

Измерение смещения гребенки частот излучения фемтосекундного лазера с помощью интерферометра Фабри–Перо

Д.В.Баснак, К.А.Бикмухаметов, А.К.Дмитриев, Н.И.Дмитриева, А.А.Луговой, П.В.Покасов, С.В.Чепуров

Предложен и экспериментально продемонстрирован метод измерения смещения гребенки частот излучения фемтосекундного лазера с шириной спектра менее октавы при помощи интерферометра Фабри–Перо.

Ключевые слова: фемтосекундный лазер, интерферометр.

1. Введение

Широкое использование фемтосекундных лазеров в метрологии требует контроля их параметров, в частности сдвига гребенки частот. Этот сдвиг стало возможным измерять после достижения ширины спектра излучения лазера с самосинхронизацией мод свыше октавы [1–3]. Однако в ряде случаев, например для создания сетки оптических частот в оптоволоконных линиях связи, необходимо осуществлять контроль сдвига гребенки частот лазера с самосинхронизацией мод, когда ширина его спектра может быть меньше октавы, что и является целью настоящей работы.

2. Физические принципы работы анализатора

Как известно, спектр излучения лазера с самосинхронизацией мод представляет собой набор эквидистантно расположенных частот $\nu_m = mf_{\text{rep}} + f_0$, где натуральное число m – номер моды; f_{rep} – частота повторения импульсов; f_0 – сдвиг гребенки частот.

Пропускание излучения фемтосекундного лазера интерферометром Фабри–Перо изучалось как теоретически, так и экспериментально [4–7]. Для идеального интерферометра в предположении, что ширина линии излучения каждой моды лазера много меньше ширины полосы пропускания интерферометра, интенсивность прошедшего через него излучения фемтосекундного лазера I_{tr} определяется коэффициентами пропускания K_m мод лазера:

$$I_{\text{tr}} = \sum_m I_m K_m, \quad (1)$$

$$K_m = \frac{1}{1 + p \sin^2[\pi(m + q)z]}.$$

Здесь I_m – интенсивность падающей на интерферометр m -й моды фемтосекундного лазера; $q = f_0/f_{\text{rep}}$ – относительный сдвиг гребенки частот; параметр $p = 4R(1 - R)^{-2}$ определяется коэффициентом отражения зеркал интерферометра R ; $z = l/L$ – относительная длина интерферометра; l и L – длины интерферометра и резонатора лазера соответственно. В общем случае из-за дисперсии покрытия зеркал интерферометра модуль их коэффициента отражения R , как и фаза отраженного сигнала (оптическая длина интерферометра l), зависит от частоты падающего излучения. Однако современные технологии и методы контроля (в том числе с использованием фемтосекундных лазеров [6, 7]) позволяют изготавливать зеркала с заданной дисперсией в широком спектральном диапазоне.

2.1. Однородный спектр излучения лазера

Детальный анализ пропускания интерферометром Фабри–Перо излучения фемтосекундного лазера в отсутствие частотного сдвига ($f_0 = 0$) был выполнен для однородного спектра излучения, когда интенсивности всех мод одинаковы [4, 5]. В этом случае при изменении длины интерферометра в окрестности $z = n$, где n – натуральное число, наблюдаются так называемые основные гребенки полос пропускания интерферометра с коэффициентом пропускания в максимуме, равным единице, и расстоянием между полосами $\lambda_0/2$, где λ_0 – длина волны несущей. Период следования этих гребенок соответствует изменению относительной длины z на единицу. Наряду с основными имеют место дополнительные гребенки полос пропускания интерферометра, которые располагаются вблизи относительных длин интерферометра $z = n \pm b/d$, где b/d – простая дробь. Интервал между полосами пропускания при этом составляет $\lambda_0/(2d)$ [5], а коэффициент пропускания интерферометра в этих точках равен $1/d$.

Таким образом, по расстоянию между соседними полосами пропускания интерферометра можно судить о длине волны несущей излучения фемтосекундного лазера λ_0 .

