

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ЧАСТОТНЫХ ШУМОВ ЛАЗЕРОВ

Л. Б. Ликумович¹, А. О. Костромитин^{1,2}, Н. А. Ушаков¹, А. В. Кудряшов^{3*}

УДК 621.375.826

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия² АО “Концерн ЦНИИ “Электроприбор”, Санкт-Петербург, Россия³ АО “С.Е.Д.-СПб”, Санкт-Петербург, Россия; e-mail: avk@sedspsb.ru

(Поступила 25 июня 2019)

Проанализированы особенности и проблемы основных подходов к измерению шумов частоты лазеров. Предложен метод, при котором используются разбалансированный волоконно-оптический интерферометр, формирование на выходе оптической схемы сигнала поднесущей частоты, модулированной по фазе флуктуациями частоты лазера, и измерение спектра этого сигнала. Предлагаемый подход отличается относительной простотой и доступностью и не требует применения редких специализированных приборов и сложных специфических процедур.

Ключевые слова: когерентный лазерный источник, волоконно-оптический интерферометр, шумы частоты лазера, спектр шумов лазера.

The features and problems of main approaches for measuring laser frequency noise are analyzed. A method is proposed, in which an unbalanced fiber-optic interferometer is used. At the output of the interferometer, a sub-carrier frequency signal modulated by laser frequency fluctuations is formed and the signal spectrum is measured. The proposed approach is relatively simple and affordable and does not require the use of rare specialized devices and complex specific procedures.

Keywords: coherent laser, fiber-optic interferometer, laser frequency noise, laser frequency noise spectrum.

Введение. Близость излучения одночастотного лазера к монохроматическому и возможность его применения в интерферометрических измерениях традиционно характеризуется шириной спектральной линии излучения. Она определяется при измерении оптического спектра лазера посредством хорошо развитых методов и приборов и приводится в параметрах выпускаемых лазеров. Однако по мере развития лазеров и интерферометрических измерителей этот параметр стал явно недостаточным. Ширина спектральной линии позволяет судить о собственных фазовых шумах лишь косвенно и очень приблизительно, в то время как именно фазовый шум определяет разрешающую способность интерферометрических устройств.

В представлении частоты лазера как суммы постоянной составляющей ν_0 и шумовой компоненты $\nu(t)$ для интерферометрии более значимо знание характера флуктуаций $\nu(t)$ или, что более удобно, спектральной плотности этих флуктуаций, которая может быть представлена в “квазимощностной” шкале $S_{\nu^2}(f)$ (спектральная плотность мощности в единицах $[\text{Гц}^2/\text{Гц}]$) или в “квазиамплитудной” шкале $S_{\nu}(f)$ (корень из спектральной плотности мощности в единицах $[\text{Гц}/\sqrt{\text{Гц}}]$). Эти характеристики позволяют обоснованно выбирать лазер для интерферометрического измерителя и оценивать возможные параметры такого измерителя, а результаты измерений $S_{\nu}(f)$ становятся ключевыми для сравнения лучших разрабатываемых источников для интерферометрии и других измерений [1—4]. Важной характеристикой также является относительный уровень шума интенсивности излучения (RIN, relative intensity noise), однако измерить этот шум и его спектр относительно несложно и обычно уровень RIN включен в паспортные параметры выпускаемых лазеров. В то же время данные о $S_{\nu}(f)$ обычно отсутствуют и для анализа возможности использования лазеров в интерферометрических измерите-

METHOD FOR MEASURING LASER FREQUENCY NOISE

L. B. Liukumovich¹, A. O. Kostromitin^{1,2}, N. A. Ushakov¹, A. V. Kudryashov^{3*} (¹ Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia; ² Concern CSRI Elektropribor, JSC, Saint Petersburg, Russia; ³ JSC “SED-SPb”, St. Petersburg, Russia)

лях спектр частотных шумов часто приходится измерять дополнительно. В последнее время производители лазеров особо высокой когерентности стали приводить в спецификациях спектр $S_v(f)$, но при этом обычно не указывается, каким именно образом он получен. Причем такие измерения не являются тривиальными и не имеют общепринятых подходов к их реализации. Особенности методов таких измерений напрямую практически не изучены, и вопрос о предпочтительных и удобных для широкого применения способах определения $S_v(f)$ остается актуальным.

