

07;12

Измерение нанометровых вибраций полупроводниковым лазером на квантово-размерных структурах, работающим в автодинном режиме

© Д.А. Усанов, А.В. Скрипаль

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: UsanovDA@info.sgu.ru

Поступило в Редакцию 18 ноября 2002 г.

Разработана методика количественного контроля нанометровых вибраций, основанная на использовании эффекта автодинного детектирования в полупроводниковом лазере. Показано, что полупроводниковый лазерный автодин может быть использован для контроля амплитуд вибраций объекта в диапазоне от одного нанометра до $10\ \mu$ в полосе частот от единиц герц до сотен мегагерц. При использовании селективного усилителя порог измеряемых амплитуд вибраций автодинной системы удалось снизить до одного ангстрема.

Возможность использования полупроводниковых лазеров, работающих в ИК-(инфракрасном) диапазоне длин волн, для измерений характеристик вибраций с малыми амплитудами была описана, например в [1–3]. В измерительных системах такого типа для наведения лазерного луча в заданную точку объекта требовалось устройство для визуализации ИК-излучения, что существенно усложняло устройство таких систем. Такого рода сложность естественным образом устраняется, если в качестве источника излучения использовать лазерный диод на квантово-размерных структурах, работающих в видимой части спектра [4–8]. Эта возможность описана в работе [9], авторы которой использовали в экспериментах лазерный диод на структурах InGaAlP (SDL-7311-G1).

Нами были проведены экспериментальные исследования возможности измерения предельно малых амплитуд вибраций при использовании лазерного диода типа RLD-650 на квантово-размерных структурах с дифракционно-ограниченной одиночной пространственной модой с характеристиками: мощность излучения 5 mW, длина волны 652 nm,

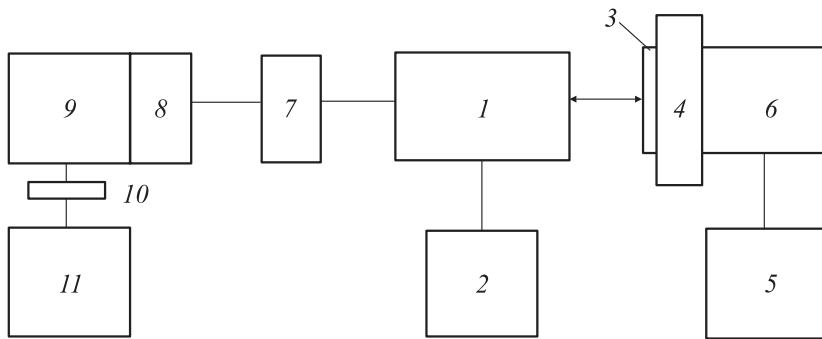


Рис. 1. Схема автодинной измерительной системы на полупроводниковом лазере: 1 — полупроводниковый лазер, 2 — источник тока, 3 — отражатель, 4 — пьезокерамика, 5 — генератор звуковых колебаний, 6 — микрометрический механизм, 7 — фотодетектор, 8 — фильтр переменного сигнала, 9 — широкополосный усилитель, 10 — аналого-цифровой преобразователь, 11 — компьютер.

пороговый ток 20 мА. Отметим, что меньшая длина волны у лазеров, работающих в видимом диапазоне, по сравнению с лазерами, работающими в ИК-диапазоне, позволяет рассчитывать на возможность понижения нижнего порога измеряемых амплитуд вибраций при использовании методов, описанных в [1–4].

На рис. 1 приведена исследовавшаяся схема автодинной измерительной системы на полупроводниковом лазере. В качестве источника полупроводникового автодина использовался лазерный диод RLD-650(5) на квантово-размерных InGaAlP структурах. Излучение полупроводникового лазера 1, запитываемого от источника тока 2, направлялось на отражатель 3, закрепленный на пьезокерамике из BaTiO_3 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. Вся оптическая часть установки размещалась на виброизолирующем основании, обеспечивающем гашение колебаний от внешних источни-

ков на частотах, превышающих 5 Hz. Сигнал с фотодетектора поступал через широкополосный усилитель 9, содержащий фильтр переменного сигнала 8, на вход аналого-цифрового преобразователя 10 компьютера 11.

