

06;07;12

Автодинное детектирование в полупроводниковом лазере при движении внешнего отражателя

© А.В. Скрипаль, Д.А. Усанов, В.А. Вагарин, М.Ю. Калинин

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, 410601 Саратов, Россия

(Поступило в Редакцию 16 июня 1997 г.)

Проведен анализ закономерностей в изменении амплитуды и частоты излучения полупроводникового лазера с внешней оптической обратной связью, связанных с движением внешнего отражателя. Показано, что влияние внешней оптической обратной связи на интерференционный сигнал вибраций отражателя можно ослабить не только путем уменьшения ее уровня, но и выбором расстояния до вибрирующего объекта.

Значительный интерес к эффекту автодинного детектирования в полупроводниковых лазерах обусловлен возможностью создания на их основе простых измерительных датчиков с высокой чувствительностью к отраженному сигналу [1,2]. Однако в таких измерительных датчиках вследствие влияния внешней оптической обратной связи интерференционный сигнал искажается и оказывается проблематичным применение хорошо разработанной теории гомодинной интерферометрии.

Нами была предпринята попытка поиска условий, при которых влияние внешней оптической обратной связи в полупроводниковом лазере, работающем в автодинном режиме, на интерференционный сигнал, образующийся при гармонических вибрациях внешнего отражателя, минимально.

Для теоретического анализа использовалась модель составного резонатора [3,4]. В приближении стационарного поля выражения для амплитуды электрического поля E , концентрации носителей в активной области лазера N и частоты излучаемой моды ω лазера с внешним резонатором могут быть записаны в виде системы уравнений [5]

$$E^2 = (J - N/\tau_s)/G(N), \quad (1)$$

$$G_N(N - N_{th}) = -2\frac{k}{\tau_{in}} \cos \omega\tau, \quad (2)$$

$$\omega_0\tau = \omega\tau + \frac{\tau}{\tau_{in}}k(1 + \alpha^2)^{1/2} \sin(\omega\tau + \psi), \quad (3)$$

где угол $\psi = \arctg(\alpha)$; ω_0 — резонансная частота собственного резонатора лазерного диода; $G(N)$ — коэффициент усиления; J — число носителей, инжектируемых в единицу объема за единицу времени; τ_s — время жизни носителей, обусловленное спонтанной рекомбинацией; τ_{in} — время обхода излучением диодного резонатора; τ — время обхода внешнего резонатора; k — коэффициент обратной связи; G_N — дифференциальное усиление; α — коэффициент уширения линии генерации; N_{th} — концентрация на пороге генерации лазерного диода без обратной связи.

Уравнение (2) характеризует усиление моды с частотой ω , являющейся решением фазового уравнения (3)

для полупроводникового лазера с составным резонатором. Подставляя (2) в (1), в пренебрежении зависимостью коэффициента усиления G от концентрации N получаем сигнал автодинной системы

$$E^2 = A + B \cos(\omega\tau), \quad (4)$$

где $A = J/G - N_{th}(G\tau_s)^{-1}$, $B = 2k(GG_N\tau_s\tau_{in})^{-1}$.

В режиме слабой обратной связи $k(1 + \alpha^2)^{1/2} \times (\omega_0\tau_{in})^{-1} \ll 1$ решение уравнения (3) представим в виде

$$\omega = \omega_0 - X \sin(\omega_0\tau + \psi), \quad (5)$$

где $X = (k/\tau_{in})(1 + \alpha^2)^{1/2}$.

Для колеблющегося по синусоидальному закону объекта время обхода внешнего резонатора можно представить в виде гармонической функции времени t

$$\tau = \tau_0 + \tau_a \sin(\Omega t + \varepsilon),$$

где $\tau_a = 2\xi/c$, ξ и Ω — амплитуда и частота колебаний отражателя, ε — начальная фаза, c — скорость света.

Тогда выражение (4) для нормированной переменной составляющей амплитуды поля может быть записано в виде

$$E_0^2 = \cos\left(\omega_0\tau_0 + \omega_0\tau_a \sin(\Omega t + \varepsilon) - \tau_0 X \times \sin[\omega_0\tau_0 + \psi + \omega_0\tau_a \sin(\Omega t + \varepsilon)]\right). \quad (6)$$

Выражение (6) описывает огибающую интерференционного сигнала, формируемого при колебаниях внешнего зеркала в автодинной системе. В случае малой обратной связи, когда третьим слагаемым в аргументе косинуса можно пренебречь, выражение (6) сводится к хорошо известному из теории гомодинных измерений соотношению вида

$$E_0^2 = \cos[\theta + \sigma \sin(\Omega t + \varepsilon)], \quad (7)$$

где $\theta = \omega_0\tau_0$, $\sigma = 4\pi\xi/\lambda$, λ — длина волны лазерного излучения.

