

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА В РЕЖИМЕ КОГЕРЕНТНОЙ РЕГИСТРАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО ЭХО-СИГНАЛА (обзор)

Принципы когерентной регистрации излучения инжекционным лазером

Все способы регистрации оптических полей реализуют один из двух методов детектирования света: прямое фотодетектирование, включая метод счета фотонов, и когерентный прием излучения (метод фотосмещения). Принципиальное различие этих методов состоит в том, что в последнем случае имеется возможность выделять информацию о частоте и фазе исследуемого поля, которая принципиально недоступна в методе прямого фотодетектирования. Применение фотосмещения позволяет регистрировать слабые оптические потоки, используя мощное опорное излучение, и достигать спектрального разрешения порядка долей герца на уровне оптической частоты ($\sim 10^{15}$ Гц).

Однако уникальные возможности метода фотосмещения сопряжены с рядом дополнительных трудностей, в частности, с необходимостью точного пространственного и спектрального согласования опорного и сигнального полей. Кроме того, расширение спектрального диапазона метода требует подбора пар "лазер-фотодетектор" с согласованными свойствами (спектральной чувствительностью, шириной полосы пропускания и т.д.).

Идея использования среды с инверсной населенностью уровней для регистрации внешнего оптического излучения возникла практически сразу же с появлением лазеров. Применительно к полупроводниковым инжекционным лазерам она была высказана впервые Р.Ф.Казаариновым и Р.А.Сурисом в 1974г [1]. Инжекционный лазер в режиме генерации, в который вводится стороннее излучение, может рассматриваться как когерентный приемник, при этом источник опорного излучения и приемная среда совмещены в одном элементе. В этом случае активный слой в виде тонкого плоского оптического волновода служит фоточувствительной областью лазерного приемника. Мода, генерируемая лазером, локализована в этом волноводе. Если частота поля вводимого в лазер стороннего излучения отличается от частоты поля лазерной моды, то взаимодействие этих полей приводит к биениям напряженно-

сти поля в резонаторе на разностной частоте. В свою очередь, это сопровождается изменением концентрации носителей заряда в активной области лазера, и, следовательно, колебаниями расстояния между квазиуровнями Ферми. Последнее может быть зарегистрировано как колебания напряжения в цепи питания лазера.

В этой связи возникают две принципиально различные возможности регистрации сигнала бленний. В первом случае сигнал регистрируется специальным детектором, на который отводится небольшая часть генерируемого лазером излучения. Во втором случае полезный сигнал регистрируется в цепи питания лазера.

Настоящая работа посвящена анализу математических моделей инжекционного лазера, находящегося под воздействием собственного излучения, отраженного от некоторого объекта. При этом воздействие объекта на лазерное излучение может быть произвольным. Таким образом, к данной проблеме примыкают близкие по физической сущности явления, возникающие при облучении лазера внешним независимым источником (например, при синхронизации одного лазера другим), и явления в лазерах с внешним резонатором.

Математические модели лазера

Запишем волновое уравнение для электромагнитного поля в резонаторе в следующем виде [2]:

$$\frac{d^2 E}{dt^2} + \Omega^2 E + \frac{d}{dt} \left[\frac{4\pi\sigma}{\epsilon} + \frac{\Omega}{2\pi Q} \right] E = \frac{4\pi}{\epsilon} \frac{dj}{dt}, \quad (1)$$

где E — коэффициент разложения электромагнитного поля по собственным функциям резонатора, отвечающий генерируемой моде; Ω — собственная частота моды; σ — диагональный матричный элемент разложения вещественной части высокочастотной проводимости; ϵ — матричный элемент диэлектрической проницаемости; j — диагональный матричный элемент высокочастотного тока, наводящего стороннее поле; Q — добротность моды.

Предполагаем, что лазер работает в одномодовом режиме, разность частот опорного и стороннего излучения мала по сравнению с межмодовым интервалом.

Поскольку усиление за период оптических колебаний мало, для решения уравнения (1) применим метод Ван-дер-Поля [3]:

$$E(t) = E_0(t) \cos[\Omega t + \varphi(t)]. \quad (2)$$

Тогда уравнения для амплитуды $E_a(t)$ и фазы $\varphi(t)$ световых колебаний с периодом $2\pi/\Omega = 1/\nu$ приобретают вид:

$$\frac{d}{dt}E_a(t) + \frac{1}{2} \left[\frac{4\pi\sigma}{\epsilon} + \frac{\nu}{Q} \right] E_a(t) = -F_s(t), \quad (3)$$

$$E_a(t) \frac{d}{dt}\varphi(t) - \frac{1}{2\Omega} \left[\frac{4\pi\sigma}{\epsilon} + \frac{\nu}{Q} \right] \frac{d}{dt}E_a(t) = F_c(t), \quad (4)$$

где

$$F_s = \frac{4\pi}{\epsilon\Omega} \left\langle \frac{d}{dt}j(t) \sin[\Omega t + \varphi(t)] \right\rangle, F_c = \frac{4\pi}{\epsilon\Omega} \left\langle \frac{d}{dt}j(t) \cos[\Omega t + \varphi(t)] \right\rangle. \quad (5)$$

Здесь угловые скобки означают усреднение по периоду колебаний.

Влияние стороннего излучения учитывается функциями F_s, F_c , определенными соотношениями (5).

Уравнение, связывающее ток накачки i , полное число неравновесных электронов N_e и амплитуду электромагнитного поля E_e имеет вид:

$$\frac{dN_e}{dt} + R(N_e) - \frac{\sigma E_e^2 V}{2\Delta} = \frac{i}{e}, \quad (6)$$

где $R(N_e)$ — скорость рекомбинации электронов в активном слое объема V ; Δ — ширина запрещенной зоны; e — заряд электрона.