Как известно, действие возвращенной в лазерный резонатор внешним отражателем волны приводит к изменению концентрации носителей заряда в активной среде, что, в свою очередь, вызывает изменение оптической частоты генерации полупроводникового лазера. При низком уровне обратной связи зависимость фазы излучения лазерного диода от набега фазы волны во внешнем резонаторе лазера становится линейной [10,11], т.е. изменением частоты излучения полупроводникового лазера в связи с движением отражателя можно пренебречь, и нормированная переменная составляющая автодинного сигнала будет совпадать с протектированным сигналом в интерференционной системе с развязкой от источника излучения.

Мощность излучения $P(t)$ протектированного сигнала в интерференционной системе, одно и плеч которого совершает гармонические колебания, может быть представлена в виде разложения в ряд по функциям Бесселя [12]

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

где $\sigma = \frac{4\pi}{\lambda} \xi$, θ — фазовый набег в интерференционной системе, λ — длина волны лазерного излучения, ξ и ω — амплитуда и частота механических колебаний объекта, J_n — функция Бесселя порядка n , n — номер гармоники спектральной составляющей выходного сигнала детектора, ε — начальная фаза, t — время.

Как видно из выражения (1), протектированный сигнал состоит из постоянной компоненты $\cos \theta \cdot J_0(\sigma)$, гармоники на основной частоте и составляющих на более высоких гармониках основной частоты. Для гармонически колеблющегося объекта амплитуды спектральных составляющих выходного сигнала детектора автодинной системы прямо пропорциональны функциям Бесселя $J_{2n}(\sigma)$ и $J_{2n-1}(\sigma)$ и связаны с

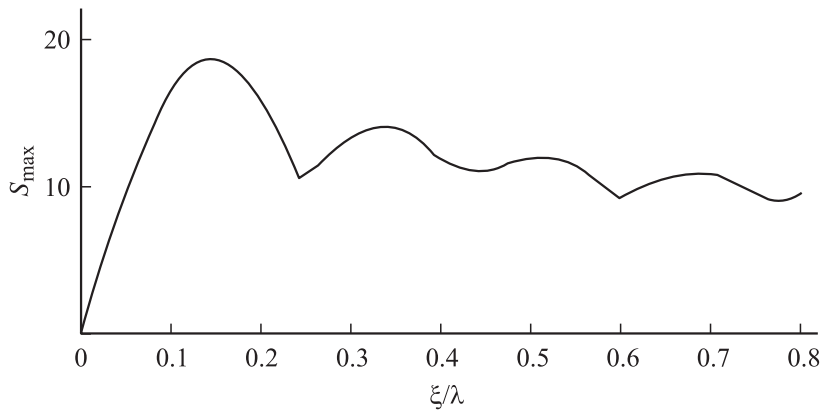


Рис. 2. Зависимость амплитуды гармоники S_{\max} , имеющей максимальное значение в спектре протектированного сигнала, от нормированной амплитуды колебаний объекта ξ/λ .

ними соотношениями:

$$\begin{aligned}
 S_1 &= 2J_1(\sigma) \sin \theta, & S_2 &= 2J_2(\sigma) \cos \theta, \\
 S_3 &= 2J_3(\sigma) \sin \theta, & S_4 &= 2J_4(\sigma) \cos \theta, \\
 S_{2n-1} &= 2J_{2n-1}(\sigma) \sin \theta, & S_{2n} &= 2J_{2n}(\sigma) \cos \theta.
 \end{aligned} \tag{2}$$

