

Е. Д. Карих, А. В. Холенков

АНАЛИЗ КВАНТОВОГО ШУМА НАПРЯЖЕНИЯ В ОДНОМОДОВОМ ИНЖЕКЦИОННОМ ЛАЗЕРЕ

При использовании полупроводникового инжекционного лазера в качестве детектора рассеянного излучения спектральному анализу подвергается шум напряжения на контактах лазера, вызываемый попаданием в активную среду собственного излучения, рассеянного на хаотически движущихся частицах. В работах [1, 2] предложена математическая модель лазера, находящегося под воздействием обратнорассеянного излучения, основанная на укороченном волновом уравнении и скоростном уравнении для электронов. Показано, что спектральная плотность мощности флуктуаций напряжения на p – n -переходе лазера в точности повторяет спектр рассеянного излучения, но при этом спектр оптоэлектронного сигнала (ОЭС) локализован вблизи нулевой частоты [2]. Для оценки отношения сигнал/шум необходим анализ спектра и абсолютного уровня собственных электрических шумов лазера.

Причины, по которым напряжение на контактах лазера испытывает хаотические колебания, довольно многочисленны. Такими причинами могут быть: тепловые флуктуации; дискретность электрического тока, процессов испускания и поглощения света в полупроводнике, генерации и рекомбинации носителей заряда; конкуренция мод в многомодовых лазерах; избыточные шумы, связанные с несовершенством структуры и электрических контактов лазера; нестабильности источников питания, температуры, внешних электромагнитных полей и т. д. К неустраняемым источникам шума в лазере относятся квантовые флуктуации, связанные с дискретностью процессов генерации и рекомбинации свободных носителей заряда, а также процессов испускания и поглощения фотонов.

Цель работы – анализ спектра квантового шума напряжения в одномодовом инжекционном лазере и влияния параметров лазерной структуры на величину этого шума.

В модели лазера с обратной связью от рассеивающей среды [1, 2] предполагалась линейная зависимость максимального по спектру коэффициента усиления g от концентрации электронов и бимолекулярный характер спонтанной излучательной рекомбинации R_{sp} :

$$g = \sigma_g (n - n_g), \quad R_{sp} = B_{cv} np. \quad (1)$$

Здесь σ_g и n_g – параметры линейной аппроксимации; n и p – концентрации электронов и дырок в активной области лазера; B_{cv} – коэффици-

ент излучательной рекомбинации. Полагалось, что внутренний квантовый выход излучения η_i близок к единице и не зависит от n .

Решения системы уравнений лазера для стационарных плотностей электронов n_{th}^0 и фотонов n_{ph}^0 в отсутствие обратной связи от рассеивающей среды имеют вид [2]:

$$n_{th}^0 = n_g + \frac{\bar{n}_g}{c\Gamma\sigma_g\tau_{ph}}, \quad n_{ph}^0 = \frac{\Gamma\tau_{ph}\chi}{ed}(j - j_{th}). \quad (2)$$

Здесь

$$\frac{1}{\tau_{ph}} = \frac{c}{\bar{n}_g} \left(\alpha_i + \frac{1}{2l} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right), \quad j_{th} = \frac{edB_{cv}}{\chi\eta_i} (n_{th}^0)^2, \quad (3)$$

τ_{ph} – время жизни фотонов; j_{th} – пороговая плотность тока; c – скорость света; $\bar{n}_g$ – групповой показатель преломления; Γ – коэффициент оптического ограничения для генерирующей моды; χ – коэффициент инжекции; j – плотность тока накачки; e – заряд электрона; d – толщина активного слоя лазера; α_i – коэффициент внутренних оптических потерь; l – длина собственного резонатора лазера; R_1 и R_2 – коэффициенты отражения зеркал резонатора по интенсивности (R_2 – для зеркала, обращенного к рассеивающей среде).