Амплитуда поля в стационарном режиме определяется выражением:

$$E_{e0}^2 = \frac{8\pi h(i - i_{th})Q}{\epsilon V \sigma}, \quad (7)$$

где $i_{th} = eR(N_{e0})$ — пороговый ток, N_{e0} — стационарное значение числа электронов.

Уравнения (3), (4) совместно с уравнением для концентрации носителей заряда (6) описывают динамику лазера, находящегося под воздействием стороннего излучения.

С учетом вклада спонтанного излучения уравнения динамики лазера модифицируются следующим образом [4]:

$$\frac{d}{dt}E_{an} + \frac{E_{an}}{2\tau_p} = \left(\frac{c}{2n} \right) g(N_e) E_{an} + \xi \frac{N_e}{2\tau_e E_{an}}, \quad (8)$$

$$\frac{d}{dt}N_e + \frac{N_e}{\tau_e} = \left(-\frac{c}{n} \right) g(N_e) E_{an}^2 + G. \quad (9)$$

Здесь $E_{an} = \sqrt{N_p}$ — безразмерная амплитуда напряженности поля в резонаторе лазера; N_p — число фотонов в лазерной моде; τ_p, τ_e — времена

живни фотонов и электронов соответственно; $g(N_s) = \beta N_s^n$ — коэффициент усиления активной среды; G — скорость инжекции электронов; c — скорость света в вакууме; n — показатель преломления среды; ξ — коэффициент спонтанного излучения. Эти уравнения, за исключением члена, учитывающего спонтанное излучение, эквивалентны записанным ранее уравнениям (3) и (6) при $F_s = 0$. Влияние стороннего излучения учитываемось как модуляция нагруженной добротности и, соответственно, собственной частоты резонатора. Эта методика была предложена авторами работы [5], в которой исследовался автоданный эффект в газовых лазерах с учетом конечного времени реакции лазера на внешнее воздействие. Таким образом, выражение для времени жизни фотонов в резонаторе τ_p в приближении слабой оптической связи лазера с внешним объектом имеет вид:

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{\Omega}{Q} \left(1 - 2r_{\text{ext}} \frac{Q}{Q_{\text{ext}}} \cos \Omega_s t \right), \quad (10)$$

где $r_{\text{ext}} \ll 1$ — амплитудный коэффициент отражения с учетом потерь вне резонатора лазера; Q_{ext} — добротность внешнего резонатора; Ω_s — доплеровская частота.

Таким образом, задача сводится к совместному решению уравнений (8), (9) и (10).

Для анализа флуктуационных процессов в лазере уравнения баланса дополняются стохастическими слагаемыми F_s, F_p , называемыми Ланжевеновскими случайными силами [6]:

$$\frac{d}{dt} N_s = \frac{i}{q} - \frac{N_s}{\tau_s} - \Gamma_g N_p + F_s, \quad (11)$$

$$\frac{d}{dt} N_p = (\Gamma_g - \alpha_l) N_p + F_p; \quad (12)$$

здесь Γ — параметр оптического ограничения; α_l — полный коэффициент потерь излучения в лазере.

Волновое уравнение для электрического поля E_n , нормированного таким образом, что $E_n^2 = N_p$, имеет вид [7]:

$$\nabla^2 E_n(r, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^{\infty} \epsilon_s(r, N, t, \tau) \times E_n(r, t - \tau) d\tau = F_L(r, t), \quad (13)$$

где F_L — ланжевеновская случайная сила; ϵ_s — диэлектрическая проницаемость среды; τ — координата.

Поле в лазере может быть представлено в виде суммы аналитических сигналов со слабо перекрывающимися спектрами:

$$E_n(r, t) = \frac{1}{2} \sum_j \left(E_j(r, t) \exp(-i\Omega_j t) + \text{с.с.} \right), \quad (14)$$

где с.с. — величина комплексносопряженная первому слагаемому в скобках. Суммирование в (14) ведется по всем частотам в спектре излучения.

Поле в резонаторе лазера может быть представлено в виде:

$$E_{j_n}(z, t) = A_{j_n}^+ \exp(i g_{j_n} z) + A_{j_n}^- \exp(-i g_{j_n} (z - L)), \quad (15)$$

где $A_{j_n}^+$ — амплитуда волны, отраженной от левого зеркала резонатора с коэффициентом отражения по амплитуде r_1 ; $A_{j_n}^-$ — амплитуда волны, отраженной от правого зеркала резонатора с коэффициентом отражения по амплитуде r_2 ; L — длина резонатора; z — продольная координата.

Если стороннее излучение вводится через правое зеркало с коэффициентом пропускания $\tau_2 = 1 - r_2$ и амплитуда комплексной огибающей падающей на лазер волны равна $Z(z = L, t)$, подстановка (15) в граничные условия приводит к следующим выражениям:

$$A_{j_n}^+(0, t) - r_1 A_{j_n}^-(0, t) \exp(i \beta_{j_n} L) = 0, \quad (16)$$

$$A_{j_n}^-(L, t) - r_2 A_{j_n}^+(L, t) \exp(i \beta_{j_n} L) = \tau_2 Z_n \delta(\Omega_j - \Omega), \quad (17)$$

где $Z_n(L, t)$ вычисляется как интеграл перекрытия падающего поля с модой волновода при $z=L$.

Эффекты, связанные с поддержкой излучения, вооразращающегося в лазер, могут быть учтены при записи уравнения для электрического поля волны в следующем виде [8]:

$$\frac{d}{dt} E = \left[i\Omega_0 + \frac{\Delta g}{2} (1 + i\alpha) \right] E(t) + k E(t - \tau_{\text{ext}}), \quad (18)$$

где

$$E(t) = E_n(t) \exp[i(\Omega t + \varphi(t))]; \quad (19)$$

α — коэффициент уширения линии; Ω_0 — резонансная частота собственного резонатора; Δg — изменение усиления, вызванное оптической обратной связью; τ_{ext} — время прохода фотоном внешнего резонатора; k — параметр, характеризующий величину обратной связи:

$$k = \frac{1 - R_2}{\tau_0} \sqrt{\frac{R_{\text{ext}}}{R_2}}, \quad (20)$$

τ_s — время прохода собственного резонатора; R_2 — коэффициент отражения выходной грани лазерного диода по интенсивности; $R_{\text{вст}}$ — эффективный коэффициент отражения от внешнего объекта с учетом потерь вне собственного резонатора лазера.