Спектр функции вида (7) определяется коэффициентами разложения в ряд по функциям Бесселя

$$E_0^2 = \cos \theta J_0(\sigma) + 2 \cos \theta \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\sigma) \cos[2n(\Omega t + \varepsilon)] - 2 \sin \theta \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(\sigma) \cos[(2n+1)(\Omega t + \varepsilon)]. \quad (8)$$

Из выражения (8) следует, что при $\theta = \pi n$, где $n = 0, 1, 2, \dots$, спектр имеет только четные гармоники, а при $\theta = \pi/2 + \pi n$ — только нечетные.

Амплитуда колебаний отражателя может быть восстановлена по спектру интерференционного сигнала, например по трем четным или нечетным гармоникам из соотношения [6],

$$\xi^2 = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \frac{n(n+1)(n+2)J_{n+1}(\sigma)}{(n+2)J_{n-1}(\sigma) + 2(n+1)J_{n+1}(\sigma) + nJ_{n+3}(\sigma)}. \quad (9)$$

Выбор именно этого метода обусловлен возможностью использования четных и нечетных гармоник в отдельности.

Компьютерное моделирование проводилось с использованием системы уравнений (1)–(3). Изменение частоты лазерного излучения при гармонических вибрациях зеркала определялось из решения трансцендентного уравнения (3). Рассчитанная с помощью соотношения (6) временная зависимость квадрата напряженности поля раскладывалась в ряд Фурье, и с использованием соотношения (9) находилась амплитуда вибраций по тройкам гармоник как с четными, так и с нечетными номерами.

На рис. 1 приведены результаты расчета амплитуд колебаний объекта с использованием различных наборов четных и нечетных гармоник спектра интерференционного сигнала для различных уровней обратной связи и $\alpha = 5$. При этом результаты расчета приведены для амплитуд, нормированных на первоначально заданное значение амплитуды колебаний объекта ξ_0 . Как видно из рис. 1, при набегах фазы $\theta = \omega_0 \tau_0$, близких к значениям $\pi/2 + \pi n$ для четных спектральных составляющих и πn для нечетных, погрешность вычисления с использованием выражения (9) резко возрастает, что обусловлено уменьшением до полного исчезновения в спектре автодинного сигнала либо четных, либо нечетных составляющих. В области фаз интерференционного сигнала, отличных от значений $\theta = \pi/2 + \pi n$ для четных и $\theta = \pi n$ для нечетных спектральных составляющих, как это следует из сравнения рис. 1, а и б, наблюдается увеличение погрешности вычисления амплитуд колебаний отражателя при использовании различных наборов гармоник с ростом уровня внешней обратной связи, которое может быть объяснено увеличением его влияния. Однако, как видно из рис. 1, существуют области значений стационарного набега фазы, для которых амплитуды колебаний объекта, рассчитанные с

использованием различных наборов гармоник спектра автодинного сигнала, совпадают и сравнительно слабо зависят от уровня обратной связи.

Полученный результат следует из анализа выражения (6). Действительно, выражение (6) с учетом обозначения $H = \sigma \sin(\Omega t + \varepsilon)$ может быть представлено в виде

$$E_0^2 = \cos[\omega_0 \tau_0 + H - \tau_0 X \sin(\omega_0 \tau_0 + H + \psi)]. \quad (10)$$

Математическое описание поведения функции (10) может быть проведено для значений угла ψ , равных $\pi n/2$. Например, для $\psi = \pi/2$ соотношение (10) запишется в виде

$$E_0^2 = \cos[\omega_0 \tau_0 + H + \tau_0 X \cos(\omega_0 \tau_0 + H)]. \quad (11)$$

Рассмотрим поведение функции автодинного сигнала в области значений фазы интерференционного сигнала $\theta = \omega_0 \tau_0 = \pi n$. В этом случае соотношение (11) принимает вид

$$E_0^2 = \cos H - (\tau_0 X/2) \sin 2H, \quad (12)$$

в котором первое слагаемое можно представить в виде разложения по функциям Бесселя только четного порядка, а второе — только нечетного порядка

$$\cos H = \cos[\sigma \sin(\Omega t + \varepsilon)] = \cos \theta J_0(\sigma) + 2 \cos \theta \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\sigma) \cos[2n(\Omega t + \varepsilon)], \quad (13)$$

$$- (\tau_0 X/2) \sin 2H = -\tau_0 X/2 \sin[2\sigma \sin(\Omega t + \varepsilon)] = \tau_0 X \sin \theta \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(\sigma) \cos[(2n+1)(\Omega t + \varepsilon)]. \quad (14)$$

Использование соотношения (9), связывающего функции Бесселя отдельно для четных и отдельно для нечетных порядков, позволяет восстановить амплитуду колебаний объекта для рассмотренной области значений фазы $\theta = \omega_0 \tau_0$. Учет амплитудных коэффициентов в спектре четных и нечетных гармоник позволяет установить, что для рассмотренного случая амплитуды нечетных гармоник, описываемых соотношением (14), значительно меньше амплитуд четных гармоник. Следовательно, для восстановления амплитуд колебаний предпочтительно использовать амплитуды четных гармоник, характер которых к тому же полностью соответствует поведению спектра четных гармоник в отсутствие автодинного сдвига частоты излучения полупроводникового лазера.