При анализе шумовых свойств лазера в качестве исходной принята модель, предложенная в работе [3]. Рассматривается уединенный лазер, скоростные уравнения которого имеют вид:

$$\frac{dn_{ph}}{dt} = \left[\frac{c\Gamma}{\bar{n}_g} \sigma_g (n - n_g) - \frac{1}{\tau_{ph}} \right] n_{ph} + \Gamma\beta_{sp} \frac{n}{\tau} + f_{ph}(t), \quad (4)$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\chi}{ed} j - \frac{c}{\bar{n}_g} \sigma_g (n - n_g) n_{ph} - \frac{n}{\tau} + f_n(t). \quad (5)$$

Здесь τ – время жизни электронов, β_{sp} – коэффициент спонтанного излучения в лазерную моду. В отличие от [1, 2] в [3] положено $\eta_i = 1$, а спонтанная рекомбинация считалась линейной, что соответствует постоянному времени жизни τ , не зависящему от концентрации электронов n . Пренебрегая различием времен жизни электронов в стационарном и нестационарном режимах при бимолекулярной рекомбинации, положим

$$\frac{1}{\tau} = \frac{B_{cv}}{\eta_i} n_{th}^0. \quad (6)$$

Флуктуации учтены в (4), (5) путем введения ланжевеновских источников шума $f_{ph}(t)$ и $f_n(t)$, связанных, соответственно, с дискретностью процессов излучения и поглощения фотонов, генерации и рекомбинации носителей заряда. Эти флуктуации имеют вид дробового шума и учитывают квантовый характер соответствующих процессов.

В приближении малого возмущения ланжевеновскими силами, фурье-преобразование уравнений (4) и (5) позволяет найти спектральную плотность мощности флуктуаций концентрации электронов в активной области лазера. Обозначив $\tilde{j}_\delta = j/j_{th} - 1$, на основании результатов работы [3] можно записать:

$$S_n^n(\Omega) \equiv \langle |\Delta n(\Omega)|^2 \rangle = \frac{1}{V^2 \left[(B - \Omega^2)^2 + (C\Omega)^2 \right] \tau_{ph}^2} \times \\ \times \left[\left(\frac{\beta_{sp}^2}{\tilde{j}_\delta^2} + \Omega^2 \tau_{ph}^2 \right) \langle F_n^2 \rangle - 2 \frac{\beta_{sp}}{\tilde{j}_\delta} \langle F_n F_{ph} \rangle + \langle F_{ph}^2 \rangle \right]. \quad (7)$$

Здесь угловые скобки означают усреднение соответствующих величин по времени. Спектральные плотности мощности ланжевеновских сил имеют вид:

$$\langle F_n^2 \rangle = V \frac{n_{th}^0}{\tau} \left(\tilde{j}_\delta + 1 + 2 \frac{c}{\bar{n}_g} \Gamma \sigma_g n_g \tau_{ph} \tilde{j}_\delta \right), \quad (8)$$

$$\langle F_{ph}^2 \rangle = 2V \frac{n_{th}^0}{\tau} \tilde{j}_\delta \left(1 + \frac{c}{\bar{n}_g} \Gamma \sigma_g n_g \tau_{ph} \right), \quad (9)$$

$$\langle F_n F_{ph} \rangle = -V \frac{n_{th}^0}{\tau} \tilde{j}_\delta \left(1 + 2 \frac{c}{\bar{n}_g} \Gamma \sigma_g n_g \tau_{ph} \right). \quad (10)$$

В формулах (7) – (10) $V = lwd$ – объем активной среды (w – ширина активной области), Ω – круговая частота. Коэффициенты B и C выражаются следующим образом:

$$B = \frac{1}{\tau} \left(\frac{c}{\bar{n}_g} \Gamma \sigma_g n_{th}^0 \tilde{j}_\delta + \frac{\beta_{sp}}{\tau_{ph}} \right), \quad (11)$$

$$C = \frac{1}{\tau} \left(\frac{c}{\bar{n}_g} \Gamma \sigma_g \tau_{ph} n_{th}^0 \tilde{j}_\delta + 1 \right). \quad (12)$$

