на основе InAsSb, изготавливаемые в настоящее время, излучают в области длин волн $\lambda = 3 \div 4$ мкм [1-3]. В этой области спектра лежат линии поглощения многих газов. Поэтому такие лазеры, кроме других применений, перспективны для решения задач охраны окружающей среды и вообще задач молекулярной спектроскопии.

Основным недостатком лазеров на основе InAsSb является низкая максимальная рабочая температура (T_{\max}), в импульсном режиме $T_{\max} = 180$ К для диодных лазеров [1] и 211.5 К для лазеров с оптической накачкой [3]. У лазеров на основе твердых растворов GaInAsSb/AlGaAsSb, излучающих на длине волны $\lambda = 3$ мкм, получена максимальная рабочая температура в импульсном режиме 255 К [4]. Лазеры на основе полупроводников $A^{II}B^{VI}$ имеют более высокие рабочие температуры. Так, у лазеров на основе PbSe/PbSrSe, излучающих на длине волны $\lambda = 4.2$ мкм, достигнута $T_{\max} = 282$ К в импульсном режиме [5]. Однако лазеры на основе $A^{II}B^{VI}$ имеют свои недостатки, связанные с низкой теплопроводностью этих полупроводников.

Объяснение низкой T_{\max} в лазерах на основе InAsSb оже-рекомбинацией [6] недостаточно, так как при этом не учтен рост уровня возбуждения с током сверх порогового тока, обуславливающий увеличение потерь за счет поглощения лазерного излучения.

Исследование нами лазеров на основе InAsSb с разной длиной резонатора [7] показало, что увеличение потерь приводит к снижению рабочих температур. Причем наблюдалось резкое увеличение крутизны зависимости порогового тока I_{th} от температуры вблизи T_{max} , которое мы объясняли более резким увеличением внутренних потерь с температурой и током, чем усиления. Следствием этого может быть низкая дифференциальная квантовая эффективность лазеров на основе InAsSb , $14 \div 17\%$ на обе стороны [1,8], уже при 80 К.

Цель настоящей работы — исследование температурной зависимости характеристик диодных лазеров на основе $\text{InAsSb}/\text{InAsSbP}$, определение их максимальной рабочей температуры, выявление основных факторов, ограничивающих максимальную температуру работы лазеров.

2. Лазерные структуры изготавливались методом жидкофазной эпитаксии на подложке InAs , ориентированной в плоскости (100), и представляли собой двойные гетероструктуры (ДГС) $\text{InAsSbP}/\text{InAsSb}/\text{InAsSbP}$ и структуры с раздельным оптическим и электрическим ограничениями (пятислойные), у которых между ограничительными слоями InAsSbP имелись слои $\text{InAs}/\text{InAsSb}/\text{InAs}$. $\text{InAsSb}/\text{InAsSbP}$ — гетеропереходы I типа с разрывами в зоне проводимости $\Delta E_c \cong 140$ мэВ и в валентной зоне $\Delta E_v \cong 30$ мэВ. $\text{InAsSb}/\text{InAs}$ — слабо выраженные гетеропереходы II типа с меньшей величиной разрыва в зоне проводимости, $\Delta E_c = 15$ мэВ, чем в валентной зоне, $\Delta E_v = 50$ мэВ. Значения энергий разрывов зон приведены при температуре 77 К. Активная область структур InAsSb имела ширину запрещенной зоны $E_g = 0.32 \div 0.41$ эВ при 77 К, широкозонные ограничительные слои InAsSbP содержали $25 \div 30\%$ фосфора, и их состав соответствовал $E_g = 0.55 \div 0.60$ эВ при 77 К. Толщина активной области составляла $0.6 \div 0.8$ мкм, эмиттерных слоев в пятислойных структурах — ~ 0.8 мкм, ограничительных слоев $2 \div 4$ мкм. Расчетная разность показателей преломления активной области и ограничительных областей равна $\Delta n = 0.04 \div 0.09$. Конструкция лазеров — мезаполосковая с шириной полоска $b = 15 \div 55$ мкм и длиной резонатора $L = 200 \div 500$ мкм.

Лазеры исследовались в импульсном режиме с длительностью импульсов 100 нс и частотой следования 10^5 Гц.