Из уравнения (18) с учетом (19) путем разделения действительной и мнимой частей получаем выражения для амплитуды и фазы волны:

$$\frac{d}{dt} E_s = \frac{\Delta g}{2} E_s + k E_s E \cos(\varphi_0 + \Delta\varphi), \quad (21)$$

$$\frac{d}{dt} \varphi = \Omega_0 - \Omega - \frac{\Delta g}{2} \alpha - k \sin(\varphi + \Delta\varphi), \quad (22)$$

где

$$\varphi_0 = \Omega \tau_{\text{вст}}, \quad (23)$$

$$\Delta\varphi = \varphi(t) - \varphi(t - \tau_{\text{вст}}). \quad (24)$$

Правая часть выражения (18) содержит волну, полученную лазером и волну отраженную от объекта. При этом свойства объекта определяют вид второго слагаемого. При регистрации получения с доплеровским сдвигом частоты (эта ситуация имеет место при измерении скорости объекта с использованием нижескюнного лазера) уравнения лазера приобретают вид [9]:

$$\frac{d}{dt} E = \left[i\Omega_0 + \frac{\Delta g}{2} (1 + i\alpha\Omega) \right] E(t) + k E_d(t - \tau_{\text{вст}}), \quad (25)$$

$$E_d(t) = E_s(t - \tau_{\text{вст}}) \exp \left[i(\Omega + \Omega_d)t - i\Omega\tau_{\text{вст}} - i\Omega_d \frac{\tau_{\text{вст}}}{2} + i\varphi(t - \tau_{\text{вст}}) \right]. \quad (26)$$

Уравнения для амплитуды и фазы волны могут быть получены из (26) путем разделения действительной и мнимой частей, как это было описано выше.

В ряде случаев влияние оптической обратной связи удобно учитывать введением эффективного коэффициента отражения R_{eff} , определяемого отношением E_r/E_s ; [8], где E_s — амплитуда поля, получаемого лазером; E_r — суммарная амплитуда поля, отраженного от собственной грани и внешнего объекта. Согласно [8]

$$R_{\text{eff}} = \sqrt{R_2} \left(1 + \frac{1 - R_2}{\tau_s} \sqrt{\frac{R_{\text{вст}}}{R_2}} \right). \quad (27)$$

Посредством введения корреляционной функции в выражение для эффективного коэффициента отражения возможен учет когерентных

свойств поля. В случае $t_c \gg \tau_{ext}$, где t_c — время когерентности, имеем [10]:

$$R_{eff,0} = \frac{R_2 + R_{ext} + 2\sqrt{R_2 R_{ext}} \cos(\Omega \tau_{ext})}{1 + R_2 R_{ext} + 2\sqrt{R_2 R_{ext}} \cos(\Omega \tau_{ext})}. \quad (28)$$

В случае $\tau_{ext} \geq 5t_c$ эффективный коэффициент отражения описывается в виде [10]:

$$R_{eff,0} = R_2 + \frac{(1 - R_2)^2 R_{ext}}{1 - R_2 R_{ext}}. \quad (29)$$

Таким образом, для описания когерентной регистрации оптического входного сигнала инжекционным лазером могут быть использованы уравнения динамики лазера, включающие волновое уравнение и уравнение для концентрации носителей заряда. Влияние стороннего излучения учитывается как дополнительная внешняя обратная связь от некоторого пассивного элемента либо как облучение лазера сторонним источником. При этом в уравнение динамики для напряженности поля вносятся дополнительное слагаемое, учитывающее величину этой обратной связи.

Влияние внешнего излучения на генерационные характеристики лазера.

Вопрос о воздействии отраженного от объекта излучения на частоту и амплитуду моды, генерируемой лазером, впервые был рассмотрен в работе [11]. Выражения, определяющие изменение амплитуды ΔE_s и частоты генерации лазера $\Delta \nu$ в зависимости от коэффициента отражения объекта по амплитуде и расстояния до него, имеют вид:

$$\Delta E_s = \frac{c}{2L} \frac{r_{ext} \tau_2^2}{p} E_{s0} \cos \psi_s, \quad (30)$$

$$\Delta \nu = -\frac{c}{2L} r_{ext} \tau_2^2 \sin \psi_s, \quad (31)$$

где p — коэффициент прочности предельного цикла; ψ_s — фаза, зависящая от расстояния до объекта.

Расчет выполнен в предположении, что имеет место одномодовый режим генерации лазера и отраженная волна "согласована" с прямой волной, т.е. имеет ту же поляризацию и распределение амплитуд и фаз по поверхности зеркала, что и выходное излучение лазера. Результаты расчета согласуются с данными по влиянию отраженного излучения на частоту и мощность генерации CO_2 -лазера, полученными в работе [12]. Показано, что при малых отражениях зависимость частоты и мощности излучения лазера от расстояния до отражающего объекта

носит синусоидальный характер, при этом максимальное изменение частоты пропорционально коэффициенту отражения объекта по амплитуде. При больших коэффициентах отражения зависимость частоты от расстояния принимает гистерезисный характер, что может приводить к перескоку частоты генерации с изменением расстояния до объекта.

