

07;12

Восстановление формы сложного движения объекта по сигналу автодинного детектирования полупроводникового лазера

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

Саратовский государственный университет,
410026 Саратов, Россия

(Поступило в Редакцию 3 ноября 1998 г.)

Для гармонических и негармонических колебаний объекта показана возможность восстановления по сигналу автодинного детектирования полупроводникового лазера формы интерференционного сигнала, совпадающей с формой сигнала для интерференционной системы с развязкой от источника излучения. Показано, что восстановить форму негармонических вибраций возможно по значениям функции автодинного сигнала при четырех расстояниях до внешнего вибрирующего отражателя. Проведено численное моделирование процедуры восстановления формы интерференционного сигнала и приведены основные ограничения рассматриваемого метода.

Введение

Восстановление формы сложного движения объекта по спектру сигнала является классической задачей теории колебаний [1,2]. В оптической гомодинной интерференционной системе с развязкой от источника излучения решение такой задачи удалось осуществить, используя одновременные разложения протектированного сигнала в ряды Фурье и Бесселя [3]. Особую актуальность развитие гомодинной интерферометрии для анализа параметров движений объекта приобрело в связи с применением для измерений автодинных систем. Оптические автодинные системы, основанные на использовании эффекта автодинного детектирования в полупроводниковых лазерах, сочетают в себе функции генератора и детектора электромагнитной волны в одном устройстве [4–6]. Однако в таких системах в отличие от интерференционных систем с развязкой от источника излучения не всегда можно использовать известные методы восстановления формы движения объекта [7–10]. Это связано с возможностью существенного отличия формы сигнала на выходе встроенного в полупроводниковый лазер фотодетектора в автодинной системе от интерференционного сигнала при наличии развязки с источником когерентного излучения [11].

Экспериментальные исследования формы автодинного сигнала

Нами было экспериментально исследовано влияние параметров внешней оптической обратной связи на форму автодинного сигнала полупроводникового лазера [11]. Исследования проводились на установке, схема которой приведена на рис. 1. Излучение полупроводникового лазера 1 (ИЛПН-206), стабилизированного источником тока 2, направлялось на объект 3, закрепленный на пьезокерамике 4, колебания которой возбуждались генератором звуковых колебаний 5. Возможность плоскости расположения торца выхода излучения лазерного

диода 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 в аналого-цифровой преобразователь 9 компьютера 10.

С целью иллюстрации влияния внешней оптической обратной связи на форму сигнала на выходе встроенного в полупроводниковый лазер фотодетектора задавался гармонический закон движения отражателя лазерного излучения и изменялось расстояние до внешнего отражателя. На рис. 2 приведены результаты измерений зависимости нормированной мощности автодинного сигнала P от нормированного на период T времени t для различных значений стационарного набега фазы, соответствующих различным расстояниям до внешнего отражателя: $\varphi_0 = 1.5\pi$ (а), 0.5π (б). Как видно из рис. 2, а, форма автодинного сигнала для $\varphi_0 = 1.5\pi$ близка к синусоидальной. В то же время зависимость, приведенная на рис. 2, б, резко отличается от синусоидального закона изменения мощности автодинного сигнала. Причины возникновения подобного различия подробно обсуждены в работе [11], где показано, что существуют значения стационарного набега фаз, для которых при заданном уровне обратной связи, начиная с некоторого значения амплитуды вибраций отражателя, наблюдается существенное искажение формы автодинно-

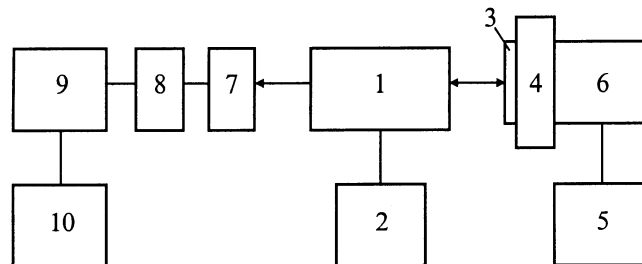


Рис. 1. Схема автодинной регистрации колебаний объекта.