Д.В.Баснак, К.А.Бикмухаметов, Н.И.Дмитриева. Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630092 Новосибирск, просп. К.Маркса, 20

А.К.Дмитриев. Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630092 Новосибирск, просп. К.Маркса, 20; Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; e-mail: dak@ftf.nstu.ru

А.А.Луговой. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3

П.В.Покасов, С.В.Чепуров. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Выражение для огибающей гребенки полос пропускания интерферометра Фабри–Перо $K^0(x)$ зависит как от параметра p , так и от полуширины спектра излучения лазера $\Delta\nu$ и при $k \ll m_0/(\pi\sqrt{p})$ [4] имеет вид

$$K^0 = \frac{\arctan[(1+p)^{1/2} \tan x]}{x(1+p)^{1/2}}, \quad (2)$$

где $x = \pi k \Delta\nu / v_0$; $k = \Delta l / (\lambda_0/2)$ – приведенная, а Δl – абсолютная отстройки длины интерферометра от положения, соответствующего максимуму огибающей; v_0 – частота несущей излучения лазера; m_0 – номер моды, соответствующий несущей. При малой ширине спектра излучения лазера, когда $\Delta\nu/v_0 \ll 1$, будет справедливо соотношение $\Delta\nu/v_0 = \Delta\lambda/\lambda_0$. Более жесткое требование к ширине спектральной линии излучения лазера, когда $x \ll 1$, приводит к упрощению выражения (2):

$$K^0 = \frac{\arctan y}{y}, \quad (3)$$

где $y = x(1+p)^{1/2}$.

При выполнении условия $p \gg 1$ относительная полуширина на полувысоте γ центральной полосы пропускания интерферометра (в единицах $\lambda_0/2$) связана с параметром p (как и в случае монохроматического излучения) простым соотношением: $\gamma = 1/(\pi\sqrt{p})$. Поэтому ширина огибающей гребенки полос пропускания, как следует из выражения (2), позволяет однозначно судить о полуширине спектра излучения лазера $\Delta\nu$. При $y \ll 1$ полуширина спектра обратно пропорциональна числу полуволн k_0 , укладываемых в промежутке от максимума огибающей до ее половинного значения:

$$\frac{\Delta\nu}{v} = \frac{\sqrt{3/2}}{\pi k_0 (1+p)^{1/2}}. \quad (4)$$

2.2. Гауссова форма спектра излучения лазера

Рассмотрим излучение лазера с гауссовой огибающей спектра, имеющей полуширину $Nf_{\text{гер}}$ на уровне e^{-2} . Как и прежде, будем считать интерферометр идеальным. Интенсивность компонент определяется выражением

$$I_m = I_0 \exp\left[-\left(\frac{m-m_0}{N}\right)^2\right]. \quad (5)$$

Здесь $2N$ – число мод, укладываемых на ширине спектра излучения фемтосекундного лазера; I_0 – интенсивность центральной моды. Полная интенсивность излучения лазера

$$I = 2I_0 \sum_{m=m_0}^{\infty} \exp\left[-\left(\frac{m-m_0}{N}\right)^2\right]. \quad (6)$$

В этом случае коэффициент пропускания интерферометра

$$K = \frac{\sum_{m=m_0}^{\infty} \exp\{-[(m-m_0)/N]^2\} [1 + p \sin^2(\pi km/m_0)]^{-1}}{\sum_{m=m_0}^{\infty} \exp\{-[(m-m_0)/N]^2\}}. \quad (7)$$

При $N \gg 1$, что всегда выполняется для лазеров с самосинхронизацией мод, сумма

$$\sum_{m=m_0}^{\infty} \exp\left[-\left(\frac{m-m_0}{N}\right)^2\right] = \frac{N\sqrt{\pi}}{2},$$

и тогда выражение (7) упрощается:

$$K = \frac{2}{N\sqrt{\pi}} \sum_{m=m_0}^{\infty} \exp\left[-\left(\frac{m-m_0}{N}\right)^2\right] \left[1 + p \sin^2\left(\frac{\pi km}{m_0}\right)\right]^{-1}. \quad (8)$$