Как было показано ранее, в режиме генерации между зеркалами резонатора устанавливаются стоячие оптические волны. В случае одномодового лазера электрическое поле волны может быть описано в виде [13]:

$$E(z, t) = E_0 \exp i[k_0 z - \varphi(t - z/c)] + c.c., \quad (32)$$

где $k_0 = \Omega/c$ — волновое число; $\varphi(t)$ — случайная флуктуация фазы, соответствующая ширине спектра. Если излучение лазера отражается от движущегося объекта, то отраженное поле E_s описывается выражением вида:

$$E_s(z, t) = E_{s0} \exp i \left\{ (k_0 + k_d)(L_{ext} - z) + k_0 L_{ext} - (\Omega + \Omega_d)t + \varphi[t - (2L_{ext} - z)/c] \right\} S[t - (L_{ext} - z)/c] \exp i[\varphi_s[t - (L_{ext} - z)/c]] + c.c., \quad (33)$$

где E_{s0} — амплитуда поля, отраженного от объекта; $k_d = \Omega_d/c$ — волновое число, соответствующее доплеровскому сдвигу частоты отраженного излучения; $S[t - (L_{ext} - z)/c] \exp i[\varphi_s[t - (L_{ext} - z)/c]]$ — величина, определяющая флуктуации амплитуды и фазы излучения отраженного от диффузного объекта (лазерную спекл-картину).

При отсутствии внешней оптической обратной связи поле внутри лазера E_L связано с получаемым полем (32) через коэффициент пропускания T получающего зеркала:

$$E_L(z, t) = (1/T) E_0 \exp i[k_0 z - \varphi(t - z/c) + \pi] + c.c., \quad (34)$$

где π — изменение фазы при отражении от зеркала резонатора. В этом случае интенсивность излучения может быть найдена следующим образом:

$$I(z, t) = \epsilon c \langle [E_L(z, t) + T E_s(z, t)]^* [E_L(z, t) + T E_s(z, t)] \rangle, \quad (35)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость воздуха. Подставляя в (35) выражения для E_L и E_s , получаем зависимость интенсивности излучения лазера от времени следующего вида [13]:

$$I(t) = I_0 + I_f \exp i[2k_0 L_{ext} + k_d L_{ext} - \Omega_d t + \varphi[t - 2L_{ext}/c] - \varphi(t) - \pi] \times \\ \times S[t - L_{ext}/c] \exp i[\varphi_s[t - L_{ext}/c]] + c.c. \quad (36)$$

Величины I_0 и I_f не вычисляются в рамках этой модели.

Если средняя по времени величина $\varphi'(t - 2L_{\text{эст}}/c) - \varphi(t)$ много меньше 2π , в показателе экспоненты она может быть опущена. Эта ситуация реализуется, когда отраженное излучение когерентно с излучением в лазере, или, другими словами, флуктуации фазы меньше $2L_{\text{эст}}/c$. Таким образом, временная когерентность не важна, если время, за которое излучение распространяется до объекта и обратно, мало по сравнению с временем когерентности.

Как видно, временная зависимость интенсивности (36) содержит информацию о доплеровской частоте, которая позволяет судить о скорости движущегося объекта.

Спектральная компонента доплеровского сигнала S_d , снимаемого с фотоприемника, при $(d\varphi/dt)_{\text{эст}}$ стремящемся к нулю, пропорциональна величине $k^2 P^2 \delta(\Omega_d - \Omega)$, где P — мощность излучения лазера [9].

Следует отметить, что поскольку угловые характеристики внешнего сигнала, содержащего доплеровскую составляющую, определяются в основном апертурой оптического согласующего элемента, то параметр обратной связи $k \sim L_{\text{сп}}^{-1}$ (т.к. $R_{\text{эст}} \sim d_i^2 / L_{\text{эст}}^2$, где d_i — диаметр согласующей линзы). Это приводит к зависимости $S_d \sim L_{\text{сп}}^{-2}$, что и наблюдается на относительно небольших расстояниях $L_{\text{эст}}$ [9].

Что касается зависимости доплеровского сигнала от мощности излучения, то здесь приходится учитывать два фактора. Во-первых, развитие центральной моды излучения с ростом накачки идет по закону, отличному от прямо пропорциональной зависимости, наблюдаемой для суммарного излучения. Рост интенсивности доплеровской моды в припороговом диапазоне происходит особенно быстро, что приводит к резкому увеличению доплеровского сигнала. Во-вторых, этому увеличению способствует также быстрое нарастание степени когерентности излучения.

Совокупное влияние этих двух факторов приводит к быстрому росту на фоне амплитудного плеча сигнала на доплеровской частоте $S_d \sim (i - i_{\text{п}})^{4-5}$. Затем, в пределах стабилизации одночастотного режима генерации, уровень S_d зависит от мощности генерируемой моды как $S_d \sim (i - i_{\text{п}})^2$, т.к. $P \sim (i - i_{\text{п}})$. Этот режим является наиболее эффективным с точки зрения практических применений.

В случае многомодовой генерации электрическое поле излучения может быть записано в виде:

$$E(x, t) = \sum_j E_j \exp[ik_j x - \omega_j t + \varphi_j(t - z/c)] + \text{с.с.}, \quad (37)$$

где $\omega_j = \Omega + 2\pi j c / 2nL$ — циклическая частота моды; n — показатель преломления активного вещества; $k_j = \omega_j / c$ — волновое число; φ_j — флукуация фазы, соответствующая ширине односторонней продольной моды.

