

НЧ шум в $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs/InGaP$ лазерах на квантовых ямах

**Н.В.Байдусь, А.В.Беляков, А.В.Моряшин, С.М.Некоркин, М.Ю.Перов¹,
Л.К.Дж.Фандамме^{*2}, А.В.Якимов**

*Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского
проспект Гагарина 23, Нижний Новгород 603950, Россия*

**Eindhoven University of Technology, 5600MB Eindhoven, The Netherlands*

Представлены результаты исследования лазеров на $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ квантовых ямах: вольтамперные и ваттамперные характеристики, спектры электрических и оптических шумов и их зависимости от тока через образец. Обнаружено, что вольтамперная характеристика состоит из двух компонент, обусловленных рекомбинацией носителей заряда в квантовой яме и объемными токами утечки. При анализе НЧ шумов применена эмпирическая формула Хоухе для $1/f$ шума и подход Клайнпеннинна к описанию спектра $1/f$ шума в $p-n$ диоде. Показано, что соотношение Клайнпеннинна не описывает поведение шумов большинства лазеров. На малых токах в спектрах флуктуаций напряжения/тока обнаружены шумы утечки. На больших токах преобладает шум объемного сопротивления лазеров. На основе анализа спектров электрических и оптических шумов, а также их параметра формы выявлена нестабильная работа лазеров на больших токах, в области генерации индуцированного излучения.

1. Введение

В настоящее время полупроводниковые наноразмерные светоизлучающие приборы являются одной из развивающихся областей нанoeлектроники. Многообещающими приборами данного направления являются диоды и лазеры на самоорганизованных квантовых точках (КТ). Предполагается, что такие диоды должны функционировать при более высоких температурах с меньшей температурной чувствительностью [1] и обладать высокой радиационной стойкостью [2]. Создание и развитие данного типа структур основывается на исследовании свойств диодов, основанных на квантовых ямах (КЯ).

В рамках совместного эксперимента ННГУ – Эйндховенский Технологический университет (Нидерланды) в конце 2002 года выполнены измерения и исследования НЧ шумов $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs/InGaP$ лазеров на квантовых ямах [3–4], изготовленных в Нижегородском физико-техническом институте (НИФТИ) при ННГУ. Измерены макропараметры полупроводниковых приборов (вольтамперная и ваттамперная характеристики, ток насыщения, последовательное сопротивление, пороговый ток генерации лазерного излучения), спектры шумов и их токовые зависимости.

Схема установки приведена на рис.1. Одновременно измерялись шумы напряжения и фототока детектора на оптическом выходе лазеров. НЧ шумы усиливались, оцифровывались и записывались на жесткий диск компьютера реализациями по 1

¹ Тел.: +7-8312-656153; Fax: +7-8312-656416; E-mail: perov@rf.unn.ru

² Тел.: +31.40.247 3242; Fax: +31.40.243 0712; E-mail: L.K.J.Vandamme@ele.tue.nl

млн. отсчетов для каждого канала. Данные обрабатывались при помощи много-функционального анализатора, выполненного в программной среде LabVIEW [5].

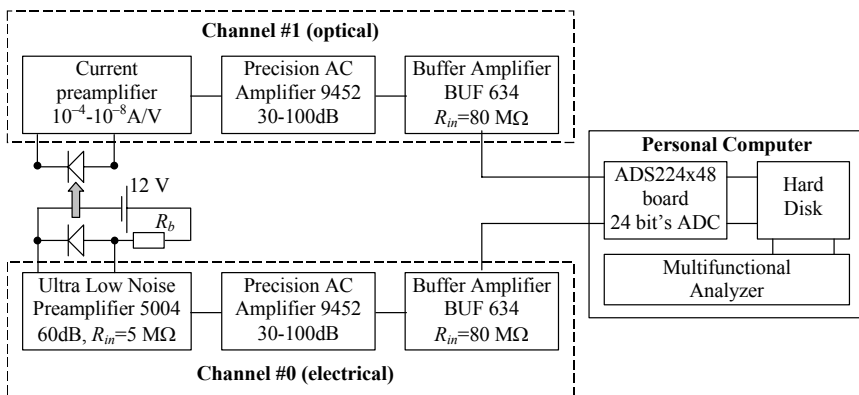


Рис.1

Структура лазеров изображена на рис.2. Она имеет следующий состав.

- Подложка n^+ -GaAs (1.0.0) (толщина $d=160$ мкм).
- Буферный слой n^+ -GaAs (концентрация основных носителей $n=10^{18}$ см $^{-3}$, подвижность $\mu=2000$ см 2 /В·с, $d=700$ нм).
- Два широкозонных ограничивающих слоя $InGaP$ ($n=p=10^{18}$ см $^{-3}$, $\mu_n=700$ см 2 /В·с, $\mu_p=35$ см 2 /В·с, $d=500$ – 550 нм).
- Волноводный слой $GaAs$ ($d=750$ – 800 нм), содержащий две квантовые ямы $In_xGa_{1-x}As$ вблизи середины области ($x=0,2$; $d=9$ нм).
- Контактный слой p^+ -GaAs ($p=10^{19}$ см $^{-3}$, $\mu=100$ см 2 /В·с, $d=500$ – 550 нм).

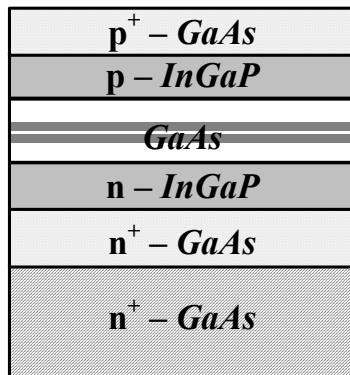


Рис.2

2. 1/f шум и вольтамперная характеристика полупроводникового диода

Для анализа свойств НЧ шума полупроводниковых лазеров использована эмпирическая формула Хоухе для 1/f шума [6]:

$$\frac{S_I(f)}{I^2} = \frac{S_V(f)}{V^2} = \frac{\alpha}{N} \cdot \frac{1}{f}. \quad (1)$$

Здесь $S_{I,V}$ – спектры флуктуаций тока/напряжения, α – параметр Хоухе, отображающий уровень фликкерного шума образца в пересчете на один носитель тока, N – количество носителей тока в образце.