Форма огибающей полос пропускания при $k \ll m_0/(\pi\sqrt{p})$ описывается выражением

$$K^0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{\exp(-y^2)}{1 + p \sin^2(xy)} dy, \quad (9)$$

и при небольших отклонениях ($x \ll 1$) от максимума огибающей выражение (9) преобразуется к виду

$$K^0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{\exp(-y^2)}{1 + p(xy)^2} dy. \quad (10)$$

При более жестком ограничении ($px^2 \ll 1$) можно найти аналитическое значение интеграла (10):

$$K^0 = 1 - \frac{(\pi p k \Delta\nu/v)^2}{2}, \quad (11)$$

что позволяет связать полуширину спектра излучения лазера $\Delta\nu/v$ с полушириной огибающей полос пропускания интерферометра k_0 :

$$\frac{\Delta\nu}{v} = \frac{1}{\pi p k_0}. \quad (12)$$

Качественно выражения (12) и (4), как и следовало ожидать, совпадают. Полуширина спектра излучения лазера в обоих случаях обратно пропорциональна полуширине огибающей гребенки полос пропускания интерферометра.

2.3. Измерение сдвига частотной гребенки

В случае перестройки длины интерферометра вблизи $z = 1$ при условии $f_0 = 0$ максимум центральной полосы пропускания будет совпадать с максимумом огибающей. Смещение гребенки частот излучения лазера приводит к сдвигу центральной полосы пропускания относительно максимума огибающей.

На рис.1 показаны полученные из выражений (1) расчетные интерференционные картины для однородного спектра излучения лазера. Расчеты были выполнены при относительной полуширине спектра излучения $\Delta\nu/v = 0.04$, параметре $p = 100$ и относительном сдвиге гребенки частот $q = 0.3$. Как было указано выше, вблизи $z = 1$ (рис.1,а) интервал между соседними полосами пропускания составляет половину длины волны излучения центральной моды ($\lambda_0/2$). Гребенка полос пропускания смещена в сторону уменьшения длины интерферометра относительно максимума огибающей на величину q в единицах приведенной длины k (интервала между соседними полосами пропускания). Огибающая, построенная по формуле (2), соответствует расчетной интерференционной картине.

В области $z = 0.5$ при тех же остальных расчетных параметрах полосы пропускания лежат в два раза чаще, а сдвиг гребенки полос в единицах k составляет $q/2$ (рис.1,б).