В данной работе рассматривается проблема измерения спектра частотных шумов высококогерентных лазеров и предлагается подход к реализации измерений, который представляется привлекательным с точки зрения возможности его воспроизведения относительно простыми и доступными средствами без применения редких специализированных приборов и сложных специфических процедур.

Анализ основных подходов, применяемых для измерения спектра флуктуаций частоты высококогерентных лазеров. Частотные шумы лазеров проявляются при их использовании в оптических схемах с высокой чувствительностью к флуктуациям частоты, каковыми являются интерферометры с существенной разностью оптических путей интерферирующих лучей ΔL . Сигнал, регистрируемый фотоприемником на выходе двухлучевого интерферометра, имеет структуру

$$u(t) = U_0 + U_m \cos[\varphi(t)], \quad (1)$$

где параметры U_0 и U_m обычно являются квазистатическими, а разность фаз интерферирующих лучей $\varphi(t)$ (аргумент интерференционного колебания) может относительно быстро изменяться во времени в силу многих причин. В большинстве случаев целесообразно выделять составляющие аргумента

$$\varphi(t) = \varphi_0 + \varphi_s(t) + \varphi_M(t) + \delta\varphi_v(t). \quad (2)$$

где φ_0 — квазистатическая исходная разность фаз интерферирующих лучей, которую связывают с понятием “рабочей точки” на передаточной характеристике $u(\varphi)$ (в случае волоконных интерферометров она неизбежно подвержена медленному, но значительному и фактически не контролируемому дрейфу, если не применять специальных активных систем регулирования); $\varphi_s(t)$ — результат влияния внешнего воздействия; $\varphi_M(t)$ — результат преднамеренной регулярной модуляции, необходимой для реализации требуемых алгоритмов обработки интерференционного сигнала в измерительных устройствах; $\delta\varphi_v(t)$ — флуктуации, вызванные шумами частоты лазера, представляющие ключевой интерес в данной работе.

Для оценки влияния шумов частоты лазера в схемах с разбалансированными интерферометрами и для измерений этих шумов с использованием таких схем обычно применяют простую связь $\delta\varphi_v(t)$ и $\nu(t)$:

$$\delta\varphi_v(t) = (2\pi\Delta L n/c)\delta\nu(t), \quad (3)$$

где n — эффективный коэффициент преломления волоконного световода; c — скорость света в вакууме. Вообще говоря, это соотношение является приближенным и оно адекватно при условии $\Delta L \ll c/(n\Delta F)$, где ΔF — характерный частотный диапазон колебаний $\nu(t)$. Поскольку, с одной стороны, для высококогерентных лазеров спектральная плотность $S_v(f)$ имеет значимые уровни в частотном диапазоне 10^4 — 10^5 Гц, а с другой — ΔL в реальных измерениях обычно не превышает сотни метров, то для указанных параметров выражение (3) можно полагать применимым. В более общем случае для связи компонент $\varphi(t)$ и $\nu(t)$ необходимо учитывать периодическую частотно-зависимую передаточную функцию вида $\cos(2\pi\Delta L n f/c)$ [5].

Связь $\delta\varphi_v(t)$ и $\delta\nu(t)$, описываемая соотношением (3), важна как для измерения частотных флуктуаций лазеров, так и для оценки вклада этих флуктуаций в шумы измерительных интерференционных схем, имеющих малые, но конечные ΔL . Поэтому наряду с указанием спектральной плотности $S_v(f)$ в [Гц/√Гц] распространение получила характеристика частотных шумов лазера в шкале погонных шумов фазы [рад/(√Гц·м)]. В этом случае указывают спектр фазовых шумов $S'_\varphi(f)$, вызванных флуктуациями частоты лазера при $\Delta L = 1$ м. Значения $S'_\varphi(f)$ и $S_v(f)$ связаны через коэффициент $2\pi n/c \approx 3 \cdot 10^{-8}$ с/м.