Число N неосновных носителей заряда q , их время релаксации τ и ток через образец связаны соотношением:

$$N \approx \frac{(I + I_S) \cdot \tau}{q}, \quad (2)$$

где I_S – ток насыщения диода. Учитывая пропорциональность между числом основных носителей и током (2), выражение для спектра флуктуаций тока в p - n переходе лазера можно представить в виде, предложенным Клайнпеннинном для полупроводникового диода [6–7]:

$$S_I(f) \approx \frac{\alpha q I^2}{\tau f (I + I_S)} \approx \frac{\alpha q}{\tau f} \cdot I, \quad I > I_S, \quad (3)$$

Таким образом, спектр токовых флуктуаций на определенной частоте f пропорционален току в образце.

Спектры флуктуаций напряжения и тока связаны дифференциальным сопротивлением диода:

$$S_V(f) = \left(\frac{dV}{dI} \right)^2 \cdot S_I(f) = r_d^2 \cdot S_I(f). \quad (4)$$

Вольтамперная характеристика $I(V)$ и дифференциальное сопротивление r_d полупроводникового диода представлены, соответственно, выражениями (5) и (6):

$$I = I_S \left(\exp \left(\frac{V - IR_S}{\eta V_T} \right) - 1 \right), \quad (5)$$

$$r_d = \frac{\eta \cdot V_T}{I + I_S} + R_S \approx \frac{\eta \cdot V_T}{I}, \quad I > I_S. \quad (6)$$

Здесь η – коэффициент идеальности ($\eta=1$ для простого p - n перехода), $V_T=k_B T/q$ – тепловой потенциал, k_B – постоянная Больцмана, q – заряд электрона, I_S – ток насыщения диода, R_S – последовательное сопротивление образца.

Следовательно, в рамках модели Клайнпеннинна, спектр флуктуаций напряжения диода обратно пропорционален току в первой степени:

$$S_V(I) \approx \frac{\alpha q (n \cdot V_T)^2}{\tau f_0} \cdot \frac{1}{I}, \quad I > I_S. \quad (7)$$

3. Экспериментальные данные

Вольтамперная и ваттамперная характеристики

Обнаружено, что вольтамперная характеристика полупроводниковых лазеров на квантовых ямах состоит из двух компонент. Компонента ВАХ в области больших токов (коэффициент идеальности $\eta \approx 2$) обусловлена рекомбинацией носителей заряда в квантовой яме. Время релаксации носителей составляет $\tau = 10^{-9}$ с. Загиб в области малых токов, а также большой коэффициент идеальности в области малых токов ($\eta \approx 10 \div 20$) обусловлены токами утечки. Сопротивление утечки R_L сильно флуктуирует и для некоторых образцов достигает десятков Ом. На больших токах, $70 \div 500$ мА, при напряжении в пределах $1,3 \div 1,5$ В наблюдался переход экспоненциальной ВАХ в линейную, что обусловлено исчезновением потенциального барьера в р-п переходе. При этом проявлялось объемное сопротивление образцов, которое лежит в диапазоне $R_S = 0,1 \div 0,4$ Ом. Пороговый ток лазерной генерации I_r лежит в диапазоне $80 \div 410$ мА. Длина волны лазерного излучения составляет 987 нм.

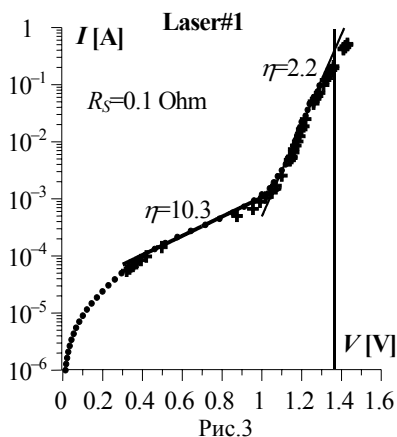


Рис.3

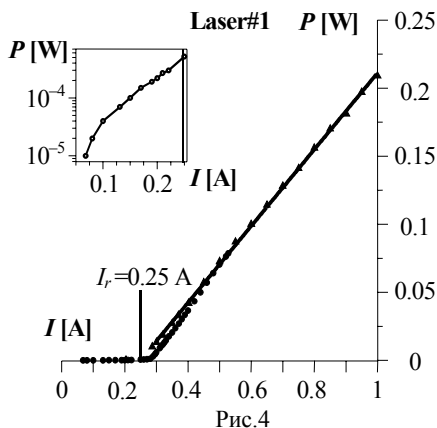


Рис.4

На рис.3 приведена типичная вольтамперная характеристика одного из исследованных полупроводниковых лазеров на квантовых ямах (лазер №1). Она состоит из двух компонент. В области больших токов коэффициент идеальности близок к двум, $\eta \approx 2$; в области малых токов преобладает утечка, приводящая к дополнительной компоненте ВАХ ($\eta \approx 10$).

Ваттамперная характеристика лазеров измерялась при помощи широкополосного угольного детектора. На рис.4 представлена характеристика лазера №1, на которой отражены два режима работы прибора: светодиодный и лазерный. Пороговый ток лазерного излучения составляет $I_r = 250$ мА, который здесь и далее на графиках отмечен сплошной вертикальной линией. Светодиодный режим более подробно в полулогарифмическом масштабе изображен на малом графике-врезке. В

эксперименте не использована собирающая линза, поэтому данные для мощности излучения лазеров имеют заниженные значения. В действительности, мощность излучения лазеров при токе $I=1$ А принимает значения в диапазоне $P=0,65\div0,7$ Вт.