3. Рассмотрим экспериментальные результаты.

Спектры излучения одного из исследованных ДГС-лазеров (V1126-80) с длиной резонатора $L = 300$ мкм и шириной полоска $b = 45$ мкм при трех температурах приведены на рис. 1. При температуре 93 К спектр имеет одномодовый характер при токе $I \sim 1.2I_{\text{th}}$, где I_{th} — пороговый ток генерации. Преимущество одной моды в некотором интервале токов сохраняется до температуры ~ 170 К. При более высоких температурах преимущество одной моды уменьшается и когерентное излучение переходит в стимулированное.

Температурная зависимость преимущественной моды лазерного излучения (рис. 2) при общем возрастании длины волны с температурой в области $85 \div 170$ К имеет некоторые интервалы температур, в которых длина волны уменьшается с увеличением температуры.

При малых токах, соответствующих режиму спонтанного излучения, зависимость интенсивности излучения от тока того же лазера

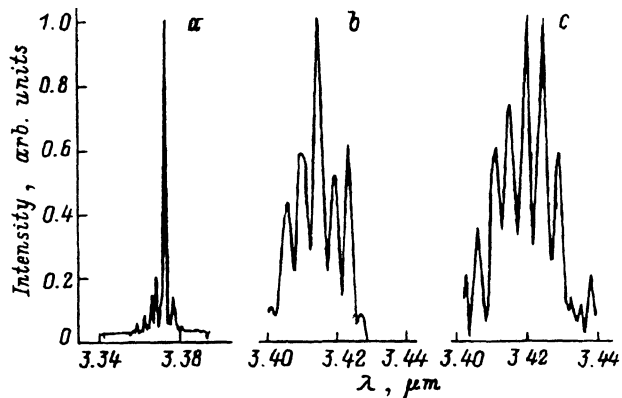


Рис. 1. Спектры излучения лазера V1126-80, ДГС InAsSb/InAsSbP при температурах T , К: а — 93, б — 170, с — 173.

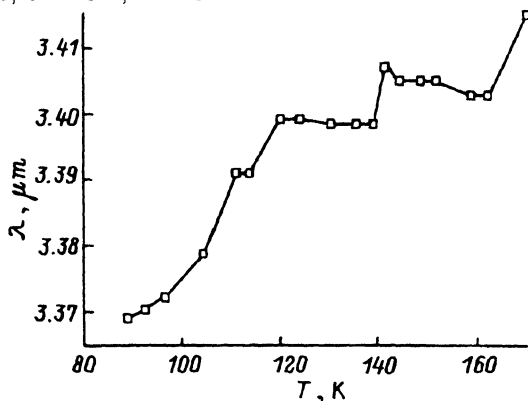


Рис. 2. Температурная зависимость длины волны преимущественной моды излучения лазера V1126-80, ДГС InAsSb/InAsSbP.

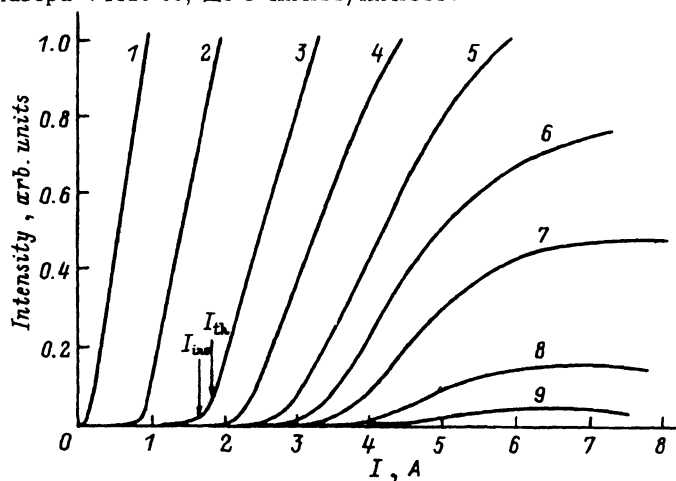


Рис. 3. Зависимость интенсивности излучения от тока лазера V1126-80, ДГС InAsSb/InAsSbP при температурах T , К: 1 — 83, 2 — 140, 3 — 153, 4 — 162.5, 5 — 167.5, 6 — 170, 7 — 173, 8 — 177, 9 — 180. I_{inv} — пороговый ток инверсии, I_{th} — пороговый ток генерации когерентного излучения.