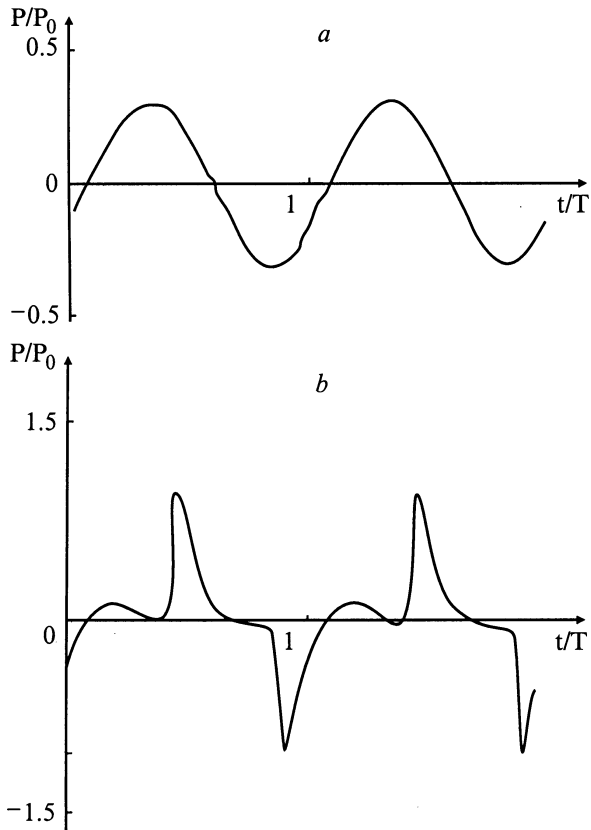


Рис. 2. Экспериментальные зависимости мощности автодинного сигнала от времени. P_0 — максимальное измеренное значение мощности автодинного сигнала при изменении стационарного набега фазы во всем диапазоне его значений: от 0 до 2π .

го сигнала по сравнению с формой сигнала в гомодинной интерференционной системе с развязкой, связанное с нелинейным характером автодетектирования лазерного излучения. Таким образом, неучет влияния внешней оптической обратной связи на форму продетектированного сигнала может привести к тому, что гармонически колеблющийся объект будет воспринят как объект со сложным спектром механических колебаний.

В общем случае в зависимости от уровня обратной связи, коэффициента уширения линии излучения полупроводникового лазера, амплитуды вибраций объекта, а также стационарного набега фазы форма автодинного сигнала может приобретать достаточно сложную конфигурацию [6,11–13]. Поэтому восстановление формы движений объекта по сигналу автодинной системы является задачей, которая может быть решена в два этапа. На первом этапе по сигналу автодинного детектирования восстанавливается форма продетектированного сигнала, совпадающая с формой сигнала в гомодинной интерференционной системе с развязкой от источника излучения. Это позволяет на втором этапе, т. е. при восстановлении формы механического движения объекта, использовать известные методы [3,7], обеспечивающие восстановление формы как синусоидальных движений, так и негармони-

ческих периодических движений объекта по интерферограммам для гомодинных систем с развязкой.

В настоящей работе показана возможность восстановления формы интерференционного сигнала гармонических и негармонических вибраций объекта, характерная для продетектированного сигнала в гомодинной системе с развязкой от источника излучения, по автодинным сигналам, регистрируемым на встроенном фотодетекторе полупроводникового лазера.

Теоретический анализ

Использовалась модель составного резонатора [14]. Выражения для стационарных значений мощности излучения на внутренней грани диода P , отклонений концентрации носителей в активной области $(N - N_{th})$ и набега фазы лазера с внешним отражателем $(\varphi - \varphi_0)$ от соответствующих значений уединенного лазера имеют вид [14,15]