Образцы имеют значительные флуктуации ВАХ в области малых токов, обусловленные флуктуациями токов утечки. В качестве примера, на рис.5 изображена ВАХ лазера №15. Здесь две зависимости, практически сливающиеся, измерены в один день, третья – спустя два дня (рис.5а). На рис.5б в линейном масштабе приведены те же ВАХ в области малых токов. Сопротивление утечки в первый день принимает значения 11 и 13 Ом, через два дня – 30 Ом.

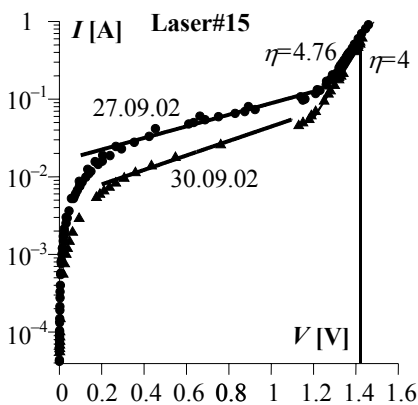


Рис.5а

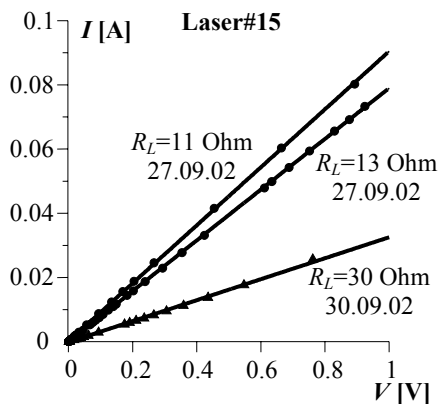


Рис.5б

Спектры $1/f$ шумового напряжения в зависимости от тока

Исследованы спектры флуктуаций напряжения в зависимости от тока лазеров в диапазоне от 50 мкА до 500 мА. С ростом тока спектр флуктуаций напряжения убывал. НЧ шум лазеров имеет вид $1/f^\gamma$, где $\gamma \approx 1$ – параметр формы спектра.

Спектры флуктуаций напряжения в зависимости от тока приведены для лазера №1 на рис.6а. С ростом тока спектр убывал, (ток изменялся в диапазоне 55 мкА–520 мА). На больших токах появлялось плато, обусловленное собственными шумами усилительной системы, γ – параметр формы спектра изменялся от 0,6 до 1,1 (для средних токов – около 1, рис.6б). Уровень собственных шумов измерительной установки показан кривой “Noise floor”. В режиме индуцированного излучения лазера в спектре шумового напряжения появилось плато, на порядок превышающее уровень собственных шумов установки.

Токовая зависимость спектров флуктуаций напряжения лазера №1 на частоте анализа 10 Гц приведена на рис.7. Она состоит из двух частей. В области малых токов преобладает шум утечки. Аппроксимирующее выражение для спектра шума, приведенное на рис.7, показывает нелинейный характер утечки. Ток перегиба $I_0=7\cdot10^{-4}$ А в этом выражении соответствует точке перегиба ВАХ при переходе с

одной компоненты на другую ($\eta \approx 2$ и $\eta \approx 10$, рис.3). При токах, превышающих 2 мА, определяющими являются шумы рекомбинационных процессов в квантовой яме. Штриховой линией показана токовая зависимость спектра для выбранного уровня шума ($S_V \approx 10^{-13}$ В²/Гц) в соответствии с соотношением Клайнпеннинна (7), параметр Хоухе в этом случае равен $\alpha = 1,2 \cdot 10^{-3}$. Однако здесь экспериментальная кривая $S_V \sim I^k$ имеет наклон $k = -1.5$, больший, чем в соотношении (7), где $k = -1$. Для данного лазера параметр Хоухе является функцией тока, следовательно, модель Клайнпеннинна не описывает поведение шумов прибора.

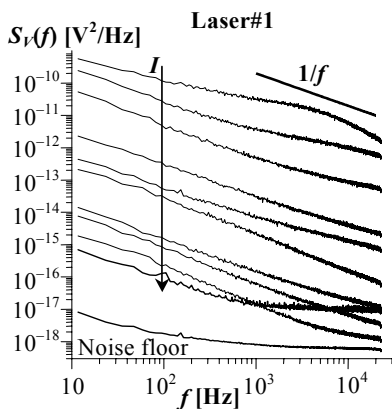


Рис.6а

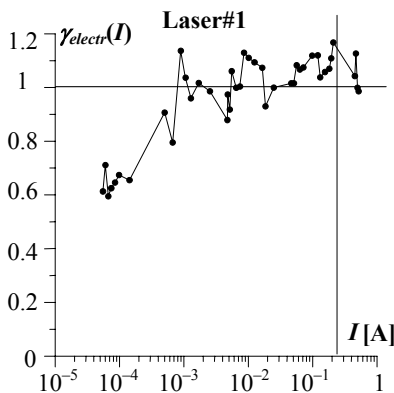


Рис.6б

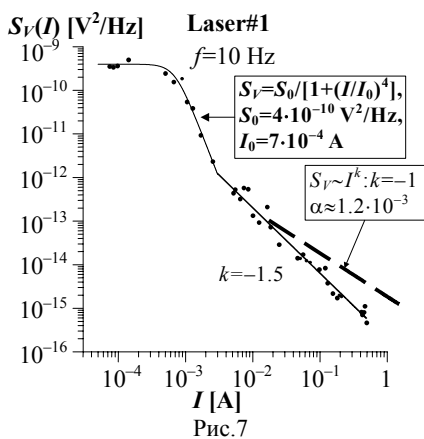


Рис.7

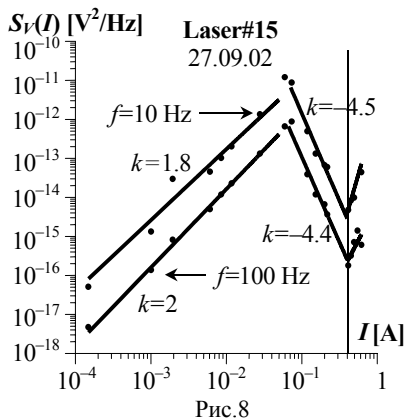


Рис.8

В некоторых лазерах обнаружены шумы, вызванные линейными утечками. Для одного из таких образцов, лазера №15, спектр флуктуаций напряжения представлен на рис.8. На малых токах, ниже 80 мА, спектр приблизительно пропорционален квадрату тока $S_V \sim I^2$. Эта зависимость описывает спектр шумов линейного резистора в соответствии с уравнением (1). Участок спектра с наклоном $k=-4.5$ соответствует светодиодному режиму, следующий участок с положительным наклоном – генерации лазерного излучения и является проявлением шумов объемного сопротивления.