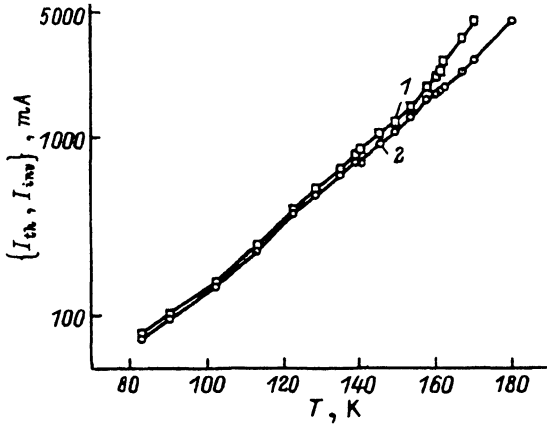


Рис. 4. Зависимость порогового тока генерации когерентного излучения I_{th} (1) и порогового тока инверсии I_{inv} (2) от температуры лазера V1126-80, ДГС InAsSb/InAsSbP. $T_0 = 25$ K.

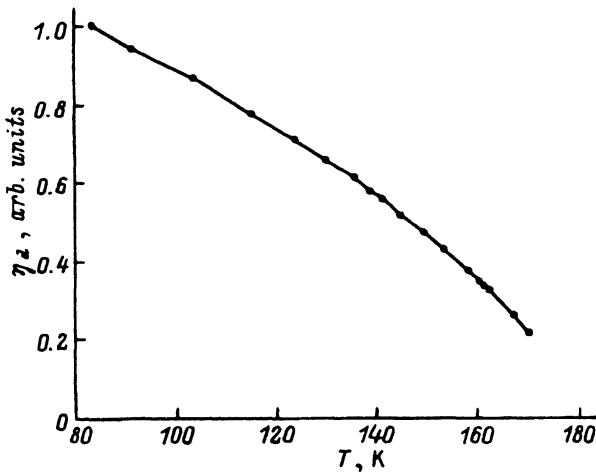


Рис. 5. Зависимость дифференциальной квантовой эффективности η_d от температуры лазера V1126-80, ДГС InAsSb/InAsSbP.

(рис. 3) имеет относительно малый наклон. После достижения порогового тока инверсии I_{inv} этот наклон плавно увеличивается, и зависимость становится прямолинейной после достижения порога лазерной генерации I_{th} . При низких температурах прямолинейность сохраняется до токов, в 3 раза превышающих пороговый; при более высоких температурах (вплоть до температуры ~ 160 K — до токов в 1.3 раза выше порогового. При дальнейшем повышении температуры прямолинейный участок переходит в сублинейный. При температурах выше 170 K прямолинейный участок отсутствует, преимущество одной моды почти исчезает.

Температурные зависимости I_{th} и I_{inv} , определенные из характеристик интенсивность излучения — ток при разных температурах (рис. 3), представлены на рис. 4.

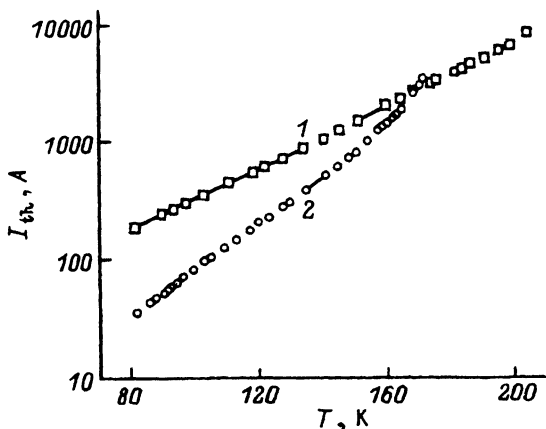


Рис. 6. Зависимость порогового тока когерентного излучения от температуры пятислойных лазеров V1133 с разной шириной полоска b , мкм: 1 — 55 ($T_0 = 35$ K); 2 — 15 ($T_0 = 23$ K).