Интенсивность лазерного излучения в этом случае вычисляется так же, как и для одномодового режима:

$$I(z, t) = I_0 + \sum_j j S_j \left[t - L_{\text{ext}}/c \right] I_{jj} \times \\ \times \exp i \left[2k_j L_{\text{ext}} + k_{0j} (L_{\text{ext}} - z) + \Omega_j t + \varphi_{0j} \left(t - L_{\text{ext}}/c \right) - \pi \right] + \text{с.с.} \quad (38)$$

Суммирование в (38) ведется по членам медленно флукуирующим во времени, что соответствует сохранению фазы на больших расстояниях. Амплитуды и фазы для различных мод также будем считать одинаковыми. Тогда (38) переписывается в виде:

$$I(z, t) = I_0 + \left[\sum_j j I_{jj} \exp i 2k_j L_{\text{ext}} \right] \exp i \left[\Omega_j t \right] \times \\ \times S \left[t - L_{\text{ext}}/c \right] \exp i \left[\varphi_{0j} \left(t - L_{\text{ext}}/c \right) \right] + \text{с.с.} \quad (39)$$

Таким образом, на основе выражения (39) для многомодового лазера возможно измерение скорости движущегося объекта по тому же принципу, как и в случае одномодового. Легко видеть, что флукуации интенсивности в (39) имеют наибольшую амплитуду, когда фаза кратна целому числу 2π . Эта ситуация реализуется, когда отношение L_{ext}/nL , входящее в выражение

$$2k_j L_{\text{ext}} = 2(\Omega + 2\pi j c / 2nL) L_{\text{ext}} / c,$$

равно целому числу. Зависимость этой величины от расстояния может быть использована для измерения перемещений движущихся вдоль направления z объектов.

Облучение полупроводникового инжекционного лазера эхо-сигналом приводит к смещению его ватт-амперной характеристики в сторону уменьшения порогового тока [10], [14], [16], [22]. В этом случае величина оптической обратной связи может быть определена изменением отношения dP/di [10]:

$$\frac{dP_R/di}{dP_L/di} = \frac{\left(1 - \frac{2\pi n L}{\ln(R_1 R_{eff})} \right)^{-1} (\sqrt{R_1} + \sqrt{R_2})}{\left(1 - \frac{2\pi n L}{\ln(R_1 R_{eff})} \right)^{-1} (\sqrt{R_1} + \sqrt{R_{eff}})} \frac{1 - \sqrt{R_1 R_2} \quad 1 - R_{eff}}{1 - \sqrt{R_1 R_{eff}} \quad 1 - R_2} \quad (40)$$

где dP_L/di соответствует режиму без внешней обратной связи, dP_R/di — режиму с наличием обратной связи. Как показывает эксперимент, отношение (40) уменьшается с увеличением R_{ext} , при этом большим значением этого отношения соответствует меньшая степень когерентности получения [10].

Взаимодействие собственного и внешнего электромагнитных излучений через концентрацию неравновесных носителей заряда приводит к деформации коэффициента пропускания лазера вблизи линии генерации — возникновению дополнительных максимумов пропускания лазерного интерферометра [7], [15]. Физически это объясняется тем, что биекция инжектируемого в лазер слабого внешнего излучения с излучением ближайшей к нему по спектру лазерной моды приводит к модуляции параметров лазерной среды с разностной частотой, в результате чего вблизи каждой моды лазера возникают дополнительные частотные резонансы. Один из них совпадает по частоте с инжектируемым излучением и, в зависимости от фазовых соотношений, приводит либо к его усилению, либо к ослаблению, т.е. модуляции коэффициента пропускания лазера.

Таким образом, имеется возможность регистрации сигнала по изменению частоты и мощности генерации лазера и деформации спектра пропускания лазерного интерферометра.

Рассмотренные эффекты послужили основой при построении на базе инжекционных полупроводниковых лазеров лазерного измерителя дальности [17], лазерного доплеровского измерителя скорости [9], [13], лазерного датчика микроперемещений [18], продемонстрирована возможность использования инжекционного лазера в качестве приемника в оптических устройствах считывания информации [14].

Влияние внешнего излучения на электронную подсистему лазера

Особый интерес представляет возможность регистрации сигнала в электрической цепи лазера. В этом случае лазер является одновременно источником и приемником оптического сигнала.

Под действием стороннего излучения в электрической цепи лазерного диода появляется переменная компонента тока с частотой, равной разности частот отраженного излучения и поля внутри лазерного резонатора. Причину возникновения колебаний тока можно объяснить следующим образом. Ток i , протекающий через лазерный диод, можно разделить на две части. Первая часть, равная пороговому току генерации i_d , обусловлена спонтанной и безызлучательной рекомбинаци-

ей электронов и дырок в активной области. Остальная часть, $i - i_{th}$, обусловлена вынужденной рекомбинацией носителей и пропорциональна квадрату электрического поля излучения в активной области $E(t)$. Если частота отраженного излучения отличается от частоты генерации лазера, то величина $E(t)$ испытывает биения, что приводит к модуляции концентрации носителей заряда в активной области и к соответствующим колебаниям разности квазиуровней Ферми. Этот процесс может быть зафиксирован как изменение напряжения на лазере или тока в цепи питания.

Таким образом, под действием внешнего излучения происходит изменение импеданса инжекционного лазера. Выбрав сторонний ток, обусловленный воздействием этого излучения, в форме:

$$j(t) = Re j_{\omega} e^{-i(\Omega + \omega)t}, \quad (41)$$

выражение для комплексной амплитуды переменного тока в цепи его питания можно представить в виде [1]:

$$\delta i = e \left[\left(i\omega - \frac{\Omega_{sp}^2}{i\omega} + \frac{1}{\tau_c} \right) N_0 \frac{\delta \Phi_{\omega}}{\Phi_0} + i\sigma \frac{E_{\omega 0} V e^{i\varphi}}{\omega \Delta} f_{\omega} \right], \quad (42)$$

где

$$\begin{aligned} f_{\omega} &= 2\pi j_{\omega} / e\Omega; \\ \frac{1}{\tau_c} &= \frac{i_{th}}{eN_0} \eta + \frac{i - i_{th}}{eN_0} \chi; \\ \eta &= \left(\frac{\partial \ln R}{\partial \ln N} \right)_{N=N_0}; \\ \chi &= \left(\frac{\partial \ln |\sigma|}{\partial \ln N} \right)_{N=N_0}; \\ \Omega_{sp}^2 &= \frac{\Omega}{2\pi Q} \chi \frac{i - i_{th}}{eN_0}; \end{aligned}$$

Ω_{sp} — резонансная частота системы “электроны-фотоны”; $\delta\Phi$ — вариация напряжения; Φ_0 — величина порядка энергии квазиуровней Ферми для электронов и дырок, отсчитанных, соответственно, от краев зоны проводимости и валентной зоны.