Параметр формы спектра шумового напряжения лазера №15 приведен на рис.9. Отметим всплески, отражающие нестабильную работу лазера в области больших токов, соответствующих генерации индуцированного излучения. Одной из причин такой нестабильности может быть наличие дефектов в районе квантовых ям.

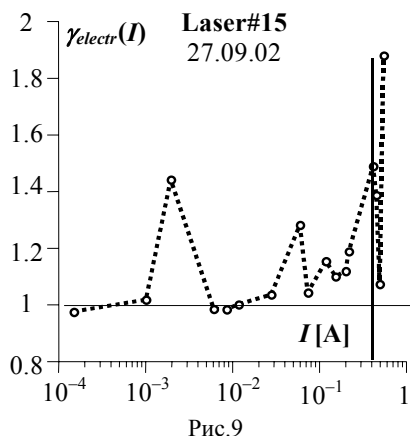


Рис.9

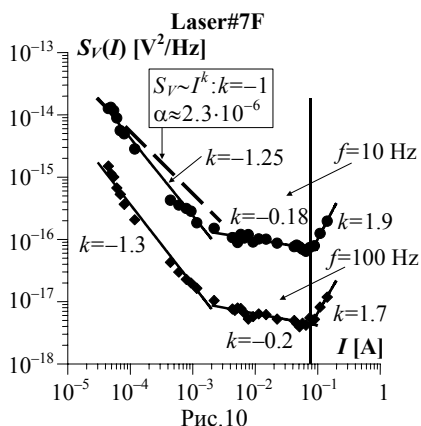


Рис.10

На рис.10 приведены спектры флуктуаций напряжения экспериментального лазера № 7F с малым пороговым током генерации ($I_r \approx 70$ мА). В области малых токов поведение спектра удовлетворительно описывается формулой для $p-n$ диода (7). Токовая зависимость спектра имеет наклон, близкий к $k=-1$, параметр Хоухе равен $2,3 \cdot 10^{-6}$, что свидетельствует о хорошем качестве прибора. Затем следует участок с малым наклоном, $k \approx -0,2$, соответствующий переходной области ВАХ. В области генерации лазерного излучения спектр шумового напряжения возрастает примерно пропорционально квадрату тока ($k \approx 1,7 \div 1,9$), что обусловлено проявлением шумов объемного сопротивления прибора.

Спектры токового и оптического $1/f$ шума в зависимости от тока

Излучение лазеров регистрировалось при помощи фотодетектора, где ток прибора пропорционален мощности входного излучения. Для измерения флуктуаций интенсивности излучения использовались кремниевый и германиевый детекторы (узкополосные, с максимумом АЧХ на 1000 нм).

На рис.11 представлены спектры флуктуаций фототока детектора на оптическом выходе лазера №1 в зависимости от тока лазера. Спектр оптического шума возрастает с ростом тока. Параметр формы спектра γ_{opt} приведен на рис.12. Здесь в светодиодном режиме излучения γ_{opt} изменялся от 0,8 до 1,1. Малый наклон спектра в области малых токов обусловлен влиянием собственных шумов фотодетектора.

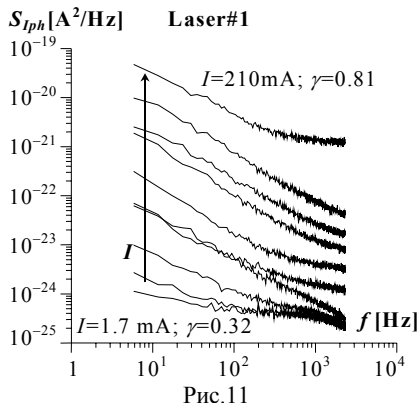


Рис.11

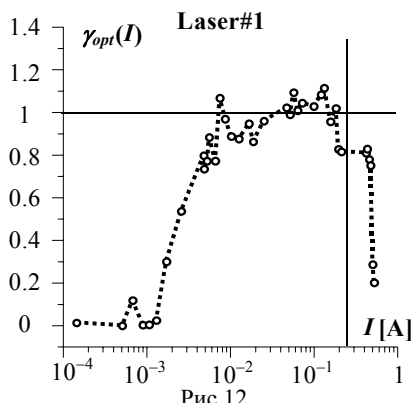


Рис.12

Резкое уменьшение наклона спектра в области лазерного излучения является следствием насыщения фотодетектора. Детекторы, использованные в измерениях, переходят в режим насыщения в области лазерного излучения ($I=200\div400$ мА), из-за чего основные данные спектров лежат в светодиодной области работы лазера.