Как показано в работе [2], спектральная плотность мощности напряжения на p – n -переходе может быть найдена следующим образом:

$$S_u^n(\Omega) \equiv \langle |\Delta U(\Omega)|^2 \rangle = k_e^2 \langle |\Delta n(\Omega)|^2 \rangle \equiv k_e^2 S_n^n(\Omega), \quad (13)$$

где

$$k_e = \frac{kT}{e} \left(\frac{2}{n_{th}^0} + A_1 \frac{N_c + N_v}{N_c N_v} + 2A_2 \frac{N_c^2 + N_v^2}{N_c^2 N_v^2} n_{th}^0 \right) + \frac{a_n}{3e} (n_{th}^0)^{-\frac{2}{3}}, \quad (14)$$

k – постоянная Больцмана, T – температура, N_c и N_v – эффективные плотности состояний в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно, A_1 , A_2 и a_n – постоянные коэффициенты.

Формулы (2), (3), (6) – (14) позволяют произвести численный анализ шумовых свойств лазера. В расчетах использованы типичные значения параметров инжекционных лазеров на основе AlGaAs, приведенные в табл. 1.

Таблица 1

Типичные значения параметров лазеров, использованные в численных расчетах

Параметр	Единицы измерения	Численное значение	Параметр	Единицы измерения	Численное значение
Γ		0,17	B_{cv}	м ³ /с	$7,21 \cdot 10^{-16}$
R_1		0,3141	a_n	Дж · м	$-5,12 \cdot 10^{-26}$
R_2		0,3141	n_g	1/м ³	$1,0 \cdot 10^{24}$
$\bar{n}_g$		4,2	χ		1
α_i	1/м	1000	η_i		1
β_{sp}		$2 \cdot 10^{-4}$	σ_g	м ²	$1,176 \cdot 10^{-19}$
A_1		0,35355	d	м	$0,1 \cdot 10^{-6}$
A_2		$-4,95 \cdot 10^{-3}$	l	м	$300 \cdot 10^{-6}$
N_c	1/м ³	$4,764 \cdot 10^{23}$	w	м	$5 \cdot 10^{-6}$
N_v	1/м ³	$8,765 \cdot 10^{24}$	T	К	300

Как видно из нормированных спектров квантового шума напряжения (рис. 1), процесс имеет резонансный характер. При экспериментально реализуемых уровнях накачки (j/j_{th}) резонансные частоты f_r достаточно высоки (порядка нескольких гигагерц). Другими словами, существует

широкая область частот $f = \Omega/2\pi < f_r$, где спектральная плотность мощности квантового шума практически постоянна.

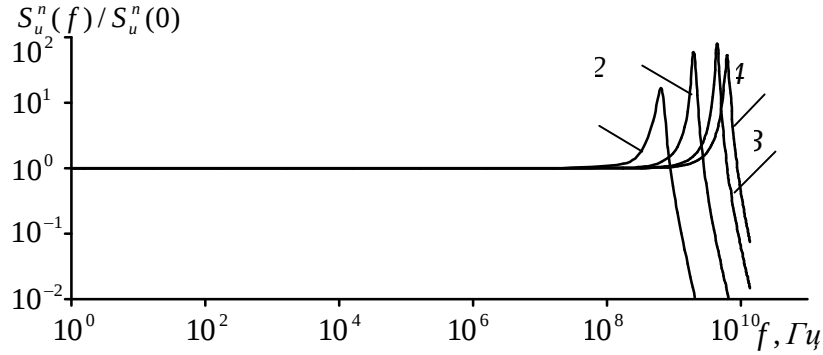


Рис. 1. Нормированные спектры квантового шума инжекционного лазера при различных уровнях накачки (j/j_{th}):
1 – 1,01; 2 – 1,1; 3 – 1,5; 4 – 2,0