Таким образом, задача измерений частотных шумов лазера с применением разбалансированной интерференционной схемы сводится к тому или иному способу регистрации шумов аргумента $\delta\varphi_v(t)$ и их спектра $S_v(f)$, а далее пересчету этих величин в $\nu(t)$ и $S_v(f)$ в соответствии с (3). В реальных условиях сигнал (1) помимо $\varphi_v(t)$ включает в себя другие флуктуации. В общем случае следует учитывать аддитивные шумовые компоненты, связанные с шумами интенсивности лазера, а также с шумами фотодетектирования. Аргумент $\varphi(t)$ может содержать шумы и помехи, связанные с шумами сигнала

вспомогательной модуляции, если она применяется, а также с внешними шумовыми воздействиями на интерферометр. При любом способе обработки интерференционного сигнала и выделения осциллирующей его аргумента все эти шумы в большей или меньшей степени внесут вклад в результат измерения. В связи с этим при измерениях частотных шумов высококогерентного лазера выбирают достаточно большие ΔL (до сотни метров), чтобы уровень компоненты $\delta\varphi_v(t)$ был основным. Кроме того, целесообразно провести измерения для нескольких значений ΔL и оценить уровень шумов, линейно растущих с ΔL , каковыми являются $\delta\varphi_v(t)$. Единственный вид шумов, который также может линейно расти с увеличением ΔL , — флуктуации $\varphi_s(t)$, вызванные внешними шумовыми воздействиями на интерферометр, например акустическими и вибрационными. Поэтому при организации измерений шумов частоты лазера используемая интерференционная схема должна быть максимально изолирована от внешних воздействий. В результате для таких измерений чаще всего используются двухплечевые волоконно-оптические (ВО) интерферометры, допускающие большие значения ΔL при малых общих габаритах.

Опишем два наиболее упоминаемых подхода к регистрации искомым флуктуаций $\delta\varphi_v(t)$ или их спектра $S_v(f)$ и определения $S_v(f)$ с применением разбалансированного ВО интерферометра. Один подход — использование режима прямого детектирования интерференционного сигнала, когда анализу подвергается непосредственно шумовая компонента сигнала на выходе фотоприемника [1, 6]. Если влияние внешних возмущений пренебрежимо мало и компонента $\delta\varphi_v(t)$ превалирует над другими шумами при $\varphi(t) \ll 1$ и $\varphi_0 \approx \pi/2$, то сигнал (1) можно представить в виде

$$u(t) = U_0 + U_m \delta\varphi_v(t).$$

Такая структура сигнала позволяет при известных U_0 и U_m зарегистрировать искомые флуктуации $\delta\varphi_v(t)$ и определить спектр $S_v(f)$. Этот по сути очень простой подход не вполне привлекателен в качестве основы для строгих и общедоступных измерений, поскольку требуются калибровочные измерения U_m , а также возможность регулировать φ_0 и идентифицировать подходящий момент времени для регистрации и анализа сигнала $u(t)$, когда выполняется условие $\varphi_0 \approx \pi/2$. При этом должна быть уверенность, что к этому моменту зафиксированные параметры U_m и φ_0 не изменились существенно. В итоге такой подход к измерению $S_v(f)$ либо будет включать много факторов, ослабляющих строгость и корректность измерений, либо потеряет простоту из-за необходимости применения системы дополнительных калибровок, стабилизации φ_0 и других усложнений методики реализации измерений.

Другой подход предполагает применение специальной обработки сигнала $u(t)$ с выделением осциллирующей аргумента, которую часто называют демодуляцией интерферометрического сигнала [3, 4, 7—11]. Алгоритмы такой демодуляции достаточно развиты в связи с тем, что она нужна при создании ВО интерферометрических измерителей. Эти алгоритмы обычно предусматривают наличие специальной вспомогательной модуляции аргумента интерференционного сигнала $\varphi_m(t)$, поэтому при таком подходе нужна интерферометрическая схема с модулятором в одном из плеч. Однако для того чтобы результаты измерений частотных шумов лазера были понятны и убедительны для специалистов, интересующихся испытываемым лазером, а также чтобы измерения можно было воспроизвести в других лабораториях, желательно использовать известные специальные приборы, осуществляющие демодуляцию, номенклатура которых ограничена. Поэтому при подобном методе реализуется более строгая регистрация искомым флуктуаций $\delta\varphi_v(t)$, чем при прямом детектировании. Но в этом случае возможность проведения измерений и ограничения по параметрам определяются прежде всего наличием прибора-демодулятора и его параметрами. Например, в получившем относительно широкое распространение в рассматриваемых измерениях демодуляторе Optiphase OPD-4000 [3, 4, 7, 8] используется гармоническая вспомогательная модуляция с частотой <50 кГц, что позволяет проводить измерения $S_v(f)$, если диапазон $\Delta F \leq 25$ кГц.