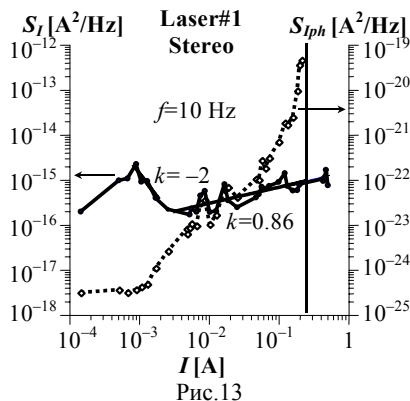


Рис.13

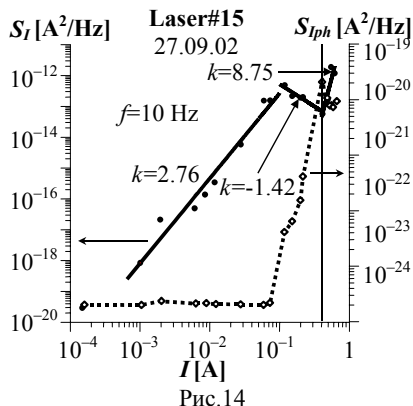
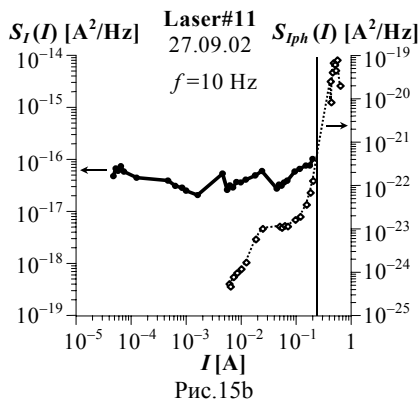
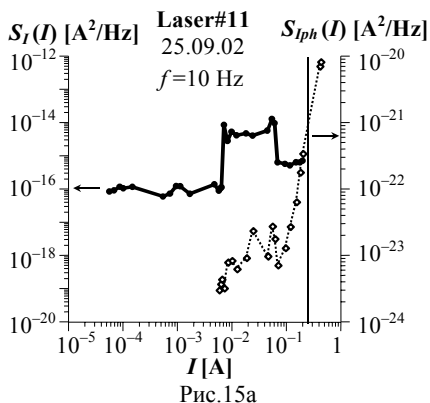


Рис.14

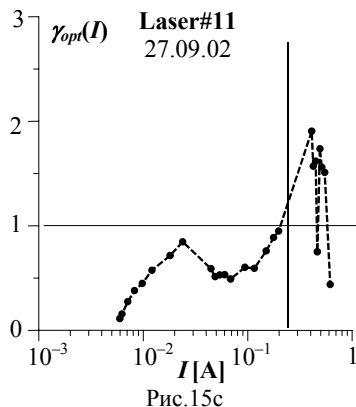
При помощи ВАХ лазеров и выражения (6) определена зависимость дифференциального сопротивления диодов от тока. С учетом (4) спектры флуктуаций напряжения пересчитаны в спектры флуктуаций тока лазеров. На рис.13 представлены

результаты стерео эксперимента – спектры флуктуаций тока лазера и фототока детектора на частоте анализа $f=10$ Гц в зависимости от тока для лазера №1. Сплошной линией показан спектр шумового тока лазера, прерывистой – спектр оптического шума лазера. Спектр оптических флуктуаций приведен только для светодиодного режима работы. Наклон спектра шумового тока лазера практически отсутствует, что отличается от соотношения (3), где спектр пропорционален току: $S_I(I) \sim I$.

На рис.14 приведены токовые зависимости спектров электрических и оптических шумов лазера №15. В области малых токов спектр шумового тока приблизительно пропорционален квадрату тока. Здесь шумы определяются флуктуациями сопротивления утки образца. Далее следует светодиодный режим и появление флуктуаций излучения. Затем в области генерации индуцированного излучения опять имеет место возрастание токовых шумов из-за проявления флуктуаций объемного сопротивления прибора.



На рис.15а представлены спектры флуктуаций тока и фототока лазера №11 с нестабильным участком тока в светодиодной области, вблизи порогового значения. Шумы были повторно измерены спустя два дня, полученные результаты для токовых зависимостей спектров шумов и параметра формы спектра оптического шума приведены, соответственно, на рис.15б и рис.15с. Здесь присутствует тот же участок, где прибор ведет себя нестабильно, появились колебания оптического спектра и параметра его формы в области индуцированного излучения. Однако выявленная нестабильность прибора не отражалась на вольтамперной характеристис-



ке. Одной из причин нестабильной работы в районе порогового тока генерации индуцированного излучения может являться наличие подвижных дефектов вблизи области квантовых ям. На приведенных графиках наблюдается корреляция между спектрами флуктуаций тока лазера и интенсивности его излучения.

4. Заключение

Вольтамперная характеристика исследованных лазеров на $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ квантовых ямах состоит из двух компонент. Основная компонента ВАХ имеет вид, характерный для $p-n$ перехода с коэффициентом идеальности $\eta \approx 2$, что обусловлено рекомбинацией носителей заряда в квантовых ямах. В области малых токов обнаружены утечки, приводящие к дополнительной компоненте ($\eta \approx 10 \div 20$). Сопротивление утечки для некоторых образцов составляет десятки Ом и сильно флуктуирует.

Соотношения Клайнпеннинга (3), (7) для $p-n$ диода не описывают спектры шумовых токов и напряжений большинства исследованных лазеров. Выражение (7) для спектра шумового напряжения применимо только для экспериментального лазера (с малым пороговым током генерации) при токе $3 \cdot 10^{-5} \div 2 \cdot 10^{-3}$ А с параметром Хоухе $\alpha \approx 2,3 \cdot 10^{-6}$, показывающим хорошее качество прибора.

Токовые зависимости спектров НЧ шума напряжения/тока имеют несколько характерных участков.

При работе лазеров на малых токах обнаружены дополнительные шумы, обусловленные флуктуациями утечки. Для некоторых образцов утечка имеет линейный характер, и спектр шума напряжения имеет квадратичную зависимость от тока, $S_V \sim I^2$, которая описывается выражением (1). В других случаях утечка имеет нелинейный характер, и спектры шумов имеют более сложный вид.

При токах больше 200 мА, в режиме генерации индуцированного излучения, наблюдается возрастание шума с ростом тока, обусловленное флуктуациями объемного сопротивления образца.

Между спектрами флуктуаций тока и фототока лазеров обнаружена корреляция. Для некоторых лазеров отмечены участки тока вблизи порогового значения, а также в области индуцированного излучения, где эти спектры и параметры их формы имеют значительные колебания. Обнаруженная нестабильность работы приборов не проявляется в вольтамперных характеристиках.