Таким образом, для исследованного лазера максимальная рабочая температура, определяемая по наличию генерации, составляет $T_{\max} = 170$ K. При этом генерация происходит фактически при одном предельном значении тока $I_{th\lim} = 4.3$ A. Инверсия заселенности наблюдается до температуры 180 K. В интервале от 80 до 150 K характеристическая температура $T_0 = 25$ K, отношение $I_{th}/I_{inv} \approx 1.07$. Затем, с увеличением температуры, I_{th} возрастает быстрее чем I_{inv} .

Дифференциальная квантовая эффективность (рис. 5) того же лазера, как и других исследованных лазеров, уменьшается с температурой без перегибов. При 77 K дифференциальная квантовая эффективность составляет величину $20 \pm 5\%$.

Нами была исследована зависимость T_{\max} от ширины полоска. Для этого определялась температурная зависимость I_{th} двух лазеров, с шириной полоска 15 и 55 мкм ($L \approx 300$ мкм), изготовленных из одной и той же пластины. Лазерные структуры представляют собой пятислойные структуры с двумя гетеропереходами InAsSb/InAs в волноводном канале (V1133).

Как видно из рис. 6, лазер с большей шириной полоска (кривая 1) имеет $T_{\max} = 203$ K, $T_0 = 35$ K, $I_{th\lim} = 7.5$ A, что соответствует плотности тока 90 кА/см², лазер с меньшей шириной полоска (кривая 2) имеет $T_{\max} = 170$ K, $T_0 = 23$ K, $I_{th\lim} = 3$ A, что соответствует плотности тока 67 кА/см².

4. Обсудим полученные результаты.

То, что в спектре когерентного излучения (рис. 1) с повышением температуры преимущественно одной моды уменьшается, а при самых высоких температурах (> 170 K) совсем исчезает, хотя моды остаются заметными, показывает, что режим усиления сохраняется до более высоких температур, чем режим генерации.

Отсутствие зависимости отношения пороговых тока генерации I_{th} и тока инверсии заселенности I_{inv} (рис. 3) от температуры (рис. 4) можно объяснить преобладанием температурно-независимых потерь излучения, связанных с его выходом из активной области. Увеличение этого отношения при высоких температурах объясняется появлением новых

потерь. Эти новые потери увеличиваются с ростом температуры и тока и делают зависимость интенсивности излучения от тока сублинейной (рис. 3).

Низкую квантовую эффективность (рис. 5) при отсутствии зависимости I_{th}/I_{inv} от температуры можно объяснить тем, что имеются не только оптические потери, но и рекомбинационные, обусловленные повышением уровня возбуждения полупроводника при увеличении тока выше порогового. Существование такого повышения уровня возбуждения подтверждается уменьшением длины волны преимущественной спектральной моды лазерного излучения при повышении температуры (рис. 2, интервалы температур $120 \div 140$ К и $140 \div 160$ К). Зависимость положения моды от температуры включает в себя еще и зависимость от тока, так как ток увеличивается с ростом температуры. Поэтому с температурой усиливается зависимость уровня возбуждения от тока (выше порогового), что приводит к уменьшению коэффициента преломления и длины волны, а также к уменьшению дифференциальной квантовой эффективности лазера.

Увеличение потерь излучения с током за порогом инверсии при некоторой температуре может оказаться больше увеличения усиления. Генерация при этой температуре окажется невозможной.

Проследим это на упрощенной модели, в которой плотность состояний не зависит от энергии. По многим данным эта модель реализуется в ряде исследуемых лазеров [9], в которых на гетерогранице активной области и ограничивающих слоев возникают самосогласованные потенциальные квантовые ямы.

Усиление здесь максимально на дне разрешенных состояний,

$$g_0 \simeq g_m \frac{e^{F/kT} - 1}{e^{F/kT} + 1 + e^{F_i/kT}}, \quad (1)$$

где g_m — максимально возможное усиление при $F \rightarrow \infty$, F — превышение внешнего потенциала над необходимым для инверсии заселенности, F_i — глубина расположения квазиуровня Ферми в разрешенной зоне более легких носителей (электронов) на пороге инверсии, которая определяется по формуле

$$\frac{F_i}{kT} E^{F_i/kT} = \frac{m_p}{m_n}, \quad (2)$$

m_p и m_n — эффективные массы дырок и электронов соответственно.