Аналогичное рассмотрение поведения автодинного сигнала в области значений фазы $\omega_0 \tau_0 = \pi/2 + \pi n$ и угла $\psi = 0$ приводит к соотношению

$$E_0^2 = -\sin H - (\tau_0 X/2)(\cos H)^2, \quad (15)$$

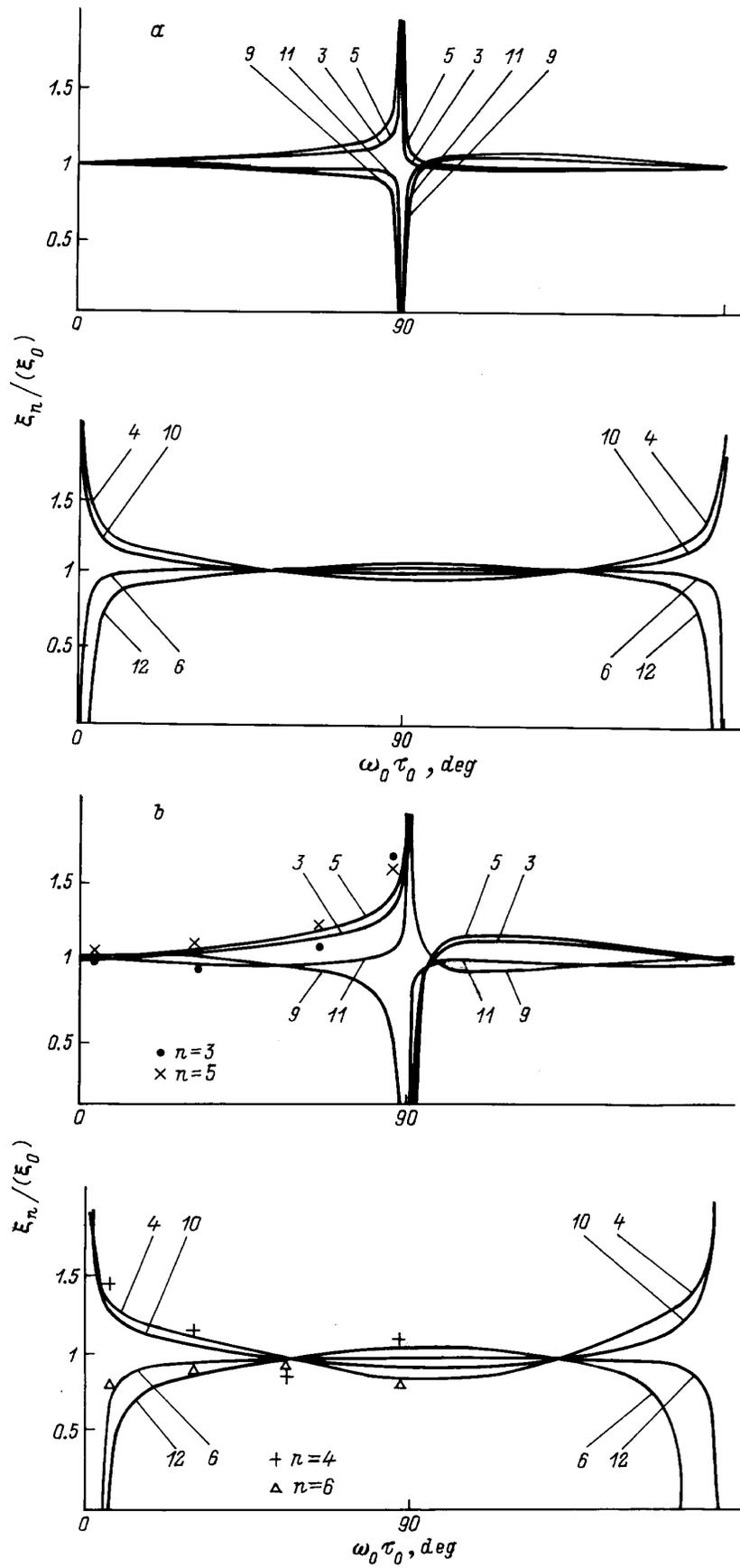


Рис. 1. Зависимость амплитуды вибрации, рассчитанной по набору спектральных составляющих $(n-1, n+1, n+3)$ с номерами n , от набега фазы при различных уровнях обратной связи: $C = 0.05$ (a), 0.1 (b); $n = 3$ (\bullet), 4 ($+$), 5 (\times), 6 (Δ).