Токовые зависимости резонансной частоты спектра f_r , а также частоты f_δ , на которой неравномерность спектральной характеристики не превышает заданной величины $\delta = S_u^n(f)/S_u^n(0) - 1$, показаны на рис. 2. Как видно, неравномерность спектральной характеристики квантовых шумов не более 1% обеспечивается в полосе частот, значительно превышающих 100 МГц, при любых разумных токах накачки. При регистрации квазиупругорассеянного излучения в медико-биологических исследованиях наибольший интерес представляет частотный диапазон ~ 10 Гц – 10 МГц, соответствующий доплеровским сдвигам частоты при рассеянии света на подвижных биологических микрообъектах (элементах плазмы крови, внутриклеточных органоидах, биологических макромолекулах и т. д.) [1, 2]. Таким образом, при использовании лазера в качестве детектора рассеянного излучения в спектре квантового шума нас будет интересовать только его низкочастотная часть, для которой из формул (7) и (13) получаем:

$$S_u^n(0) = \frac{k_e^2}{V^2 B^2 \tau_{ph}^2} \left[\frac{\beta_{sp}^2}{\tilde{j}_\delta^2} \langle F_n^2 \rangle - 2 \frac{\beta_{sp}}{\tilde{j}_\delta} \langle F_n F_{ph} \rangle + \langle F_{ph}^2 \rangle \right] \quad (15)$$

Зависимость спектральной плотности мощности низкочастотного квантового шума от тока накачки показана на рис. 3, из которого видно, что абсолютный уровень шума с повышением уровня накачки снижается.

Как показано в работе [2], спектральная плотность мощности ОЭС при приеме на лазер квазиупругорассеянного излучения пропорциональна величине $R_{oe}(0)$, где

$$R_{oe}(0) = \frac{M}{1 + \alpha^2} \left(\frac{2k_e |\gamma| \bar{n}_g}{c \Gamma \sigma_g} \right)^2. \quad (16)$$

Здесь M – число рассеивающих частиц; α – параметр амплитудно-фазовой связи; γ – коэффициент, характеризующий величину обратной связи от рассеивающей среды. На рис. 4 показана зависимость величины $\tilde{R}_{oe}(0) = R_{oe}(0)/R_{oe}^0(0)$ от коэффициента отражения R_2 и длины резонатора l ($R_{oe}^0(0)$ – значение $R_{oe}(0)$ при $l = 300$ мкм и $R_2 = 0,3141$).

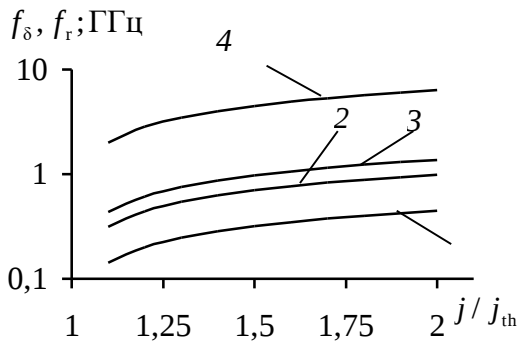


Рис. 2. Токовые зависимости частоты f_δ (1,2,3) и резонансной частоты f_r (4).
Значения δ (%): 1 – 1; 2 – 5; 3 – 10

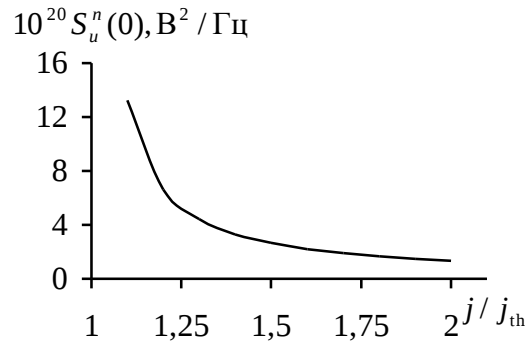


Рис. 3. Токовая зависимость спектральной плотности мощности низкочастотного квантового шума

Как видно, увеличению сигнала самосмещения способствует просветление выходного зеркала лазера и уменьшение длины его резонатора, что объясняется возрастанием коэффициента связи лазера с рассеивающей средой [2], который пропорционален отношению:

$$|\gamma| \sim \frac{1 - R_2}{l \sqrt{R_2}}. \quad (17)$$

Происходящее при этом падение k_e , вызываемое ростом пороговой концентрации электронов, оказывается менее существенным, чем увеличение $|\gamma|$, (рис. 5).