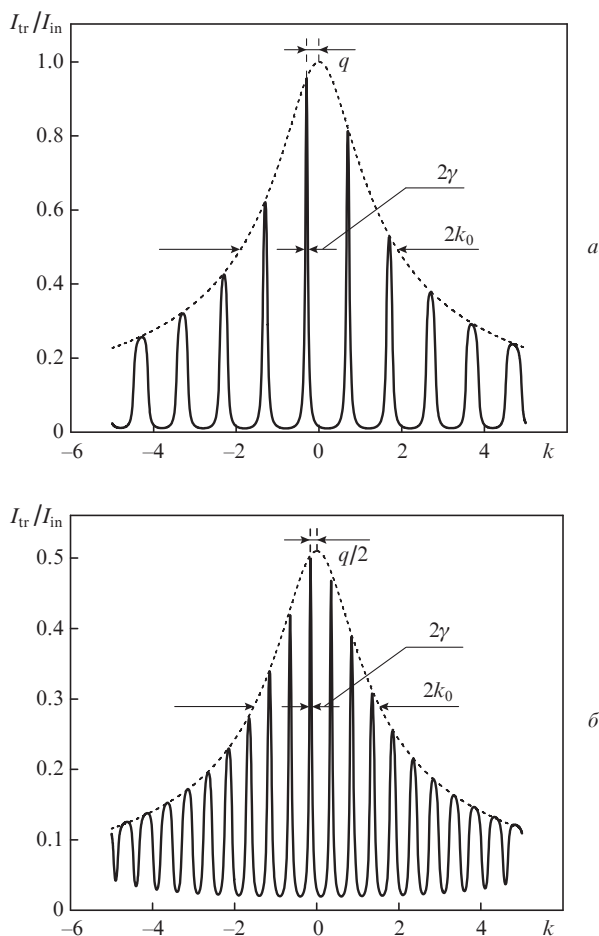


Рис.1. Зависимости пропускания интерферометра от приведенной длины k при $z \approx 1$ (а) и 0.5 (б). Относительная ширина спектра излучения лазера $\Delta\lambda/\lambda_0 = 0.04$, параметр $p = 100$, относительный сдвиг гребенки частот $q = 0.3$.

Следует отметить, что, как и в предыдущем случае, сдвиг гребенки равен q в единицах интервала между соседними полосами. Следовательно, сдвиг гребенки полос пропускания относительно максимума огибающей позволяет судить о сдвиге фемтосекундной гребенки частот при различных z . Однако возрастание плотности полос пропускания в общем случае будет приводить к падению чувствительности метода.

3. Схема экспериментальной установки

В качестве источника исследуемого излучения использовался фемтосекундный Cr:форстеритовый лазер с Z-образным резонатором (рис.2), в котором для компенсации дисперсии кристалла форстерита ($\text{Mg}_2\text{SiO}_4:\text{Cr}^{4+}$) длиной 17 мм применялась пара призм. Оптическая накачка лазера осуществлялась излучением непрерывного волоконного Yb-лазера с выходной мощностью излучения до 10 Вт на длине волны 1064 нм. При мощности оптической накачки 7 Вт хром-форстеритовый лазер генерировал импульсы в режиме самосинхронизации мод с длительностью 40 фс, частотой повторения 100 МГц и средней мощностью ~ 350 мВт. Измерения, выполненные с помощью оптического анализатора, показали, что центральная длина волны генерации фемтосекундного лазера составляет ~ 1250 нм, а ширина спектра излучения на полувысоте равна ~ 40 нм. Одно из зеркал резонатора Cr:форстеритового ла-

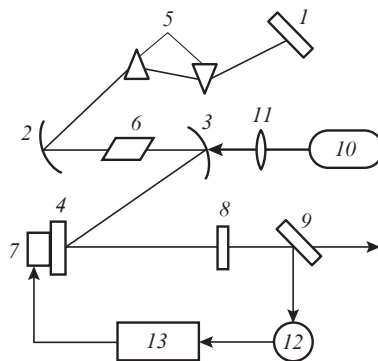


Рис.2. Схема фемтосекундного Cr:форстеритового лазера: 1–4, 8 – зеркала резонатора лазера; 5 – призма; 6 – активный элемент (кристалл $\text{Mg}_2\text{SiO}_4:\text{Cr}^{4+}$); 7 – пьезокерамика; 9 – светоделительная пластинка; 10 – Yb-лазер; 11 – линза; 12 – фотоприемник; 13 – блок управления частотой повторения импульсов.

зера было приклеено на пьезокерамику, которая служила для изменения длины резонатора и, следовательно, частоты повторения импульсов.

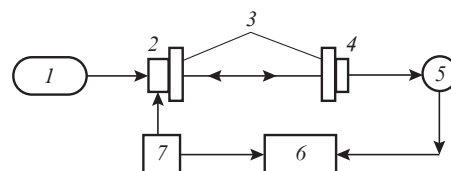


Рис.3. Схема эксперимента: 1 – фемтосекундный лазер; 2 – пьезокерамика; 3 – плоские зеркала; 4 – микровинт; 5 – фотодетектор; 6 – цифровой осциллограф; 7 – генератор сканирования.