Генерация возникает при таком $F = F_g$, при котором $g_0 \Gamma = \alpha_\Sigma$, где Γ — коэффициент связи лазерного излучения с усиливающей средой, α_Σ — сумма всех потерь излучения,

$$e^{F_g/kT} \simeq \frac{(\alpha_\Sigma/g_m \Gamma) (e^{F_i/kT} + 1) + 1}{1 - (\alpha_\Sigma/g_m \Gamma)}. \quad (3)$$

При низких температурах, когда преобладает излучательная рекомбинация, удобно определить F_g из отношения экспериментально измеренных пороговых тока инверсии I_{inv} и тока генерации I_{th} . Вычисления показывают, что

$$\frac{F_g}{F_i} \simeq \frac{I_{th}}{I_{inv}} - 1. \quad (4)$$

Из (4) и (3) найдем $g_m \Gamma$:

$$g_m \Gamma \simeq \alpha_{\Sigma} \frac{e^{F_i/kT} + 1}{(F_i/kT)[I_{th}/I_{inv} - 1]}. \quad (5)$$

Если использовать формулу (5) и наши экспериментальные данные ($I_{th}/I_{inv} = 1.07$, $\alpha_{\Sigma} = \alpha_L = (1/L) \ln(1/R) \simeq 40 \text{ см}^{-1}$, $L = 0.03 \text{ см}$, $R = 0.3$, $F_c = 2kT$), то получим $g_m \Gamma = 250 \text{ см}^{-1}$.

В указанных полупроводниках основной вклад в поглощение излучения дают переходы тяжелая дырка-легкая дырка. Эти потери можно выразить формулой

$$\alpha_p = \alpha_0 \exp \left\{ - \left(\frac{m_l}{m_h} h\nu + F_p \right) / kT \right\} \exp \{ F / (kT + F_i) \}, \quad (6)$$

где α_0 — коэффициент, m_l и m_h — эффективные массы легких и тяжелых дырок соответственно, F_p — глубина залегания состояний дырок в квантовой яме, $h\nu$ — энергия фотона.

Учитывая потери на рассеяние (α_d), запишем

$$\alpha_{\Sigma} = \alpha_p + \alpha_L + \alpha_d. \quad (7)$$

Отношение $g_0 \Gamma / \alpha_{\Sigma}$ с ростом F сначала увеличивается, достигает максимума при $\alpha_{\Sigma} \approx 0.7 g_m \Gamma$, а далее уменьшается. Температура, при которой α_{Σ} достигает $0.7 g_m \Gamma$, и есть максимальная температура генерации (T_{max}). При этой температуре из (3) получаем $F \simeq F_i + kT$. Теперь из (6) и (7) найдем

$$kT_{max} \simeq \left\{ \frac{m_l}{m_h} h\nu + F_p \right\} / \left\{ 1 + \frac{(\alpha_L + \alpha_d)}{0.7 g_m \Gamma} + \ln \frac{\alpha_0}{0.7 g_m \Gamma} \right\}. \quad (8)$$

Если использовать $m_l/m_h \simeq 0.1$, $h\nu = 0.36 \text{ эВ}$, $F_p = 0.003 \text{ эВ}$, $g_m \Gamma = 250 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_L + \alpha_d = 40 \text{ см}^{-1}$ и $\alpha_0 \simeq 700 \text{ см}^{-1}$, то находим $T_{max} = 173 \text{ К}$, что близко к полученному экспериментально в данном лазере.

Из формулы (8) следует, что максимальную температуру генерации можно увеличить, если уменьшить α_0 , α_L , α_d и увеличить Γ . Например, α_L можно уменьшить путем нанесения отражающих покрытий на зеркала резонатора, а Γ можно увеличить, повысив содержание фосфора в ограничительных слоях или сделав несколько квантово-размерных потенциальных ям. Только за счет уменьшения α_L можно увеличить T_{max} до 190 К, а если еще увеличить $g_m \Gamma$ в 2 раза — можно получить $T_{max} = 265 \text{ К}$.