Те же параметры l и R_2 , которые относительно просто могут быть изменены технологически в процессе изготовления лазеров, влияют на величину квантовых шумов концентрации и напряжения (рис. 6). Видно, что уменьшение l ведет к возрастанию шумов как одного так и другого типов. Уменьшение R_2 в заданном диапазоне приводит к увеличению шума концентрации при любых l , в то время как шум напряжения возрастает при относительно больших l и несколько уменьшается при малой длине резонатора.

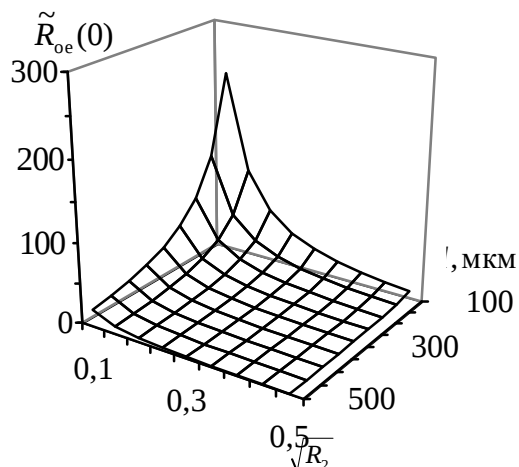


Рис. 4. Зависимость относительной спектральной плотности мощности ОЭС от параметров лазерного резонатора l и R_2

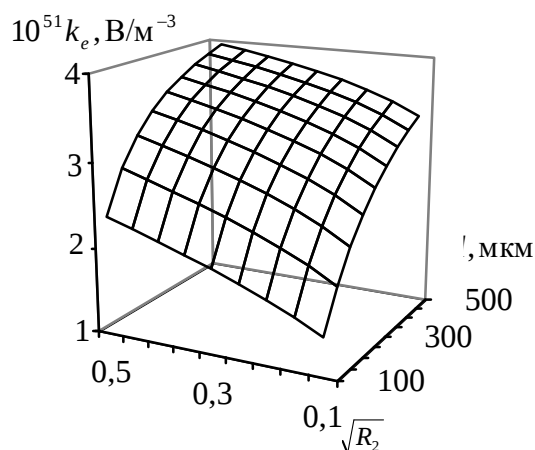


Рис. 5. Зависимость коэффициента k_e от параметров лазерного резонатора l и R_2

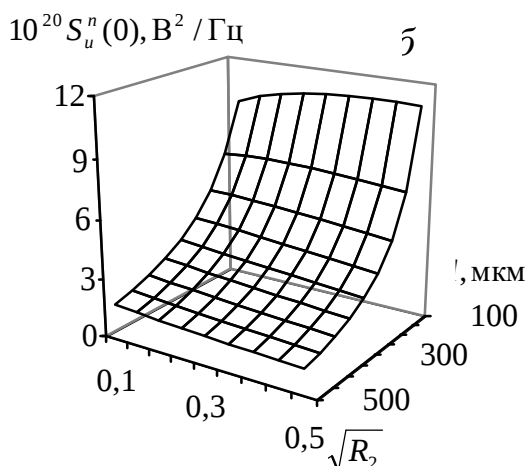
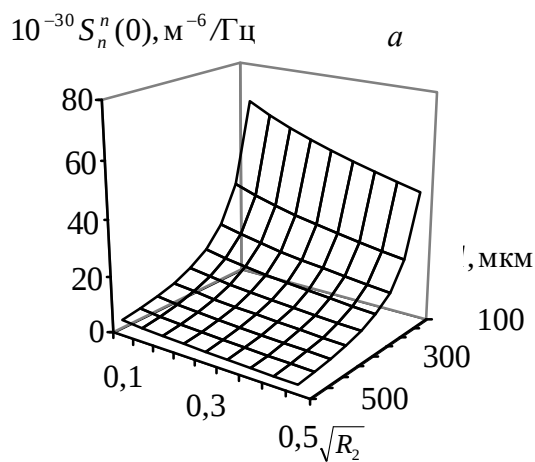