Схема эксперимента представлена на рис.3. В интерферометре использовались плоские зеркала 3 с алюминиевым покрытием. Расстояние между зеркалами предварительно устанавливалось перестановкой одного из них на оптическом столе, затем более точно подстраивалось микровинтом 4, а прецизионное перемещение осуществлялось подачей напряжения на пьезокерамику 2, на которой крепилось одно из зеркал интерферометра. Излучение фемтосекундного лазера 1, прошедшее через интерферометр, регистрировалось фотодетектором 5. Для уменьшения влияния на параметры лазера отраженного от интерферометра излучения согласование лазерного пучка с интерферометром не проводилось. Сигнал с выхода фотодетектора, так же как и напряжение, подаваемое на пьезокерамику от генератора сканирования 7, регистрировался на цифровом осциллографе 6 (модель NM1507-3).

4. Экспериментальные результаты

При записи интерференционных картин использовалось прецизионное сканирование базы интерферометра, осуществляемое путем подачи на пьезокерамику переменного напряжения с частотой 50 Гц и амплитудой 250 В, которые в экспериментах не изменялись. Предварительно была выполнена калибровка пьезокерамики, на которой крепилось зеркало интерферометра. Для этого на интерферометр поступало излучение гелий-неонового лазера на длине волны 633 нм. Как и следовало ожидать, наблюдался гистерезис в зависимости смещения зеркала от напряжения на пьезокерамике.

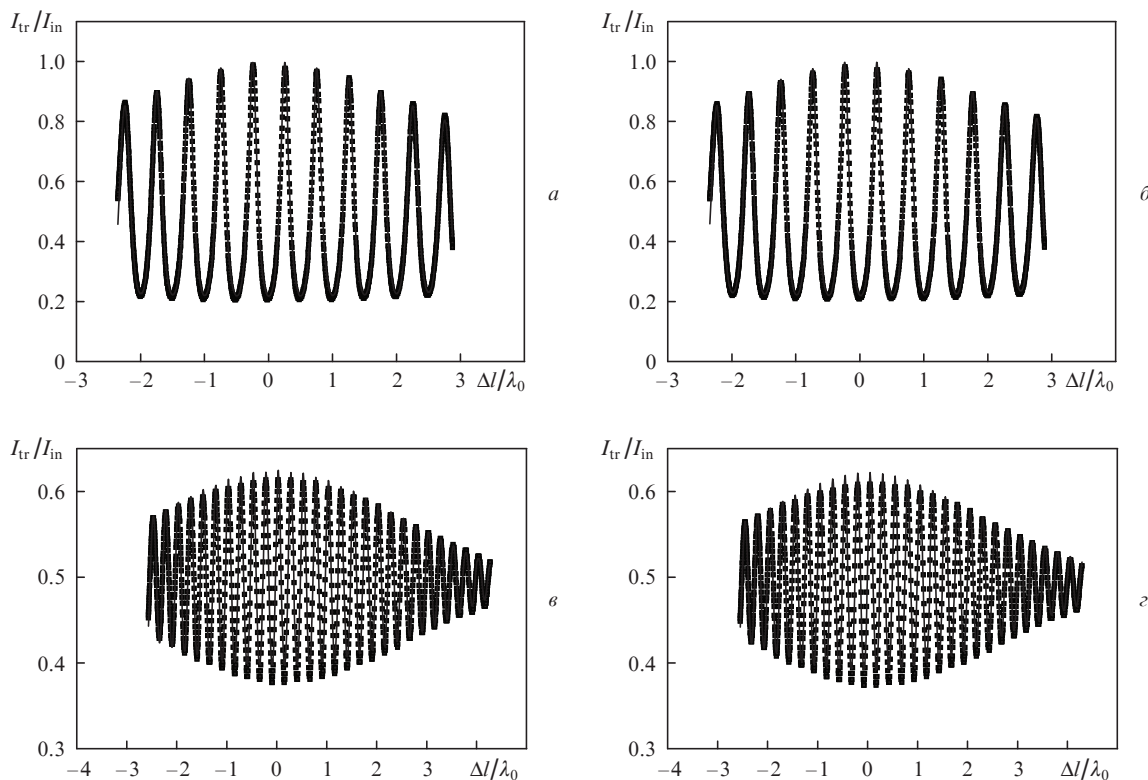


Рис.4. Пропускание излучения фемтосекундного лазера интерферометром Фабри–Перо при $z = 1$ (*a, б*) и 0.5 (*в, г*). Расчетные кривые (тонкие сплошные линии) получены при подгонке к экспериментальным данным методом наименьших квадратов для однородного (*a, в*) и гауссова (*б, г*) спектров излучения лазера.