В современных условиях все более доступны технологии реализации гибкой цифровой обработки сигналов, что позволяет относительно легко организовать компьютерное управление формированием модуляции и обработкой в соответствии с алгоритмом демодуляции. При этом фактически создается собственный демодулятор интерференционного сигнала, т. е. не нужен специализированный прибор. Однако убедительность таких подходов и получаемых результатов ограничена и требует уверенности в корректной реализации демодуляции. Параметры элементов схемы формирования и обработки сигнала ограничивают параметры измерений, как и в случае специализированного прибора, и эти ограничения на практике могут быть существенными. В любом случае включение полноценной системы демодуляции интерферометрического сигнала в методику измерений затрудняет

возможность применения такой методики для неспециалистов в данном относительно узком вопросе. Предлагается подход, который сохраняет относительную простоту и позволяет в существенной мере обойти указанные проблемы.

Методика измерения флуктуация частот высококогерентного лазера на основе формирования фазомодулированной поднесущей частоты. Предположим, что вспомогательная модуляция $\varphi_M(t)$ имеет вид периодического пилообразного сигнала с частотой f_0 и амплитудой Φ_m . В идеализированном представлении пилообразный сигнал в пределах произвольного периода, начинающегося в момент t_0 , записывается в виде

$$\varphi_M(t) = \Phi_m(t - t_0)f_0. \quad (4)$$

Полагаем, что частота f_0 выше границы диапазона ΔF спектра флуктуаций $\delta\varphi_v$, т. е. основные компоненты $S_\varphi(f)$, как и $S_v(f)$, определяющие уровень флуктуаций $\varphi_v(t)$, лежат в частотной области намного ниже f_0 и в течение периода модуляции $1/f_0$ значение φ_v изменяется пренебрежимо мало и может полагаться фиксированным. При этом сигнал (1) с аргументом интерференционного колебания в виде (4) квазигармонический в пределах периода колебания $\varphi_M(t)$, поскольку аргумент имеет постоянную линейно нарастающую компоненту. На границах периодов колебания $\varphi_M(t)$ сигнал $u(t)$ претерпевает скачки, связанные со скачком аргумента косинуса на величину Φ_m . Если $\Phi_m = 2\pi$, то скачок аргумента не меняет значения косинуса и сигнал эквивалентен непрерывному сигналу вида

$$u(t) = U_0 + U_m \cos[2\pi f_0 t + \varphi_0 + \delta\varphi_v(t)], \quad (5)$$

т. е. получаем квазигармонический сигнал с частотой f_0 и начальной фазой φ_0 , который имеет модуляцию аргумента колебанием $\delta\varphi_v(t)$. Это соответствует результату разложения в ряд Фурье гармонического колебания с пилообразным изменением аргумента [12], когда для амплитуды модуляции 2π все гармоники, кроме первой, обращаются в нуль. Предлагаемый режим формирования сигнала (5) эквивалентен оптическому гетеродинамированию [13], которое реализуется не за счет специфических частотно-сдвигающих элементов, а за счет применения пилообразной фазовой модуляции. Такая вспомогательная модуляция используется для реализации интерферометрических датчиков, когда сигнал (5) далее обрабатывается фазовым детектором (или соответствующим алгоритмом) с выделением целевых компонент в аргументе [14]. При этом формирование сигнала вида (5) является частью процесса демодуляции интерференционного сигнала в измерителе.