$$P = \frac{J - N/\tau_s}{G_N \cdot (N - N_0)}, \quad (1)$$

$$G_N \cdot (N - N_{th}) = -2(k/\tau_{in}) \cos(\varphi), \quad (2)$$

$$\varphi_0 = \varphi + X \sin(\varphi + \psi), \quad (3)$$

где $\varphi = \omega \cdot \tau$ — набег фазы волны для лазера с обратной связью, имеющего частоту ω , за время обхода внешнего резонатора τ ; $\varphi_0 = \omega_0 \tau$ — набег фазы волны для уединенного лазера; ω_0 — частота излучения одномодового лазерного диода; $X = (\tau/\tau_{in}) \cdot k(1 + \alpha^2)^{1/2}$, где $k = (1 - R)\sqrt{r/R}$ — коэффициент внешней оптической обратной связи, определяемый коэффициентами отражения по мощности внешнего r и лазерных R зеркал; константа $\psi = \arctg(\alpha)$, α — коэффициент уширения линии генерации, который определяется типом лазера; τ_{in} — время обхода излучением диодного резонатора; $G_N = (\partial G/\partial N)(N_0)$, где G — коэффициент усиления активной области, N_0 — концентрация, при которой усиление $G(N_0) = 0$; J — ток инжекции; τ_s — время жизни носителей заряда.

Ограничимся рассмотрением уровня обратной связи $X < 1$, при котором возникает режим с одной внешне-резонаторной модой [12,13]. При этом уравнение (3) однозначно разрешается относительно фазового набега φ .

Как показывает анализ выражений (1) и (2), в рассматриваемом диапазоне значений обратной связи существует косинусоидальная зависимость мощности P от набега фазы $\varphi(t)$ во внешнем резонаторе

$$P = P_1 \cdot I + P_2, \quad (4)$$

где

$$I = \cos[\varphi(\varphi_0(t))],$$

$$P_1 = 2k(J\tau_s - N_0)/(G_N^2 \tau_s \tau_{in} (N_{th} - N_0)^2),$$

$$P_2 = (J - N_{th}/\tau_s)/(G_N(N_{th} - N_0)). \quad (5)$$

Вычислим модуль отношения производной I по времени t к $\sin(\varphi)$

$$\frac{|dI/dt|}{|\sin(\varphi)|} = \left| \frac{d\varphi}{dt} \right|. \quad (6)$$

С учетом того, что $|\sin(\varphi)| = \sqrt{1 - \cos^2(\varphi)} = \sqrt{1 - I^2}$

и

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{d\varphi}{d\varphi_0} - \frac{d\varphi_0}{dt},$$

перепишем (6) в виде

$$\frac{|dI/dt|}{\sqrt{1 - I^2}} = \left| \frac{d\varphi}{d\varphi_0} - \frac{d\varphi_0}{dt} \right|. \quad (7)$$

Продифференцируем (3) по φ_0

$$\frac{d\varphi}{d\varphi_0} = (1 + X \cos(\varphi + \psi))^{-1}. \quad (8)$$

Как видно из (8), выражение $d\varphi/d\varphi_0$ неотрицательно в рассматриваемом диапазоне $X < 1$, поэтому выражение (7) можно представить в виде

$$\frac{|dI/dt|}{\sqrt{1 - I^2}} = \frac{d}{d\varphi_0} \varphi(\varphi_0) \left| \frac{d\varphi_0}{dt} \right|. \quad (9)$$

Введем в рассмотрение автодинный сигнал, полученный при отражении излучения от того же объекта, но при другом значении фазы

$$I_{\Delta}(\varphi_0) = I(\varphi(\varphi_0 + \Delta\varphi_0)).$$

Аналогично (9) можно получить соотношение вида

$$\frac{|dI_{\Delta}/dt|}{\sqrt{1 - I_{\Delta}^2}} = \frac{d}{d\varphi_0} \varphi(\varphi_0 + \Delta\varphi_0) \left| \frac{d\varphi_0}{dt} \right|. \quad (10)$$

Как видно из (9) и (10), два автодинных сигнала одинаковым образом зависят от абсолютной величины скорости изменения фазы $|d\varphi_0/dt|$. Поэтому введем в рассмотрение функцию z

$$z = \frac{dI/dt}{\sqrt{1 - I^2}} \frac{\sqrt{1 - I_{\Delta}^2}}{|dI_{\Delta}/dt|}, \quad (11)$$

не зависящую от производной фазового набег по времени $d\varphi_0/dt$,

$$z = \frac{d}{d\varphi_0} \varphi(\varphi_0) / \frac{d}{d\varphi_0} \varphi(\varphi_0 + \Delta\varphi_0). \quad (12)$$

Подставляя (8) в (12), имеем

$$z(\varphi_0) = \frac{1 + X \cos(\varphi(\varphi_0 + \Delta\varphi_0) + \psi)}{1 + X \cos(\varphi(\varphi_0) + \psi)}, \quad (13)$$

где $\varphi(\varphi_0)$ и $\varphi(\varphi_0 + \Delta\varphi_0)$ определяются из (3).