Использованный метод шумового анализа позволил выявить наиболее качественные и надежные приборы, а также их общие слабые места, такие как токи утечки, наличие дефектов вблизи области квантовых ям, которые обусловлены недочетами технологии изготовления прибора.

Благодарности

Данное исследование и изготовление образцов было частично поддержано программой НАТО "Наука для Мира", проект SfP-973799 между Нижегородским государственным университетом и Техническим университетом Эйндховена (Нидерланды), как партнерами. Работа также поддержана грантами РФФИ 00-15-96620, 01-02-16666 и "Ведущие научные школы" № НШ-1729.2003.2.

Литература

- [1] L.V.Asryan, and S.Luryi. "Temperature-insensitive quantum dot laser" //International Semiconductor Device Research Symposium. 2000. P.359–363.
- [2] C.Ribbat, R.Sellin, M.Grundmann, D.Bimberg, N.A.Sobolev, and M.C.Carmo. "Enhanced radiation hardness of quantum dot lasers to high energy proton irradiation" //Electronic Letters. 2001. V.37, No.3. P.174–175.
- [3] Avrutsky I.A., Dianov E.M., Zvonkov B.N., Zvonkov N.B., Malkina I.G., Maksimov G.A., Uskova E.A. "Semiconductor lasers with tunneled-coupled waveguides emitting at the wavelength of 980 nm" //Quantum Electronics. 1997. V.27. P.118–121.
- [4] Zvonkov N.B., Akhlestina S.A., Ershov A.V., Zvonkov B.N., Maksimov G.A., Uskova E.A. "Semiconductor lasers with broad tunnel-coupled waveguides, emitting at wavelength of 980 nm" //Quantum Electronics. 1999. V.29. P.217–218.
- [5] Андронов А.А., Беляков А.В., Гурьев В.А., Якимов А.В. "Интерактивная визуальная разработка приложений автоматизации научных и промышленных измерительно-управляющих систем в среде LabVIEW 6i National Instruments" //В кн.: Труды 2-го рабочего совещания по проекту NATO SfP-973799 Полупроводники. Апрель 2002 г. /Ред. А.В.Якимов. –Нижний Новгород: ТАЛИАМ, 2002, с.38–46;
– А.А.Андронов, А.В.Беляков, В.А.Гурьев, А.В.Якимов. "The interactive visual development of applications of automation scientific and industrial measuring and control systems by means of LabVIEW 6i National Instruments" //In: Proceedings of the NATO Project SfP-973799 Semiconductors 2nd Workshop. April 2002. /Ed. by A.V.Yakimov. –Nizhni Novgorod. TALAM-Press, 2002, p.38–46;
<http://www.rf.unn.ru/NATO/index.html>.
- [6] F.N.Hooge, T.G.M.Kleinpenning, and L.K.J.Vandamme. "Experimental studies on 1/f noise" //Reports on Progress in Physics. 1981. V.44, No.3. P.479–532.
- [7] T.G.M.Kleinpenning, "1/F noise in p-n diodes" //Physica. 1980. V.98 B+C. P.289–299.

LF noise in $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs/InGaP$ quantum well lasers

**N.V.Baidus, A.V.Belyakov, A.V.Moryashin, S.M.Nekorkin, M.Yu.Perov¹,
L.K.J.Vandamme^{*2}, and A.V.Yakimov**

Nizhni Novgorod State University, Gagarin Ave. 23, N.Novgorod 603950, Russia

^{}Eindhoven University of Technology, 5600MB Eindhoven, The Netherlands*

The results of the investigation on laser diodes with $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ quantum wells are reported: current-voltage (I-V) and radiation power characteristics, the 1/f electrical and optical noise spectra and their dependences on forward current. The I-V characteristic is found to consist of two components caused by recombination of carriers in quan-

¹ Phone: +7-8312-656153; Fax: +7-8312-656416; E-mail: perov@rf.unn.ru

² Phone: +31.40.247 3242; Fax: +31.40.243 0712; E-mail: L.K.J.Vandamme@ele.tue.nl

tum wells, and the leakage. In order to analyze laser noise the Hooge's empirical formula for $1/f$ noise and Kleinpenning's model for $1/f$ noise in p - n diodes were applied. It is shown that Kleinpenning's relation does not describe noise spectra of most diodes. Leakage noise was found in the spectra at low currents. The noise of laser bulk resistance predominates at high currents. On the base of electrical and optical noise analysis including frequency exponent researching the laser unstable work was revealed at high currents in laser emission region.

1. Introduction

At present time nanodimensional semiconductor devices belong developing branch of nanoelectronics. The light emitting diodes (LEDs) and lasers based on self-organized quantum dots (QD) are very promising devices in this field. It is suggested that the diodes have to function at higher temperatures with less temperature sensitive operation [1] and with an enhanced radiation hardness [2]. Development and manufacturing of such type of structure base on investigation of quantum well devices and theirs properties.

In the frame of common experiments between Nizhni Novgorod State University (NNSU) and Eindhoven University of Technology the measurements and investigation on noise in $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs/InGaP$ quantum well lasers were accomplished at the end of 2002. Our devices were manufactured in the Physical-Technical Research Institute of NNSU [3,4].

The laser characteristics were measured as follows: current-voltage and radiation power characteristics, the saturation current, threshold current of laser emission, bulk resistance, the dependences of electrical and optical noise spectra on forward current.

The laser voltage and radiation power noise were measured at the same time. LF electrical and optical noise were simultaneously amplified, digitized and saved on PC hard disk by 1 million samples for each type of the noise. Afterwards obtained data were processed by multifunctional analyzer developed in LabVIEW program virtual instrument [5]. The scheme of stereo LF noise measuring system is presented in Fig. 1.

Laser structure is shown in Fig. 2 and has the following composition.