В данной работе формирование сигнала поднесущей частоты вида (5) предлагается использовать для нахождения спектральной плотности $S_u(f)$. В соответствии с применением методов гетеродинамирования хорошо известно, что при условии малости флуктуаций, когда $\varphi(t) \ll \pi$, спектр $S_u(f)$ сигнала (5) может быть представлен в виде суммы дискретной составляющей с амплитудой U_m и непрерывной части спектра $S_u'(f)$:

$$S_u'(f) = U_m/2(S_\varphi(f - f_0) + S_\varphi(f_0 - f)), \quad (6)$$

где подразумевается односторонний спектр, $f \geq 0$ и “квазиамплитудная” шкала спектральной плотности (корень из спектральной плотности мощности). Регистрация спектра $S_u(f)$ стандартным анализатором позволяет оценить и амплитуду поднесущей U_m (В), и спектральную плотность $S_u'(f)$ (В/√Гц) в окрестности f_0 . Исходя из (6), спектральная плотность $S_\varphi(f)$ может быть оценена как

$$S_\varphi(f) = (2/U_m)S_u'(f_0 \pm f), \quad (7)$$

где возможность использования разных знаков связана с тем, что на основании (6) в области частоты f_0 спектр должен быть симметричен.

Подразумевая практическое использование стандартного радиочастотного анализатора спектра, в результате измерения зарегистрирована некоторая спектральная зависимость $S_u''(f)$ с эффективным спектральным разрешением δf . Независимо от того, в какой шкале она зарегистрирована (шкале спектральной плотности или действующих значений в полосе δf), можно записать выражение для пересчета искомого спектра погонных шумов $S_\varphi'(f)$ и шумов частоты лазера по зарегистрированному прибором спектру $S_u''(f)$ в виде

$$S_v(f) = (c/2\pi n) S_\varphi'(f) = (c/2\pi n)(G/\Delta L) S_u''(f_0 \pm f)/S_u''(f_0), \quad (8)$$

где постоянный множитель G определяется установленным при измерении разрешением δf и равен $G = (\delta f/2)^{-1/2}$. Если спектральная плотность регистрируется в “квазимощностной” шкале, то вместо отношения $S_u''(f \pm f_0)/S_u''(f_0)$ необходимо использовать $[S_u''^2(f \pm f_0)/S_u''^2(f_0)]^{1/2}$.

В любом случае искомая спектральная плотность частотных шумов лазера на некоторой частоте f может быть пересчитана из отношения уровня, зафиксированного анализатором спектра на частоте f_0 , и уровня на частоте $f_0 \neq f$. Это отношение не зависит от текущего значения рабочей точки φ_0 , которую можно полагать постоянной, но произвольной на интервале регистрации спектра. При этом не требуется дополнительных действий для определения значения U_m . Во-первых, оно фиксируется в зарегистрированном спектре, а во-вторых, для расчета $S_v(f)$ достаточно знать отношение $S_u''(f \pm f_0)/S_u''(f_0)$, непосредственно регистрируемое анализатором спектра.

Как отмечалось, частота f_0 должна быть намного больше, чем основной диапазон ΔF шумов частоты лазера. Однако в предлагаемом методе f_0 задается стандартным генератором и может легко варьироваться в широких пределах, ограниченных только широкополосностью модулятора. Поскольку требуется сигнал $\varphi_m(t)$ пилообразной формы, модулятор фактически является единственным устройством, к параметрам которого предъявляются более жесткие требования, чем в других подходах, когда может использоваться гармоническая вспомогательная модуляция. Однако для реальных диапазонов ΔF и актуальных значений f_0 требуемая модуляция легко обеспечивается с применением выпускаемых и доступных электрооптических фазовых модуляторов.

Для получения выражения (5) подразумевалась идеализация сигнала $\varphi_m(t)$. Однако реальный пилообразный сигнал всегда имеет конечный интервал δT "обратного хода", когда в конце периода значение сигнала возвращается от Φ_m к исходному нулевому. Реальная амплитуда также соответствует требуемому значению 2π с конечной точностью и всегда существует расхождение $\delta\Phi_m = \Phi_m - 2\pi$. Поэтому в спектре реального сигнала фотоприемника присутствуют высшие гармоники частоты f_0 , а также искажена структура в окрестности f_0 , что приводит к усложнению соотношений (6), (7) и основного оценочного выражения (8). Анализ влияния δT и $\delta\Phi_m$ на точность определения $S_v(f)$ выходит за рамки данной работы, однако можно сделать вывод, что если обеспечиваются условия $\delta T \ll 1/f_0$ и $\delta\Phi_m \ll 2\pi$, то отклонения незначительны, а выражения (7) и (8) вполне адекватны для корректного определения $S_v(f)$.