Проанализируем (13) при $\Delta\varphi_0 = \pi$. В приближении малости X ($X \ll 1$), как следует из (3),

$$\varphi = \varphi_0 - X \sin(\varphi_0 + \psi) \quad (14)$$

и (13) принимает вид

$$z = \frac{1 - XI_0 - X^2(1 - I_0^2)}{1 + XI_0 - X^2(1 - I_0^2)}, \quad (15)$$

где

$$I_0 = \cos(\varphi_0 + \psi). \quad (16)$$

Расчеты показывают, что условию $-1 \leq I_0 \leq 1$ соответствует только один из корней квадратного уравнения (15). Поэтому значение сигнала I_0 , соответствующее сигналу интерференционной установки с развязкой от источника излучения, однозначно может быть определено при известном значении z , которое получается при подстановке измеренных значений амплитуд двух автодинных сигналов I и I_{Δ} из соотношения (11). Компьютерное моделирование показывает взаимно однозначную связь I_0 и z не только в приближении малости X ($X \ll 1$), но и в диапазоне значений $0 < X < 1$.

Значения параметров X и ψ , необходимые для расчетов, могут быть определены непосредственно в ходе эксперимента. Для этого проанализируем соотношение (3) при значении фазы автодинного сигнала $\varphi = \pi n - \psi$, где n — целое. В этом случае $\varphi = \varphi_0 = \varphi_{0n} = \pi n - \psi$, а соотношение (13) преобразуется к виду

$$z(\varphi_{0n}) = \frac{1 + X}{1 - X}$$

при нечетных n и

$$z(\varphi_{0n}) = \frac{1 - X}{1 + X}$$

при четных n .

Видно, что в этих точках z достигает своих максимального и минимального значений. Поэтому X определяется непосредственно по максимальному или минимальному значениям z

$$X = (z_{\max} - 1)/(z_{\max} + 1) \quad \text{или}$$

$$X = (1 - z_{\min})/(1 + z_{\min}). \quad (17)$$

Значение ψ может быть вычислено по значениям сигналов $I(\varphi(\varphi_0))$ и $I_{\Delta}(\varphi(\varphi_0))$ при значении фазы $\varphi = \varphi_0 = \varphi_{0n} = \pi n - \psi$

$$\psi = \arccos \left(\frac{|I(\varphi_{0n}) - I_{\Delta}(\varphi_{0n})|}{2} \right). \quad (18)$$

Методика восстановления формы сигнала

Восстановление формы интерференционного сигнала может быть проведено по следующему алгоритму. По полученной в ходе эксперимента зависимости автодинного сигнала от времени с использованием соотношений (17) и (18) вычисляются значения параметра X и угла ψ . Затем для каждого момента времени t_m по выборке $I(t_m)$,

$I_{\Delta}(t_m)$ и рассчитанным значениям $I'(t_m)$ и $I'_{\Delta}(t_m)$ определяется значение $z(t_m)$ с использованием соотношения (11). После этого в момент времени t_m значение сигнала интерференционной системы с развязкой от источника излучения $I_0(t_m)$ может быть восстановлено численным решением системы трансцендентных уравнений (3) и (13) с использованием в качестве $\varphi_0(t_m)$, как следует из (16), соотношения

$$\varphi_0(t_m) = \arccos(I_0(t_m)) - \psi. \quad (19)$$

Для подтверждения справедливости теоретических выводов производилось компьютерное моделирование. Функция набег фазы при движении отражателя, определяемая разложением в ряд Фурье

$$\varphi_0(t) = \sum_{m=1}^{\infty} c_m \cos(m\Omega t + \varepsilon_m),$$

задавалась коэффициентами $c_1 = 0.5$, $c_2 = 0.4$, $\varepsilon_1 = 1.5$, $\varepsilon_2 = 0.2$, что соответствует случаю негармонических периодических вибраций отражателя.