Исследования проводились при $z = 1$ и $1/2$. На рис.4 показаны соответствующие интерференционные картины. Расчетная кривая была получена из выражения (1) и подогнана к экспериментальным точкам методом наименьших квадратов. Для этого использовались как мо-

дель с однородным спектром (рис.4,*a* и *в*), так и гауссов спектр излучения лазера (рис.4,*б* и *г*). В обоих случаях наблюдается качественное совпадение расчетных и экспериментальных данных. При подгонке варьировались, а следовательно, и измерялись средняя длина волны из-

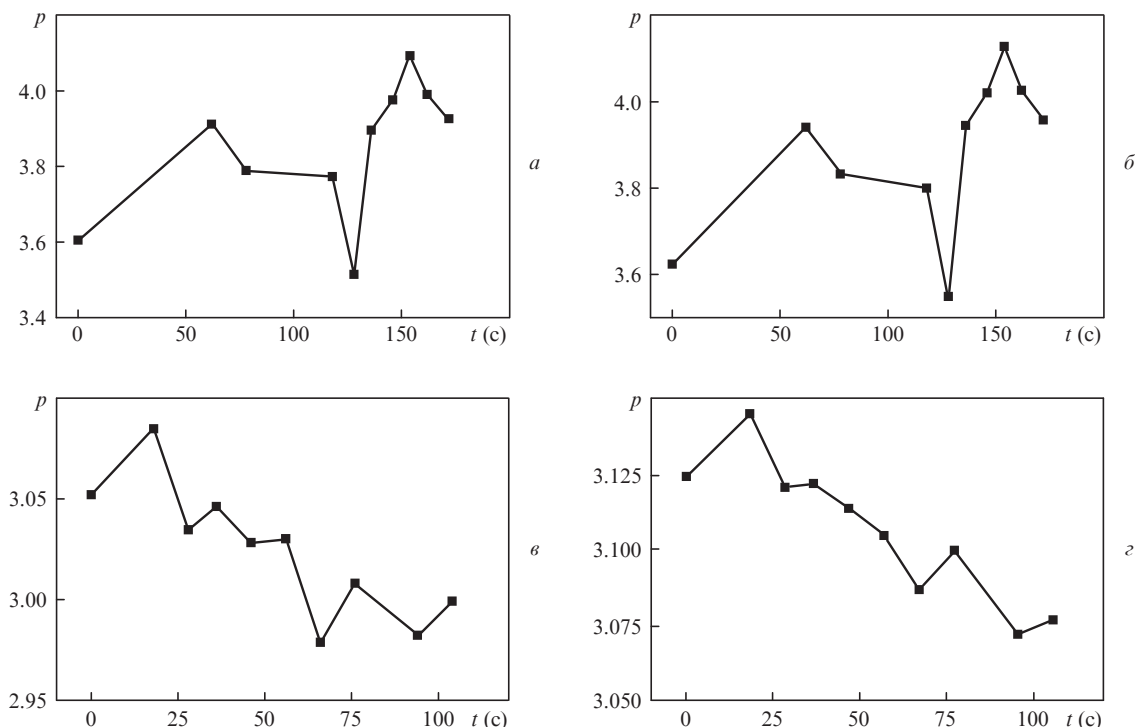


Рис.5. Дрейф эффективного значения параметра p во времени, полученный для $z = 1$ (*a, б*) и 0.5 (*в, г*) при использовании моделей однородного (*a, в*) и гауссова (*б, г*) спектров излучения лазера.