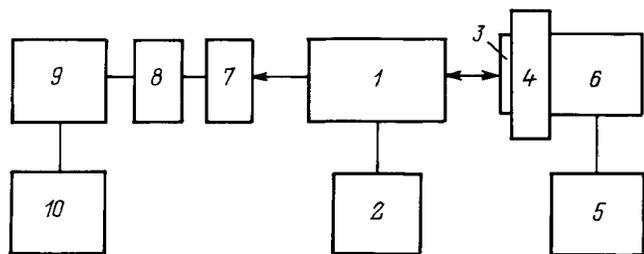


Рис. 2. Схема экспериментальной установки.

из которого следует, что для восстановления амплитуд колебаний в области значений фазы $\theta = \omega_0 \tau_0 = \pi/2 + \pi n$ предпочтительно использовать амплитуды нечетных гармоник, описываемых первым слагаемым соотношения (15). Обнаруженный характер поведения спектра сигнала автодинной системы позволяет для уменьшения влияния уровня обратной связи рекомендовать перед измерениями настраивать систему путем изменения расстояния до внешнего отражателя, используя вибратор с калибровочным значением амплитуды колебаний.

На рис. 2 приведена схема экспериментальной установки. Излучение полупроводникового лазера 1 (ИЛПН-206), стабилизированного источником тока 2, направлялось на объект 3, закрепленный на пьезоэлектрике 4, колебания которой возбуждались генератором звуковых колебаний 5. Возможность перемещения колеблющегося объекта обеспечивалась микрометрическим механизмом 6. Часть излучения, отраженного от объекта, возвращалась в резонатор полупроводникового лазера, изменение выходной мощности которого регистрировалось фотодетектором 7. Сигнал с фотодетектора поступал через усилитель 8 и аналого-цифровой преобразователь 9 в компьютер 10. После вычисления спектра протектированного сигнала с помощью метода быстрого преобразования Фурье определялась амплитуда вибраций объекта по четным и нечетным тройкам гармоник спектра сигнала. Результаты измерений амплитуд вибраций по различным наборам гармоник приведены на рис. 1. При изменении расстояния до объекта и, следовательно, фазы отраженного излучения разброс значений измеренных амплитуд изменялся от 75 до 12% от уровня эталонного значения амплитуды вибраций контролируемого объекта, что свидетельствует о существовании областей значений фазы интерференционного сигнала, для которых наблюдается уменьшение разброса вычисленных с использованием соотношения (9) амплитуд колебаний объекта.

Таким образом, проведенные исследования показали, что на сигнал автодинного детектирования полупроводникового лазера, образованного движением внешнего отражателя, существенное влияние оказывают уровень обратной связи и расстояние до движущегося объекта. Обычно при использовании датчиков на основе эффекта автодинного детектирования предполагалось, что для определения амплитуд вибраций внешнего отражателя

при низком уровне обратной связи можно использовать формулы, справедливые для гомодинных интерференционных систем. Уменьшение уровня обратной связи связано с уменьшением протектированного сигнала, что приводит к увеличению погрешности вычислений амплитуд вибраций объекта вследствие возрастания роли шумов в системе. Нами показано, что существуют расстояния до внешнего отражателя, при которых возможно определение амплитуд вибраций объекта с высокой степенью точности. Причем в области значений стационарного набега фазы, соответствующих таким расстояниям до внешнего отражателя, спектр сигнала автодинной системы с гармонически вибрирующим отражателем разделяется так, что либо четные, либо нечетные гармоники спектра характеризуют неискаженный интерференционный сигнал подобный сигналу, известному из теории гомодинной интерференции.

Список литературы

- [1] Гершензон Е.М., Туманов Б.Н., Левит Б.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23. № 5. С. 535–541.
- [2] Ву Ван Лык, Елисеев П.Н., Манько М.А., Цоцория М.В. // Инжекционные лазеры и их применение. М.: Наука, 1992. С. 144–172.
- [3] Lang R., Kobayashi K. // IEEE J. Quantum Electron. 1980. Vol. QE-16. P. 347–355.
- [4] Tromborg B., Osmundsen J.H., Olesen H. // IEEE J. Quantum Electron. 1984. Vol. QE-20. P. 1023–1032.
- [5] Olesen H., Osmundsen J.H., Tromborg B. // IEEE J. Quantum Electron. 1986. Vol. QE-22. P. 762–773.
- [6] Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Вагарин В.А., Васильев М.П. // Зарубежная радиоэлектроника. 1995. № 6. С. 43–48.