Несмотря на простоту видения проблемы, измерения $S_v(f)$ нельзя отнести к простым, особенно в случае лазеров с низким уровнем флуктуаций частоты. Для измерений нужны генератор и анализатор спектра с хорошими параметрами, так как аппаратное уширение дискретной компоненты спектра в окрестности f_0 задается флуктуациями частоты генератора и гетеродина анализатора спектра. Этот фактор существенно ограничивает нижнюю границу частотного диапазона, в котором можно измерить $S_v(f)$, по сравнению с подходом прямого детектирования. Для измерения спектральной плотности слабых шумов требуются большой динамический диапазон анализатора спектра и грамотное выполнение измерений. Достоинством предлагаемого подхода является не простота измерений, а то, что требуемые приборы типовые и доступные, а сами измерения можно воспроизвести без специфических приборов и специализированных измерительных процедур.

Экспериментальная апробация метода измерений. Для проведения измерений, демонстрирующих работу предлагаемого метода, взят лазерный модуль RIO Orion™ класса Grade 1. Этот источник имеет очень низкий уровень шумов частоты (хотя модуль с уровнем Grade 1 имеет наибольшие шумы по сравнению с Grade 2, 3 и 4). При этом для данного лазерного модуля производитель указывает зависимость $S_v(f)$ в диапазоне 1 Гц—10 кГц.

Результаты получены в простейшем варианте применения предложенного метода измерений и для одного варианта разности хода ΔL (не считая контрольного измерения с $\Delta L \approx 0$). Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Волоконно-оптическая часть соответствует структуре интерферометра Маха—Цендера. В коротком плече установлен электрооптический модулятор (М) с волоконными выводами, предполагающий работу с медленной поляризационной модой волокна. Входной РМ-разветвитель сохраняет линейную поляризацию излучения лазерного источника (LS) в плече с модулятором. Циркулятор и балластная катушка стандартного одномодового волокна длиной $l = 80$ м с фарадеевским зеркалом (FRM) образуют второе плечо интерферометра, которое не сохраняет линейную поляризацию. Для обеспечения высокого контраста интерференционного сигнала в схему включен механический ВО поляризационный контроллер (РС). Такая конфигурация соответствует $\Delta L \approx 2l = 160$ м, а применение фарадеевского зеркала обеспечивает стабильность контраста интерференции, поскольку компенсируется влияние наведенной анизотропии в протяженной балластной катушке. Все элементы интерферометрической схемы помещены в специальный бокс для дополнительной защиты от влияния вибрации и акустических шумов. На модулятор подавался пилообразный сигнал от генератора (G) Agilent 33220A. Выходной сигнал интерферометра регистри-

ровался фотоприемником (PD) Thorlabs PDA 10CS-ES, и далее его спектр измерялся анализатором спектра (SA) Rohde&Schwarz FPC1000. Для дополнительного контроля сигнала и предварительной настройки использован осциллограф (O).