В отсутствие сигнала ($f_{\omega} = 0$) формула (42) описывает адмиттанс лазерного приемника в режиме генерации. Этот адмиттанс состоит из трех слагаемых, обусловленных эквивалентной емкостью, индуктивностью и активной проводимостью лазера. Первое слагаемое — емкостная проводимость — связана с накоплением носителей в активном

слов. Второе слагаемое — индуктивность — обусловлена балаодыванием амплитуды генерируемого электромагнитного поля относительно изменения концентрации носителей заряда. Третье слагаемое соответствует активной вводимости и связано с процессом рекомбинации носителей. Таким образом, лазерный диод в электрическом отношении эквивалентен высокочастотному электрическому RLC -фильтру.

Формула (42) позволяет найти ток на частоте ω , который возникает под действием стороннего получения в электрической цепи, состоящей из лазерного диода с последовательно включенным нагрузочным сопротивлением R_L . Выражение для тока следует из уравнения Кирхгофа

$$\delta\Phi_\omega + R_L \delta i_\omega = 0 \quad (43)$$

и имеет вид :

$$\delta i_\omega = \frac{-\Phi_0(\sigma V E_0 / \Delta N_0 R_L) f_\omega e^{i\varphi}}{\omega^2 - \Omega_p^2 + i\omega(\tau^{-1} + \Phi_0 / e N_0 R_L)^2}. \quad (44)$$

В этом случае коэффициент преобразования по мощности K_ω , определенный как отношение мощности выделяющейся в сопротивлении нагрузки к мощности поступающей на лазер, имеет вид [1]:

$$K_\omega = \frac{|\Theta|^2 e \Phi_0}{4\pi h \Omega_p Q X} \frac{\lambda(1 + 4\omega^2 Q^2 / \nu^2)}{[(\omega / \Omega_p)^2 - 1]^2 + (\omega^2 / \Omega_p^2)(1 / \Omega_p \tau + \lambda)^2}. \quad (45)$$

Здесь

$$\lambda = \Phi_0 / e N_0 \Omega_0 R_L;$$

Θ — величина, характеризующая эффективность ввода принимаемого получения в резонатор лазера.

В общем случае фаза φ и амплитуда $E_{\omega 0}$ случайным образом флуктуируют во времени. Флуктуации фазы приводят к отличной от нуля ширине спектральной линии получения лазера и, следовательно, ограничивают разрешающую способность лазерного приемника по частоте. Флуктуации амплитуды приводят к изменению величины E^2 , а значит, к возникновению переменной компоненты тока в электрической цепи лазерного диода. Возникающий таким образом амплитудный шум наряду с генерационно-рекомбинационным и джонсоновскими шумами ограничивает чувствительность приемника.

Аналитически флуктуации фазы могут быть учтены следующим образом:

$$e^{i\varphi(t)} = \int e^{i\varphi(t) + \alpha(t - \tau)^2} dt, \quad (46)$$

где $\bar{\omega}$ — среднее значение частоты.

Если $|\omega - \bar{\omega}|$ существенно меньше характерных обратных времен корреляции случайных сил, то

$$\langle |(\sigma^{(1)})_{\omega-\bar{\omega}}|^2 \rangle = \frac{1}{\pi} \frac{2D}{(\omega - \bar{\omega})^2 + D^2}, \quad (47)$$

где

$$D = \frac{\Omega}{8\pi Q N_{ph}} \left(\frac{1}{e^{\Omega/kT} + 1} + \frac{1}{2} \right) \quad (48)$$

— коэффициент диффузии фазы; N_{ph} — полное число квантов в моде. Для инжекционных лазеров с активной областью из GaAs, при мощности 100 мВт D составляет $\sim 10^4$ Гц, что соответствует спектральной полуширине линии генерации. Таким образом, коэффициент D определяет разрешение лазерного приемника по частоте.

Анализ чувствительности приемника приводит к следующему выражению для эквивалентной мощности шумов [1]:

$$P_{\text{ш}} = \frac{\Delta}{|e|^2} \left[1 + 2\bar{N} + 2 \left(\frac{\Theta\omega}{\nu} \right)^2 \frac{i_{\text{ш}}\eta + \Phi_0/R_L}{i - i_{\text{ш}}} + \frac{2kT}{\Delta K(\omega)} \right] \frac{\Delta\omega}{2\pi}, \quad (49)$$

где $\Delta\omega/2\pi$ — ширина полосы приема. Первое слагаемое в квадратных скобках описывает квантовые флуктуации поля. Второе слагаемое обусловлено спонтанным и тепловым излучением в активной области. Величина \bar{N} требует специального рассмотрения. Оценки показывают, что она пропорциональна коэффициенту межзонного поглощения полупроводника на частоте генерации в отсутствие инжекции. В зависимости от конкретных условий \bar{N} варьируется в пределах от 10^{-1} до 10^2 [1].

Третье слагаемое описывает генерационно-рекомбинационный шум, четвертое — джонсоновский. При $K(\omega) \geq 1$ последнее слагаемое по крайней мере в Δ/kT раз меньше единицы. Для GaAs при комнатной температуре $\Delta/kT=55$. Видно, что генерационно-рекомбинационный шум несущественен при

$$\frac{i - i_{\text{ш}}}{i_{\text{ш}}} \gg 2 \left(\frac{\omega Q}{\nu} \right)^2 \left(\eta + \frac{\Phi_0}{i_{\text{ш}} R_L} \right).$$

Даже при малых R_L правая часть этого неравенства значительно меньше единицы.