В лазере имеются дополнительные потери, обусловленные поверхностной рекомбинацией на боковой стороне полоска, которые также снижают T_{max} . Это подтверждает сравнение температурной зависимости I_{th} лазеров с разной шириной полоска, изготовленных из одной пластины (рис. 6). Поверхностная рекомбинация в слоях твердых растворов на основе InAs возникает вследствие образования на поверхности материала n -типа проводимости инверсионного слоя p -типа, и ее влияние проявилось при исследовании нами структуры пространственных

мод в аналогичных лазерах на основе InAsSb [10]. Оценки показывают, что только поверхностная рекомбинация не может ограничить температуру, в отличие от поглощения на свободных носителях заряда. При существовании сверхпороговых носителей тока утечки, образующиеся в результате этой рекомбинации, приводят к уменьшению дифференциальной квантовой эффективности и снижению рабочей температуры. В лазерах с широким полоском эти токи составляют меньшую часть общего тока, чем с узким, и меньше влияют на снижение рабочей температуры. Из того факта, что T_0 в узких лазерах меньше, чем в широких, следует, что роль поверхностной рекомбинации увеличивается с ростом температуры. Поверхностную рекомбинацию можно уменьшить путем создания зарашенных структур, которые обеспечат двухстороннее оптическое и электрическое ограничение.

Таким образом, в результате исследования температурной зависимости характеристик диодных лазеров на основе InAsSb/InAsSbP установлено наличие максимальной рабочей температуры лазера (T_{max}), выше которой генерация преимущественной моды отсутствует. При максимальной рабочей температуре генерация существует только при одной величине тока, которую можно назвать предельной (I_{thlim}). Модель, учитывающая поглощение лазерного излучения неравновесными носителями заряда, позволяет объяснить наличие максимальной рабочей температуры и предельного тока. Кроме того, из приведенных экспериментальных результатов следует, что заметную роль в увеличении потерь, снижающих дифференциальную квантовую эффективность и T_{max} , играют повышение уровня возбуждения с ростом тока выше порогового и поверхностная рекомбинация на боковой стороне полоска лазера.

Работа частично поддержана Европейским отделением аэрокосмических исследований и разработок США (US EOARD), контракт F6170894C0011.

Список литературы

- [1] A.N. Baranov, A.N. Imekov, V.V. Sherstnev, Yu.P. Yakovlev. Appl. Phys. Lett., **64**, 2480 (1994).
- [2] H.K. Choi, G.W. Turner, Z.L. Liau. Appl. Phys. Lett., **65**, 2251 (1994).
- [3] H.Q. Le, G.W. Turner, J.R. Ochoa, A. Sanchez. Electron. Lett., **30**, 1944 (1994).
- [4] H.K. Choi, S.J. Eglash, G.W. Turner. Appl. Phys. Lett., **64**, 2474 (1994).
- [5] Z. Shic, M. Tacke, A. Zambrecht, H. Bötter. Appl. Phys. Lett., **66**, 2537 (1995).
- [6] М.Ш. Айдаралиев, Г.Г. Зегря, Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, Н.Н. Стусь, Г.Н. Талалакин. ФТП, **26**, 246 (1992).
- [7] А.Н. Баранов, Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **18**, 6 (1992).
- [8] М.Ш. Айдаралиев, Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, Н.Н. Стусь, Г.Н. Талалакин. ФТП, **27**, 21 (1993).
- [9] Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, Г.Г. Зегря, А.Н. Именков, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев, ФТП, **29**, 68 (1995).
- [10] А.Н. Баранов, Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **19**, 30 (1993).

Редактор Л.В. Шаронова

The maximum operation temperature of diode lasers based on InAsSb/InAsSbP.

T.N. Danilova, O.G. Ershov, A.N. Imenkov, V.V. Sherstnev, M.V. Stepanov, Yu.P. Yakovlev

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russia.

The diode lasers based on InAsSb/InAsSbP with emission wavelength $\lambda \sim 3.4 \mu\text{m}$ have been studied. The highest temperature of laser emission generation achieved was $T_{\text{max}} = 203 \text{ K}$. An increase in the excitation level of the active layer provided the current exceeds threshold has been observed. The operation temperature limit has been found to be defined by the emission absorption by the nonequilibrium carriers. The effect of surface recombination on the maximum operation temperature of laser diode was also noted. It has been shown that T_{max} can be increased by output emission loss decrease and the optical confinement factor rising.

Fax.: (812) 247 1017

E-mail: yak@les.pti.spb.su