- n^+ -GaAs (1.0.0) substrate (thickness $d=160\mu\text{m}$);
- n^+ -GaAs buffer layer (majority carrier concentration $n=10^{18}\text{cm}^{-3}$, mobility $\mu=2000\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, $d=700\text{nm}$);
- Two InGaP wide-zone bounding layers ($n=p=10^{18}\text{cm}^{-3}$, $\mu_n=700\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, $\mu_p=35\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, $d=500\text{--}550\text{nm}$);
- GaAs cavity layer ($d=750\text{--}800\text{nm}$) containing two $In_xGa_{1-x}As$ quantum wells close to middle of the region ($x=0.2$; $d=9\text{nm}$).
- p^+ -GaAs contact layer ($p=10^{19}\text{cm}^{-3}$, $\mu=100\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, $d=500\text{--}550\text{nm}$).

2. $1/f$ noise and current-voltage characteristic of p-n diode

In order to analyze laser noise the Hooge's empirical formula for $1/f$ noise was used [6]. It is presented by relation (1), where $S_{I,V}$ are current and voltage noise spectra, I – the forward current, V – voltage, N – quantity of carriers in the sample, α – Hooge's parameter corresponding to $1/f$ noise level of one carrier (it takes magnitudes between 10^{-3} and 10^{-6} depending on the crystal quality, mobility and carrier lifetime), f – the frequency.

The amount of minority carriers N and their relaxation time τ , the forward current I are related by equation (2). Taking into consideration this proportionality between N and I the Kleinpenning's relation (3) for p - n diode applied for current noise in p - n laser junction [6–7]. Here I_S is the saturation current. Hence, above I_S current noise spectrum is proportional to the forward current, $S_I \sim I$.

Voltage and current noise spectra of the diode are related by the dynamic resistance r_d , see equation (4). The current–voltage characteristic $I(V)$ and the dynamic resistance r_d of p - n diode are given by equations (5) and (6) respectively, where η is the ideality factor, $V_T = k_B T / q$ – the thermal potential, q – elementary charge, k_B – Boltzman's constant, T – absolute temperature, and R_S – the series (bulk) resistance.

Therefore, in the frame of Kleinpenning's approach the voltage noise spectrum is inversely proportional to the forward current $S_V \sim I^{-1}$ as it is shown in eq. (7).

3. Experimental data

Current-voltage and current-radiation power characteristics

Laser I–V characteristic turned out to consist of two components described by equation (5) with different parameters. The usual I–V component with $\eta \approx 2$ corresponds to recombination of minority charge carriers at the quantum wells. At small currents the leakage predominates leading to high ideality factor ($\eta \approx 10 \div 20$). At high currents 70 ÷ 500 mA, and at voltage range 1.3 ÷ 1.5 V the transition of the exponential I–V to the linear I–V occurs due to the disappearance of the potential barrier in the junction. The bulk resistance becomes visible with values for the lasers between 0.1 and 0.4 Ohm. Threshold current of laser emission is between 80 ÷ 410 mA, radiation wavelength is 987 nm. The lifetime of minority charge carriers for our lasers is $\tau = 10^{-9}$ s.

The typical I–V characteristic is presented for the laser#1 in Fig.3. At high currents the I–V has ideality factor close to two, $\eta \approx 2$. At small currents the leakage components prevails and resulted in additional component in the I–V ($\eta \approx 10$). Bulk resistance is equal to 0.1 Ohm for the laser#1.

“Current – radiation power” characteristic was measured by carbon detector. In Fig.4 this characteristic is presented for laser#1. There are light emitting diode and stimulated emission regimes of the laser shown in this figure. Threshold current is 250 mA marked here and in further figures by continuous vertical line. Light emitting regime in detail is shown in small frame figure in semi-logarithmic scale. The converging lens was not used in the experiment that is why radiation power has understated data. Actually, radiation power for current $I = 1$ A is between $P = 0.65 \div 0.7$ W.

Some lasers have linear leakage and considerable fluctuation in this parameter. For instance, in Fig.5a the I–V characteristics are presented for the laser#15. Here two almost coinciding I–V were measured at one day, third I–V was measured two days later. These I–V dependences at low currents are plotted in the linear scale in Fig.5b. Leakage resistance was 11 and 13 Ohm at one day, two days later it was 30 Ohm.

1/f voltage noise spectra in dependence on forward current

The voltage noise spectra in dependence on current through the lasers were investigated at the range of $50\mu\text{A} \div 500\text{mA}$. While the current was increased the voltage noise spectra were decreasing as a rule. The noise has $1/f^\gamma$ type, and the frequency exponent $\gamma \approx 1$.

In [Fig.6a](#) the voltage noise spectra versus frequency with the current as a parameter are shown for the laser#1, the frequency exponent is varying between 0.6 and 1.1. At high currents one can see the plateau caused by the measuring system noise. The noise level of the system is presented by the curve “Noise floor”. Plateau exceeded this noise floor nearly one order is appeared in the voltage noise spectrum at stimulated emission of the laser.

At the frequency 10 Hz the voltage noise spectrum depending on current is presented for the laser#1 in [Fig.7](#). This characteristic consists of two parts. At low currents prevails leakage noise. Current $I_0 = 7 \cdot 10^{-4}\text{A}$ in the fitting equation in [Fig.7](#) corresponds to the transition point between two components of the I-V characteristic with $\eta \approx 2$ and $\eta \approx 10$ (see [Fig.3](#)). At currents more than 2 mA the noise of recombination processes in quantum well becomes dominant. The broken line shows the spectrum corresponding to relation (7) with the Hooge's parameter $\alpha \approx 1.2 \cdot 10^{-3}$ for chosen noise level. However, the experimental voltage noise spectrum $S_V \sim I^k$ in dependence on current has higher slope $k = -1.5$, than theoretical one in equation (7), where $k = -1$. Here the Hooge's parameter is the function of current, consequently Kleinpenning's model doesn't describe noise behavior of this laser.

The noise in the linear leakage was found for some lasers. For one of them, laser#15, voltage noise spectra at 10Hz and 100 Hz versus forward current are presented in [Fig.8](#). This effect appeared at low currents (below 80 mA) in the spectrum. It is close to the square law, $S_V \sim I^2$, which is typical for the noise in linear resistance and it is described by equation (1).