С ростом амплитуды колебаний объекта ξ наблюдается обогащение спектра протектированного сигнала [13], причем гармоника с максимальной амплитудой S_{\max} сдвигается в сторону больших значений n . На рис. 2 приведена зависимость амплитуды гармоники S_{\max} , имеющей максимальное значение в спектре протектированного сигнала, от амплитуды колебаний объекта, нормированной на длину волны лазерного излучения. Как видно из этой зависимости, наблюдаются четко выраженные максимумы на кривой: от 0 до $\sim 0.23 \cdot \lambda$ максимальное значение в спектре протектированного сигнала имеет гармоника, совпадающая с частотой колебаний исследуемого объекта ($n = 1$), от $\sim 0.23 \cdot \lambda$ до $\sim 0.44 \cdot \lambda$ максимальное значение в спектре протектированного сигнала имеет вторая гармоника ($n = 2$) и т. д. Знание этой зависимости,

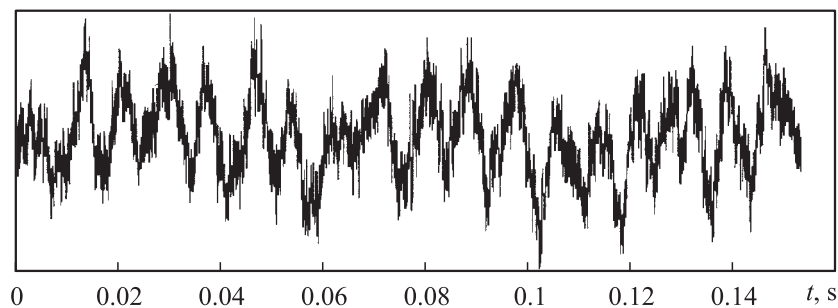


Рис. 3. Измеренный автодинный сигнал для нанометровых амплитуд вибраций объекта.

в частности положения экстремумов, позволяет использовать ее в качестве нормировочной.

Для определения искомой амплитуды колебания объекта может быть использовано следующее из (2) соотношение амплитуд спектральных составляющих выходного сигнала детектора автодинной системы:

$$\frac{S_x}{S_n} = \frac{J_n\left(\frac{4\pi}{\lambda} \xi_x\right)}{J_n\left(\frac{4\pi}{\lambda} \xi\right)}, \quad (3)$$

где S_x — амплитуда n -й спектральной гармоники, совпадающей с частотой колебаний исследуемого объекта, для искомой амплитуды колебаний отражателя ξ_x ; S_n — амплитуда n -й спектральной гармоники для известной амплитуды колебаний отражателя ξ . В случае, когда искомая амплитуда колебаний меньше $0.23 \cdot \lambda$, соотношение (3) может быть записано в виде

$$\frac{S_x}{S_n} = \frac{J_1\left(\frac{4\pi}{\lambda} \xi_x\right)}{J_n\left(\frac{4\pi}{\lambda} \xi\right)}, \quad (4)$$

где J_1 — функция Бесселя первого порядка. Соотношение (4) является уравнением относительно переменной ξ_x , поскольку S_x и S_n являются измеряемыми величинами, а амплитуда колебаний ξ определяется из нормировочной зависимости (рис. 2).

На рис. 3 и 4 приведены измеренный протестированный фотоприемником сигнал и спектральный ряд для искомой (неизвестной) амплитуды колеблющегося объекта. По спектру, приведенному на

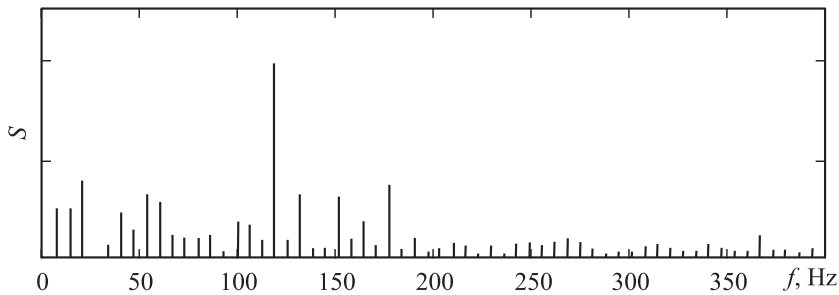


Рис. 4. Спектральное представление автодинного сигнала.