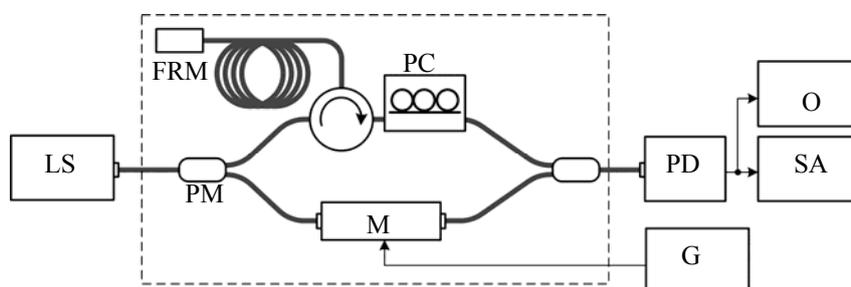


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

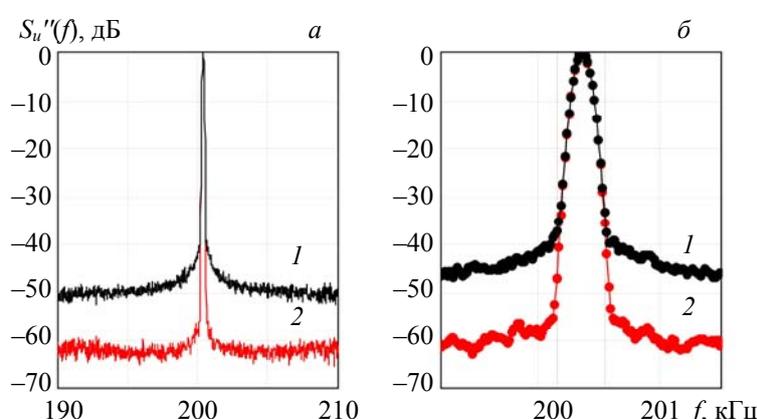


Рис. 2. Спектры $S_u''(f)$, $\Delta L \approx 0$ (1) и 160 м (2)

Для демонстрации применения метода взята частота сигнала генератора $f_0 = 200$ кГц. Настройка амплитуды модуляции Φ_M , близкой к 2π , позволила обеспечить квазигармонический сигнал на выходе интерферометра (остаточный уровень второй гармоники на 50 дБ слабее, чем основная компонента на частоте f_0). На рис. 2 показаны зарегистрированные спектры $S_u''(f)$ в частотном диапазоне $f_0 \pm 10$ кГц для случаев $\Delta L = 1$ м (при замене балластной катушки коротким ВО патчкордом) и $\Delta L = 160$ м. Спектры зарегистрированы при $\text{RBW} = 100$ Гц и $\text{SWT} = 16$ с в результате 10-кратного усреднения. Видно, что введение разности хода $\Delta L = 160$ м увеличивает уровень шумов в окрестности несущей частоты f_0 на ~ 15 дБ и изменяет характер спектра вблизи нее, при этом спектры с хорошей точностью симметричны относительно f_0 . Однако зона аппаратного уширения компоненты на частоте f_0 составляет $\approx \pm 200$ Гц (рис. 2, б), т. е. нижняя граница диапазона измеряемого спектра $S_V(f)$ для данной аппаратуры 200 Гц.

На рис. 3, а показан результат пересчета полученного спектра $S_u''(f)$ в спектр $S_\varphi'(f)$ на основании (8), где учтено $\delta f = \text{RBW} = 100$ Гц и использовано среднее значение $S_u''(f + f_0)$ и $S_u''(f - f_0)$. Для сравнения на рис. 3, б представлен фрагмент спектра $S_\varphi'(f)$ из паспорта к лазерному модулю в диапазоне 0.1—10 кГц (полная зависимость имеет нижнюю границу 1 Гц). Как и в паспортной характеристике, показана шкала частотных шумов, отличающаяся множителем $3 \cdot 10^{-8}$ с/м согласно (3). Видно, что в диапазоне > 200 Гц, где измерен спектр $S_\varphi'(f)$, имеет место очень хорошее соответствие измеренной и паспортной зависимостей.

Приведенные данные демонстрируют нахождение спектров $S_\varphi'(f)$ и $S_V(f)$ по результатам измерения одной спектральной зависимости $S_u''(f)$ на основании (8). Точность можно улучшить, а также заметно уменьшить нижнюю границу, если измерять $S_u''(f)$ в отдельных частотных диапазонах и использовать более низкие значения RBW . Кроме того, в контексте достоинств рассматриваемого подхода отметим, что такие же зависимости $S_V(f)$ получены при других значениях f_0 и с применением другого анализатора спектра (Rigol DSA815). Полученные зависимости $S_\varphi'(f)$ визуально не различимы.