The voltage noise spectrum with slope $k = -4.5$ is corresponding to light emitting regime. Afterwards positive slope characterizes stimulated emission and it is caused by influence of bulk resistance noise of the laser.

Frequency exponent of this spectrum for laser#15 is shown in [Fig.9](#). There are significant fluctuations in the spectrum exponent at high currents where stimulated emission takes place. This is revealing unstable work of the laser. It is quite possible that it is caused by the presence of movable defects in the quantum well region.

In [Fig.10](#) the voltage noise spectra at 10 Hz and 100 Hz versus forward current are presented for the experimental laser with low threshold current ($I_r \approx 70\text{ mA}$). At low currents the voltage spectrum is satisfactorily described by relation (7) for p-n diode. The spectrum dependence on current has slope close to $k = -1$ and the Hooge's parameter is equal to $2.3 \cdot 10^{-6}$, that is testified quite good quality of the diode. Slope $k \approx -0.2$ is corresponding to intermediate I-V region between two components. At currents more than 70 mA the voltage noise spectrum is increasing with the current increase ($k \approx 1.7 \div 1.9$) where

stimulated emission takes place. That is due to influence of bulk resistance noise of the laser.

1/f optical and current noise spectra in dependence on forward current

Laser radiation was registered by the detector where radiation power is proportional to the device current. The silicon and germanium detectors (narrow bandwidth with maximum on 1000 nm) were used to measure the noise in the radiation intensity. The spectra of the detector current fixed at the laser#11 radiation output are presented in [Fig.11](#). While the current was increased the optical noise spectrum was also increased. The noise has $1/f''$ type, and the frequency exponent γ_{opt} varied between 0.8 and 1.1. Small spectrum slope at low laser currents is caused by own detector noise. Frequency exponent for laser#11 is shown in [Fig.12](#). The optical noise spectrum and frequency exponent were dropped at the laser-stimulated emission due to the detector saturation. The detectors used in the measurements are saturated at the currents above threshold value ($I=200\div400$ mA) that is why main optical noise spectrum data belong to light emitting regime of the lasers.

Using I-V characteristics and equation (6) the dynamic resistance was found in dependence on forward current of the lasers. Taking into account the relation (4) and the dynamic resistance obtained the voltage noise spectra were recalculated into the current noise spectrum. The detector current noise spectrum and laser current noise spectrum at 10 Hz versus the forward current are presented in [Fig.13](#) for laser#1 as the result of the stereo measurements. Here the solid line shows the laser current noise spectrum and broken line shows optical noise spectrum obtained only for light emitting regime of laser (up to stimulated emission). The slope of laser current noise spectrum in dependence on forward current is almost absent that is not corresponding to equation (3), where $S_I(I)\sim I$.

In [Fig.14](#) these types of spectra are presented for laser#15 with linear leakage. Here at low currents the spectrum of laser current noise is approximately proportional to the squared forward current. This is in agreement with equation (1) for noise of linear leakage resistance. After switching from one I-V component to another one the light-emitting regime follows, radiation noise become predominating above 80 mA and laser current noise spectrum is decreased with the forward current increase. The bulk resistance noise prevails at stimulated emission, after threshold current, and laser current noise again is increased.

In [Fig.15a](#) the laser current noise and detector current noise spectra in dependence on forward current are presented for laser#11 with unstable behavior close to threshold current of stimulated emission. The optical and electrical noise of this laser was again measured two days later. The results obtained for noise spectra and frequency exponent of the optical spectrum are shown in [Fig.15b](#) and in [Fig.15c](#) respectively. Here the part of forward current characterized unstable device operation also can be marked. Also the considerable fluctuations of the optical noise spectrum and its frequency exponent appeared in the stimulated emission region. However, revealed laser instability was not turned out in the I-V characteristic. Probably, presence of movable defects or clusters in the quantum well region may be the reason of this unstable laser operation at currents near threshold value.

The correlation between optical and electrical noise spectra is clearly observed in the figures offered here.

4. Conclusions

The I-V characteristic of lasers with $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ quantum wells turned out to consist of two components. The main I-V component corresponds to $p-n$ diode with $\eta \approx 2$ caused by recombination of minority charge carriers at the quantum wells. At low currents the leakage was found which is led to an additional I-V component with $\eta \approx 10 \div 20$.

Kleinpenning's relations for current and voltage noise spectra (3) and (7) for $p-n$ junction diode does not describe the noise of most lasers researched. Relation (7) for voltage noise spectrum was found to apply only for the experimental laser at currents $3 \cdot 10^{-5} \div 2 \cdot 10^{-3}$ A with the Hooge's parameter $\alpha \approx 2.3 \cdot 10^{-6}$ characterized a good device quality.

The $1/f$ current/voltage noise spectra have some specific parts.

An additional noise was found in laser operation at low currents cause by the leakage noise. In some diodes the leakage is linear and the voltage noise spectrum is proportional to forward current squared, $S_V \sim I^2$; it is described by equation (1). In other lasers the leakage is non-linear and the leakage noise spectra have more complicated current dependences.

At current more than 200 mA that corresponds to stimulated radiation regime the increase of voltage noise with the current increase takes place. This effect is caused by the noise in bulk resistance of the lasers.

The correlation between spectra of laser current noise and optical noise in dependence on forward current is clearly observed. The regions of forward current close to threshold value were found in some lasers, where spectra of laser current noise and detector noise and the frequency exponents have considerable fluctuations. This instability of laser action was not seen in the I-V characteristics.

The used method of the $1/f$ noise analysis allowed us revealing the most quality and reliable lasers, also theirs common weaknesses such as leakage, presence of defects in region of quantum wells caused by technology imperfections.

Acknowledgements

This investigation and the fabrication of lasers were partly supported by the NATO in the framework of the "Science for Peace" Project SfP-973799 with the universities of Nizhni Novgorod and Eindhoven as partners. The work was also supported by grants of RFBR 00-15-96620, 01-02-16666, and NSH-1729.2003.2 (Scientific Schools).