Задавая параметры $X = 0.6$, $\alpha = 5$, на основе (3) по известным величинам φ_0 и $\Delta\varphi_0 = \pi$ рассчитывались значения набегов фазы в автодинной установке $\varphi(\varphi_0)$ и $\varphi(\varphi_0 + \Delta\varphi_0)$. Для значения сдвига фазы $\Delta\varphi_0 = \pi$ на рис. 3, а приведены смоделированные автодинные сигналы, формируемые заданным сложным движением объекта, рассчитанные с использованием формулы (5).

По полученным автодинным сигналам производилось восстановление интерференционного сигнала для системы с развязкой. Для этого вычисление производной функции $I(t)$ выполнялось с использованием прямого

и обратного преобразований Фурье, реализованных на компьютере программой быстрого преобразования Фурье. Функция $I(t)$ раскладывалась в ряд, определяемый коэффициентами $\{a_m\}$, $\{b_m\}$, после чего вычисление ее производной производилось в соответствии с формулой

$$\begin{aligned} I'(t) &= \left(\frac{a_0}{2} + \sum_{m=1}^{\infty} a_m \cos(m\Omega t) + b_m \sin(m\Omega t) \right)' \\ &= \sum_{m=1}^{\infty} m b_m \cos(m\Omega t) - m a_m \sin(m\Omega t). \end{aligned} \quad (20)$$

С использованием (11) на основе рассчитанных значений I , I_{Δ} , I' , I'_{Δ} определялась функция z , проведенная на рис. 3, б. После численных решений уравнений (13) и (3) относительно φ_0 вычислялась функция сигнала интерференционной установки (16), приведенная на рис. 3, с.

Восстановленное значение функции интерференционного сигнала (рис. 3, с) системы с развязкой от источника излучения готово к его использованию на втором этапе для восстановления амплитуды и формы механического движения объекта. Однако, как показано в работе [3], для восстановления формы негармонических вибраций необходимо получить значение функции интерференционного сигнала вида (16) при двух значениях фазы φ_0 . С учетом того что для получения функции вида (16) тоже требуется два значения функции вида (4), получаем общее число функций мощности автодина, равное четырем, измеряемым при четырех фазах $\varphi_0 = 0, \pi/2, \pi, (3/2)\pi$, соответствующих четырем расстояниям до внешнего вибрирующего отражателя. Методика восстановления амплитуды и формы сложного движения объекта по зарегистрированной интерферограмме для случая, когда она совпадает с интерферограммой для систем с развязкой, и примеры ее экспериментальной реализации приведены в [3].

Заключение

Описанный метод имеет границу применимости $X < 1$, в пределах которой режим работы автодина одномодовый. Как видно из (11), при расчете функции z может возникнуть погрешность, если в сигнале $\sqrt{1 - I^2}$ или в его производной $|dI/dt|$ присутствуют шумы. При слишком низких уровнях обратной связи k , как следует из (1) и (2), уменьшается как амплитуда сигнала P , так и соотношение сигнал/шум P/P_n . Нижнее значение коэффициента k и связанный с ним параметр X определяются выражением

$$P_n \ll 2k [G_N^2 \tau_s \tau_{in} (N_{th} - N_0)]^{-1}. \quad (21)$$

При уровнях обратной связи, приближающихся к $X = 1$, как следует из полученного теоретически выражения (8), значение производной $d\varphi/d\varphi_0$ в момент $\varphi = \varphi_{0n}$ устремляется к бесконечности, что невозможно в эксперименте на реальной установке, из-за