Рис. 6. Зависимости спектральной плотности мощности квантового шума концентрации ННЗ (а) и напряжения на p - n -переходе (б) от длины резонатора l и коэффициента отражения зеркала R_2 в области $f \ll f_r$

Рис. 7 иллюстрирует влияние параметров l и R_2 на отношение сигнал/шум при спектральных измерениях методом самосмещения. Сопоставление данных рис. 4 и 7 приводит к выводу о более сильном положительном влиянии просветления выходного зеркала на отношение сигнал/шум при самосмещении, чем уменьшения длины собственного резонатора лазера l .

Следует заметить, что уменьшение l и R_2 всегда приводит к росту пороговой концентрации электронов и затрудняет получение генерации в лазере (увеличивает j_{th}). Если зеркало R_1 не используется для вывода излучения на дополнительный фотодетектор, устанавливаемый для кон-

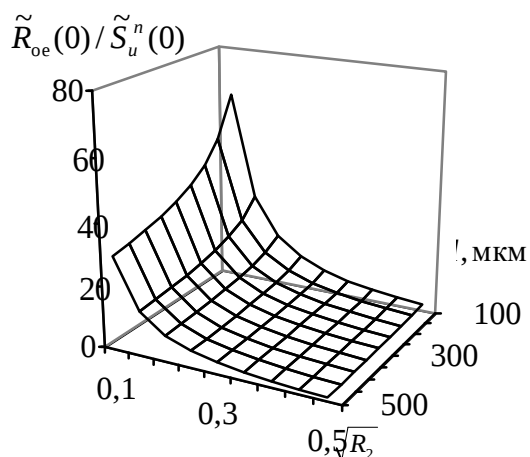


Рис. 7. Влияние длины собственного резонатора и коэффициента отражения выходного зеркала R_2 на отношение сигнал/шум при приеме рассеянного излучения

троля излучения в некоторых конструкциях лазеров, для уменьшения потерь излучения и снижения пороговой плотности тока желательно повышение коэффициента отражения R_1 путем нанесения на грань лазера отражающего покрытия.

Таким образом, уменьшение коэффициента отражения выходного зеркала (зеркала связи с рассеивающей средой) R_2 и длины собственного резонатора лазера l способствует повышению отношения сигнал/шум при

спектральных измерениях методом самосмещения. При этом ограничения на степень снижения величин l и R_2 связаны с ростом порогового тока лазера. Повышение уровня накачки (отношения j/j_{th}) также увеличивает отношение сигнал/шум за счет уменьшения собственного квантового шума напряжения. Кроме того, с ростом j/j_{th} расширяется рабочая спектральная область лазерного приемника за счет увеличения собственной резонансной частоты лазера.

Рассмотренный квантовый шум определяет предельное (максимально достижимое) отношение сигнал/шум при самосмещении в инжекционном лазере. Ухудшение этого отношения относительно квантового предела может быть связано, в частности, с избыточными низкочастотными шумами, вклад которых требует специального исследования.

Литература

1. Карих Е. Д. Обобщенная модель полупроводникового лазера с оптической обратной связью от рассеивающей среды // Вестник БГУ. Сер. 1. 2002. № 1. С. 20–26.
2. Карих Е.Д. Метод самосмещения в спектроскопии квазиупругорассеянного лазерного излучения // ЖПС. 2002. Т. 69, № 6. С. 762–767.
3. *In situ* characterization of laser diodes from wideband electrical noise measurements / P. A. Andrekson, P. Andersson, A. Alping, S. T. Eng // J. Lightwave Technol. 1986. Vol. LT-7, № 7. P. 804–812.