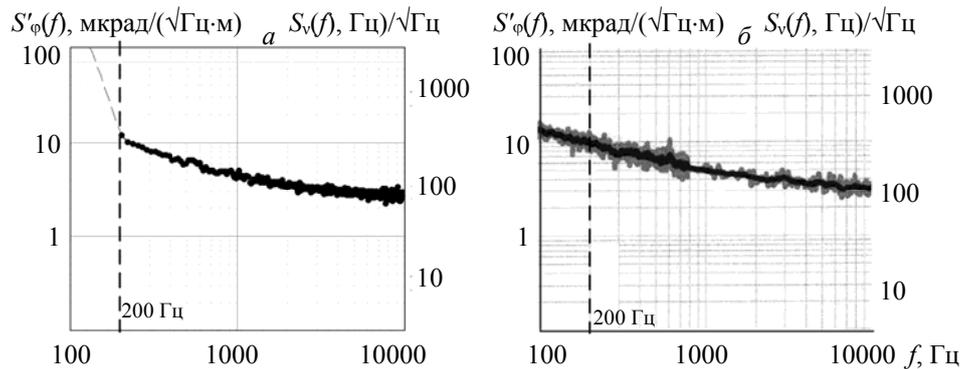


Рис. 3. Спектры $S_\varphi(f)$ и $S_v(f)$, полученные в результате измерения (а) и приведенные в паспортных данных лазерного модуля (б)

Заключение. Проанализированы проблемы реализации основных подходов к измерению спектра частотных шумов высококогерентных лазеров. В качестве относительно простого и главное доступного для повторения метода предлагается использовать метод с пилообразной вспомогательной модуляцией разности фаз интерферирующих лучей, обеспечивающий сигнал поднесущей частоты f_0 , модулированной по фазе искомыми флуктуациями частоты лазера. Этот метод, как и аналогичные, подразумевает применение двухплечевого волоконно-оптического интерферометра с большой разностью длин плеч и модулятором в одном из плеч. Однако в данном случае для измерений не нужны специфические приборы и специализированные измерительные процедуры, необходимы стандартные приборы: фотоприемное устройство, генератор и анализатор спектра; измерения относительно легко воспроизвести. Эксперименты по демонстрации измерений частотных флуктуаций лазерного модуля RIO Orion™, выполненные с разными вариантами поднесущей частоты f_0 и анализаторами спектра, показали полное соответствие паспортным данным источника.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-32-20022_мол_а_вед).

- [1] R. Slavik, Y. Liao, E. Austin, P. Petropoulos, D. J. Richardson. Proc. SPIE, **7753** (2011) 775338
- [2] J. Hrabina, J. Lazar, M. Holá, O. Číp. Sensors (Switzerland), **13**, N 2 (2013) 2206—2219
- [3] А. О. Костромитин, А. В. Кудряшов, Л. Б. Лиокумович. Журн. прикл. спектр., **82**, № 4 (2015) 622—627 [A. O. Kostromitin, A. V. Kudryashov, L. B. Liokumovich. J. Appl. Spectr., **82** (2015) 659—664]
- [4] M. Alalusi, P. Brasil, S. Lee, P. Mols, L. Stolpner, A. Mehnert, S. Li. Proc. SPIE, **7316** (2009) 73160X
- [5] O. I. Kotov, L. B. Liokumovich, V. M. Nikolaev, V. Yu. Petrun'kin, Z. Buabid. Tech. Phys. Lett., **23**, N 5 (1997) 380—382
- [6] K. J. Williams, A. Dandridge, A. D. Kersey, J. F. Weller, A. M. Yurek, A. B. Tveten. Electron. Lett., **25**, N 12 (1989) 774—776
- [7] L. Stolpner, S. Lee, S. Li, A. Mehnert, P. Mols, S. Siala. Proc. SPIE, **7004** (2008) 700457-1
- [8] Laser Phase Noise. NKT Photonics. Application note on phase noise in single frequency lasers V1.0 October 2013
- [9] D. Xu, F. Yang, D. Chen, H. Cai, R. Qu. Asia Commun. Photon. Conf., ACPC (2015) ASu3C.4
- [10] L. Liokumovich, A. Medvedev, K. Muravyov, P. Skliarov, N. Ushakov. Appl. Opt., **56**, N 28 (2017) 7960—7968
- [11] C. Li, S. Xu, C. Yang, X. Wei, Z. Yang. Laser Phys., **23**, N 4 (2013) 045107
- [12] А. В. Гусинский, Г. А. Шаров, А. М. Кострикин. Анализ и преобразования сигналов, Минск, Бестпринт (2012)
- [13] O. Llopis, P. H. Merrer, H. Brahim, K. Saleh, P. Lacroix. Opt. Lett., **36**, N 14 (2011) 2713—2715
- [14] O. I. Kotov, L. B. Liokumovich, S. I. Markov, A. V. Medvedev, V. M. Nikolaev. Tech. Phys. Lett., **26**, N 5 (2000) 415—417