рис. 4, была определена амплитуда гармоники спектрального ряда на частоте колебаний объекта ($n = 1$), которая составила $S_x = 0.3931$ отн. ед., и величина частоты колебаний объекта, которая составила 120 Hz.

Для получения известного значения амплитуды колебаний объект подвергали дополнительному воздействию механических вибраций на частоте, равной частоте колебаний исследуемого вибрирующего объекта. Плавно увеличивая амплитуду дополнительных механических вибраций, по достижении гармоники спектрального ряда на частоте колебаний объекта максимального значения фиксировали ее. В этом случае для определения амплитуды колебаний исследуемого объекта при воздействии дополнительных механических вибраций использовали теоретическую зависимость максимального спектрального значения амплитуды гармоники от амплитуды колебаний объекта, приведенную на рис. 2.

По значению амплитуды дополнительных колебаний объекта в максимуме первой гармоники зависимости, приведенной на рис. 2, равной $\xi = 104 \text{ nm}$, с использованием соотношения (4), была определена искомая амплитуда колебаний объекта, которая оказалась равной $\xi_x = 1.02 \text{ nm}$. Проведение измерений амплитуд меньших значений ограничивалось шумами установки, приведенной на рис. 1. Было установлено, что предложенная автодинная измерительная система на полупроводниковом лазере позволяет контролировать амплитуду вибраций объекта в диапазоне от $1 \cdot 10^{-3}$ до $10 \mu\text{m}$ в полосе частот от единиц герц до сотен мегагерц.

Для увеличения разрешающей способности автодинной системы на полупроводниковом лазере нами был использован селективный усилитель У2-8. Проведенные измерения показали, что в этом случае нижний порог измеряемых амплитуд вибраций автодинной системы понижается еще на порядок, и минимальное значение измеряемых амплитуд вибраций составляет $\sim 1 \text{ \AA}$.

Таким образом, показана возможность применения автодинного измерителя на полупроводниковом лазере для контроля механических вибраций нанометровых амплитуд в широкой полосе частот.

Работа выполнена при поддержке программой Минобразования РФ „Научные исследования высшей школы по приоритетным направлениям науки и техники“.

Список литературы

- [1] *Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Вагарин А.Ю.* и др. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. В. 5. С. 39–43.
- [2] *Усанов Д.А., Скрипаль Ал.В., Калинин М.Ю.* // ЖТФ. 2000. Т. 70. В. 2. С. 125–129.
- [3] *Donati S., Giuliani G., Merlo S.* // IEEE. J. Quantum Electron. 1995. V. 31. N 1. P. 113–119.
- [4] *Usanov D.A., Skripal Al.V., Skripal An.* et al. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2002. V. 10. № 3. P. 159–171.
- [5] *Алфёров Ж.И.* // ФТП. 1998. Т. 32. № 1. С. 3–18.
- [6] *Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Шукин В.А., Копьев П.С., Алфёров Ж.И., Бимберг Д.* // ФТП. 1998. Т. 32. № 4. С. 385–410.
- [7] *Жуков А.Е., Ковш А.Р., Устинов В.М.* и др. // ФТП. 1999. Т. 33. № 9. С. 1111–1114.
- [8] *Быковский Ю.А., Дедушенко К.Б., Зверьков М.В., Мамаев А.Н.* // Квантовая электроника. 1992. Т. 9. № 7. С. 657–661.
- [9] *Merlo S., Donati S.* // IEEE. J. Quantum Electron. 1995. V. 33. N 4. P. 527–531.
- [10] *Shunc N., Petermann K.* // IEEE. J. Quantum Electron. 1988. V. 24. P. 1242–1247.
- [11] *Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Калинин М.Ю.* // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1998. Т. 6. № 1. С. 3–9.
- [12] *Коронкевич В.П., Соболев В.С., Дубищев Ю.Н.* Лазерная интерферометрия. Новосибирск: Наука, 1983. 212 с.
- [13] *Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Вагарин В.А.* // ПТЭ. 1994. № 6. С. 612–615.