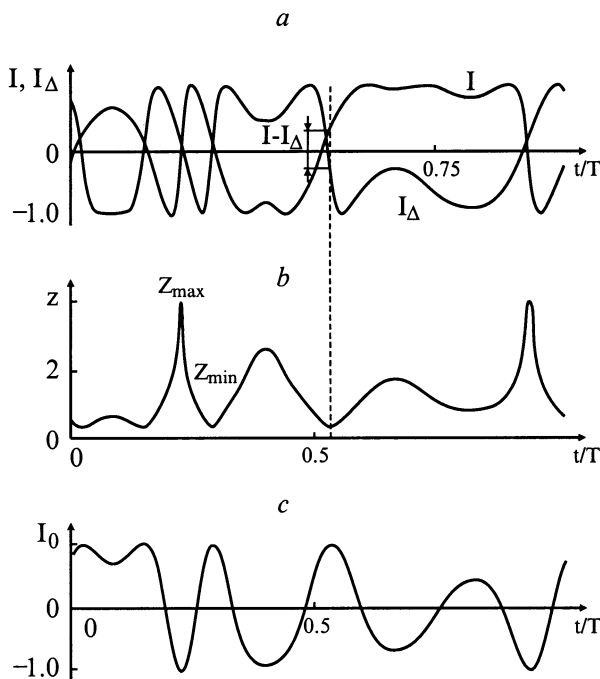


Рис. 3. Последовательность обработки сигналов.

присутствия в схемах паразитных RC -цепей. Заниженные значения $d\varphi/d\varphi_0$ на практике определяет верхнюю границу $X < 0.95$. Требования, накладываемые на шум производной, означают отсутствие в сигнале быстро изменяющейся помехи $dP_n/dt \ll X$.

Таким образом, для полупроводникового лазера с внешним отражателем предложен метод решения обратной задачи, позволяющий восстанавливать форму интерференционного сигнала, совпадающую с формой сигнала для интерференционной системы с развязкой от источника излучения по значению автодинного сигнала, полученным при двух фазах, соответствующих двум расстояниям до внешнего вибрирующего отражателя. При восстановлении формы механического движения объекта по интерференционному сигналу в гомодинной интерференционной системе с развязкой от источника излучения используются известные методы для гомодинных систем. Описанная методика позволяет использовать для автодинных систем методы определения амплитуды и формы механических колебаний объекта, разработанные для интерференционной системы с развязкой от источника излучения, и тем самым расширить диапазон восстанавливаемых по интерферограммам автодинных систем значений амплитуд вибраций.

Список литературы

- [1] Андронов А.А., Витт А.А., Хайкин С.Э. Теория колебаний. М., 1981. 568 с.
- [2] Неймарк Ю.И., Ланда П.С. Стохастические и хаотические колебания. М.: Наука, 1987. 424 с.
- [3] Усанов Д.А., Скрипаль А.В. // Проблемы оптической физики. Саратов: Изд-во Саратовского университета, 1997. С. 19–23.
- [4] Гершензон Е.М., Туманов Б.Н., Левит Б.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23. № 5. С. 535.
- [5] Ву Ван Лык, Елисеев П.Г., Манько М.А. и др. // Инжекционные лазеры и их применение. М.: Наука, 1992. С. 144.
- [6] De Groot P., Gallatian G.M., Macomber S.H. // Appl. Opt. 1980. Vol. 27. P. 4475–4480.
- [7] Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Вагарин В.А. и др. // Зарубежная радиоэлектроника. 1995. № 6. С. 43–48.
- [8] Sudarshanam V.S., Srinivasan K. // Opt. Lett. 1989. Vol. 14. N 2. P. 140–142.
- [9] Jin W., Uttamchandani D., Culshaw B. // Appl. Opt. 1990. Vol. 31. N 34. P. 7253–7258.
- [10] Вагарин В.А., Скрипаль А.В., Усанов Д.А. // Автометрия. 1995. № 3. С. 103–105.
- [11] Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Калинин М.Ю. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1998. Т. 6. № 1. С. 3–9.
- [12] Tromborg B., Mork J., Velichansky V. // J. European Optical Society. B. Quantum. and Semiclassical Optics. 1997. Vol. 9. N 5. P. 831.
- [13] Goldberg L., Taylor Henry F., Dandridge A. et al. // IEEE J. Quant. Electron. 1982. Vol. 18. N 4. P. 555–564.
- [14] Tromborg B., Osmudsen J.H., Olesen H. // IEEE J. Quant. Electron. 1984. Vol. 20. N 9. P. 1023–1032.
- [15] Olesen H., Osmudsen J.H., Tromborg B. // IEEE J. Quant. Electron. 1986. Vol. 22. N 6. P. 762–773.