Соотношение сигнал/шум в неоптическом выходе лазерного приемника может быть определено выражением:

$$\frac{P_s}{P_{\text{ш}}} = \frac{P_s}{K_{\text{ш}}} \frac{\omega}{2\pi} hB, \quad (50)$$

где P_s — мощность полезного сигнала в цепи питания лазера, B — шумовая полоса лазерного приемника, $K_{\text{ш}}$ — коэффициент избыточного шума. Типичные значения коэффициента избыточного шума $K_{\text{ш}}$ составляют около 10-20 дБ [6].

Таким образом, полупроводниковый инжекционный лазер может использоваться в качестве когерентного приемника получения с внутренним усилением и чувствительностью, близкой к квантовому пределу.

Экспериментальные исследования, проведенные авторами [19], дали следующие результаты.

При фазовой модуляции излучения импульсного лазера на основе двойной гетероструктуры GaAlAs экспериментально зарегистрировано изменение огибающей импульсов тока накачки [19]. Амплитуда огибающей импульсов тока Δi достигала максимального значения, равного 10^{-6} от амплитуды тока i при небольших превышениях порога генерации, и уменьшалась при дальнейшем увеличении тока. Величина Δi немонотонно (как $\cos(\pi L_{\text{вет}}/\lambda_0)$, где λ_0 — длина волны генерации лазера) зависела от положения отражающего объекта, что характерно для когерентного детектирования модулированного по фазе излучения. Такое поведение Δi свидетельствует о том, что формирование полезного сигнала не связано с фотодетектированием на неполностью снятом потенциальном барьере. Полученные с помощью интерферометра Майкельсона зависимости обратной ширины линии видности интерференционной картины от тока накачки для того же лазерного диода коррелируют с изменением Δi .

Одновременно с сигналом в цепи питания лазера с помощью фотодиода, помещенного за полупрозрачным зеркалом, регистрировалось изменение мощности излучения ΔP , синфазное с модулирующим напряжением. Изменение мощности на резонансной частоте достигало в максимуме 10% от генерируемой лазером мощности. Значительно большая по сравнению с отношением $\Delta i/(i - i_{\text{th}})$ величина $\Delta P/P$ объясняется тем, что при небольших превышениях порога с когерентным излучением связана лишь небольшая часть тока ($i - i_{\text{th}}$). Кроме того, коэффициент преобразования пульсаций интенсивности в пульсации тока накачки существенно меньше единицы [1].

Когерентная регистрация излучения инжекционным лазером была осуществлена и в режиме непрерывной генерации [20]. На зависимости величины Δi от тока наблюдался резкий всплеск вблизи порога. При дальнейшем увеличении тока зафиксировано несколько широких пиков при значительном превышении порога. На эту картину накладывались

осцилляции с меньшим периодом, который, к тому же, заметно уменьшился с ростом тока накачки.

Можно указать два возможных механизма, объясняющих такое поведение лазера [20]. Первый связан с зависимостью коэффициента преломления активной среды от тока накачки. При этом меняются пролетные времена для фотонов отдельных мод. Когда пролетные времена становятся кратными друг другу, соответствующие им интерференционные картины внутри резонатора складываются в фазе, и наблюдается максимум сигнала. Второй механизм связан с интерференцией мод, число которых растет по мере увеличения тока.

Зависимость амплитуды огибающей Δi и амплитуды модуляции мощности получения лазера от расстояния согласуется с результатами работы [19], в которой наблюдались периодические пики сигнала с изменением $L_{\text{ист}}$.

Оценка пороговой чувствительности лазера, проведенная в работе [20] на основе измерений абсолютной величины Δi и мощности шума, дает значения существенно большие теоретической величины [1]. Одной из возможных причин такого расхождения может быть погрешность оценки доли испущения, возвращающегося в активную область инжекционного лазера. Другой причиной может быть учет в [1] вклада спонтанного излучения в генерируемую моду.

Коэффициент спонтанного излучения является важной характеристикой инжекционного лазера и определяет долю спонтанного излучения, попадающего в лазерную моду.

Для анализа влияния спонтанного излучения на эффективность фотопараметрического преобразования в инжекционном лазере воспользуемся уравнениями (8), (9), (10). Введем безразмерные переменные:

$$Y = \frac{E_{0a}^2}{G_{ih}\tau_p}, W = \frac{N_s}{G_{ih}\tau_s}, J = \frac{G}{G_{ih}} = \frac{i}{i_{th}} \quad (51)$$

Подстановка этих переменных в исходные скоростные уравнения (8), (9) дает [4]:

$$W = \frac{J - Y}{1 - \xi}, Y = \frac{(J - Y)^m Y}{1 - \xi} + \xi J \quad (52)$$

Подставляя (10) в (8), линеаризуя полученные уравнения по малым отклонениям амплитуды $E_a(t)$ и числа инжектированных электронов $N_s(t)$ и решая полученные уравнения квадратурами, получаем [4]:

$$\frac{\dot{E}_a}{E_a} = r_{\text{ост}} K_a \cos(\Omega_d t) \quad (53)$$

Здесь

$$K_a = \frac{(Q/Q_{\text{св}})K_w \sqrt{1 + [\Omega_d \tau_c / (1 + a)]^2}}{W^m (a + \xi) / (1 + a) [1 + (m(1 + a)\xi / a(a + \xi))]} \quad (54)$$

— коэффициент, характеризующий эффективность фотопараметрического преобразования; K_w — коэффициент, описывающий изменение K_a с изменением частоты модуляции ($K_w = 1$ при частотах $\Omega_d \ll \Omega_{\text{ср}}$); $a = mYW^{m-1}$.

Расчет $K_a(\xi)$ выполнен по формуле (54) при следующих значениях параметров: $\Omega_d = 2\pi 50 \text{ МГц}$; $Q/Q_{\text{св}} = 1$; $\tau_c = 10^{-9} \text{ с}$; $m = 1$, что соответствует аппроксимация усиления среды в виде $g = \beta N_a$; $K_w = 1$. Величина ξ варьировалась от 10^{-7} до 10^{-4} , что характерно для инжекционных лазеров с односторонней генерацией.

Расчет показывает [21], что коэффициент спонтанного излучения ξ существенно влияет на эффективность фотопараметрического преобразования вблизи порога генерации. При изменении ξ от 10^{-7} до 10^{-4} вариация δK_a составляет $\sim 10^3$. В то же время при превышении порога $i/i_{\text{тл}} = 1,4$ она не превышает 0,2%. Для типичных значений $\xi = 10^{-5}$ на пороге генерации $K_a = 187$, при $i/i_{\text{тл}} = 1,4$, $K_a = 3,8$.

Таким образом, для использования в режиме когерентного детектирования наиболее перспективны лазеры с малым коэффициентом спонтанного излучения.

В заключение отметим, что высокая чувствительность метода детектирования с приемом излучения на лазер позволяет исследовать не только зеркально или диффузно отражающие объекты но и рассеивающие аэрозольные образования. Высокое спектральное разрешение метода делает перспективным его использование в лазерной диагностике и спектроскопии.

Литература

1. Каовринов Р.Ф., Сурис Р.А. Гетеродинамный прием света инжекционным лазером // ЖЭТФ. — 1974. — Т.66, N3. — С.1067—1073.
2. Лэмб У.Л. Теория оптических лазеров // Квантовая оптика и квантовая радиофизика. — М.: Мир, 1966. — С.281—376.
3. Андронов А.А., Витт А.А., Хайкин С.Х. Теория колебаний. — М.: Наука, 1961. — 568 с.

4. Гершензон Е.М., Туманов Б.Н., Левит Б.И. Автодинные и модуляционные характеристики инжекционных полупроводниковых лазеров // Известия вузов. Радиофизика.— 1980.— Т.23, N5.— С.533—541.
5. Туманов Б.Н., Левит Б.И., Бабич Ф.С. Автодинный эффект в газовых лазерах // Известия вузов. Радиофизика.— 1978— Т.21, N9.— С.1260—1267.
6. Marcuse D. Heterodyne detection with an injection laser -- Part2: signal-to-noise ratio // IEEE J. Quantum Electron.— 1990.— V.26, N4.— P.669—677.
7. Дедушенко К.Б., Зверков М.В., Мамаев А.Н. Усиление внешнего излучения в полупроводниковом лазере в состоянии генерации // Квантовая электроника.— 1992.— Т.19, N7.— С.661—667.
8. Lang R., Kobayashi K. External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties // IEEE J. Quantum Electron.— 1980.— V.16, N3.— P.347—355.
9. Маругин Ф.В. Доплеровский измеритель скорости на основе инжекционного лазера // Журнал технической физики.— 1994.— Т. N1.— С.184—189.
10. Sigg J. Effect of optical feedback on the light-current characteristics of semiconductor lasers // IEEE J. Quantum Electron.— 1993.— V.29, N1.— P.1262—1270.
11. Берштейн И.Л. Воздействие отраженного сигнала на работу лазера // Известия вузов. Радиофизика.— 1973.— Т.16, N4.— С.526—530.
12. Доманов М.С., Щербатых В.Д. Влияние отраженного сигнала на стабильность частоты и мощности лазера на двуокиси углерода // Квантовая электроника.— 1975.— Т.2, N1.— С.99—104.
13. Small laser Doppler velocimeter based on the self-mixing effect in a diode laser/ H.W.Jentink, F.F.M. De Mul, H.E.Suichies et al // Applied Optics.— 1988.— V.27, N2.— P.379—385.
14. Оптоэлектронное считывание с помощью инжекционного лазера/ Ву Ван Лык, П.Г.Елисеев, М.Ф.Манько и др. // Квантовая электроника.— 1982.— Т.9, N9.— С.1825—1829.

15. Van Exter M.P., Biever C., Woerdman J.P. Effect of optical injection on bias voltage and spectrum of a semiconductor laser //IEEE J. Quantum Electron.— 1993.— V.29, N11.— P.2771—2779.
16. Influence of external optical feedback on threshold and spectral characteristics of vertical-cavity surface-emitting lasers/ S.Jian, Z.Pan, M.Dagenais et al //IEEE Photon Technol. Lett.— 1994.— V.6, N1.— P.34—36.
17. De Groot P.J., Gallatin G.M., Macomber S.H. Ranging and velocimetry signal generation in a backscatter-modulated laser diode //Applied Optics.— 1988.—V.27, N21.— P.4475—4480.
18. Дедушеня К.Б., Мамаев А.Н., Николаев И.В. Лазерный датчик микроперемещений //Датчики электронных и неэлектронных величин (Датчик 93). Тез. докл. 1 Междунар. конф. Ч1.— Барнаул: Алт. гос. техн. ун-т, 1993.— С.175.
19. Когерентная регистрация получения инжекционным лазером. В.В.Дементьев, Э.Э. Годик, В.В. Гуляев и др. //Письма в ЖТФ.— 1979.— Т.5, N22.— С.1349—1351.
20. Многомодовые эффекты при когерентной регистрации получения инжекционным лазером/ В.В.Дементьев, Э.Э.Годик, Ю.В.Гуляев и др. //Письма в ЖТФ.— 1981.— Т.7, N7.— С.442—445.
21. Карих Е.Д., Рудой А.Г., Хасеневич П.Р. Влияние коэффициента спонтанного излучения на эффективность фотопараметрического преобразования в инжекционном лазере //Тезисы докладов Республиканской конференции молодых ученых по квантовой электронике (24-25 мая 1994г., Минск).— Мн.: Белгосуниверситет, 1994.— С.16.
22. Pascal B., Meziane B., Guy S. Feedback phenomena in a semiconductor laser induced by distant reflectors //IEEE J. Quantum Electron.— 1993.— V.29, N5.— P.1271—1284.