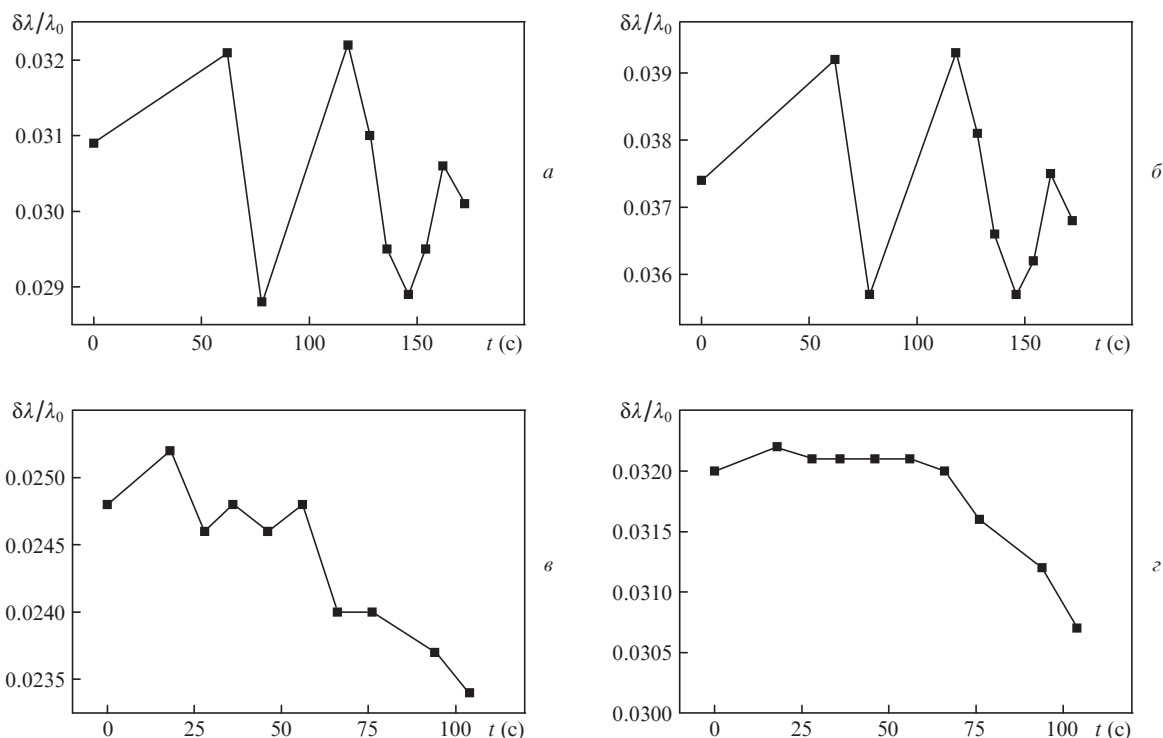


Рис.6. Расчетные полуширины линии излучения лазера, полученные для $z = 1$ (a, б) и 0.5 (в, з) при использовании моделей однородного (a, в) и гауссова (б, з) спектров излучения лазера.

лучения λ_0 , параметр качества интерферометра p , относительная полуширина спектра излучения $\Delta\lambda/\lambda_0$ и относительный сдвиг гребенки частот фемтосекундного лазера q .

Как и в случае монохроматического света, длина волны излучения определялась по интервалу между полосами пропускания интерферометра и составила 1.25 мкм. Расстояние между соседними полосами для $z = 1$ и 0.5 было равно соответственно $\lambda_0/2$ и $\lambda_0/4$. Эти результаты, как и

следовало ожидать, не зависят от формы огибающей спектра излучения.

Низкое эффективное значение параметра p (рис.5), соответствующее коэффициенту отражения зеркал $\sim 40\%$ (несмотря на то, что коэффициент отражения на длине волны 1064 нм составлял $\sim 90\%$), обусловлено в нашем случае рядом причин. Во-первых, как отмечалось выше, отсутствовало согласование пучка лазера с интерферо-

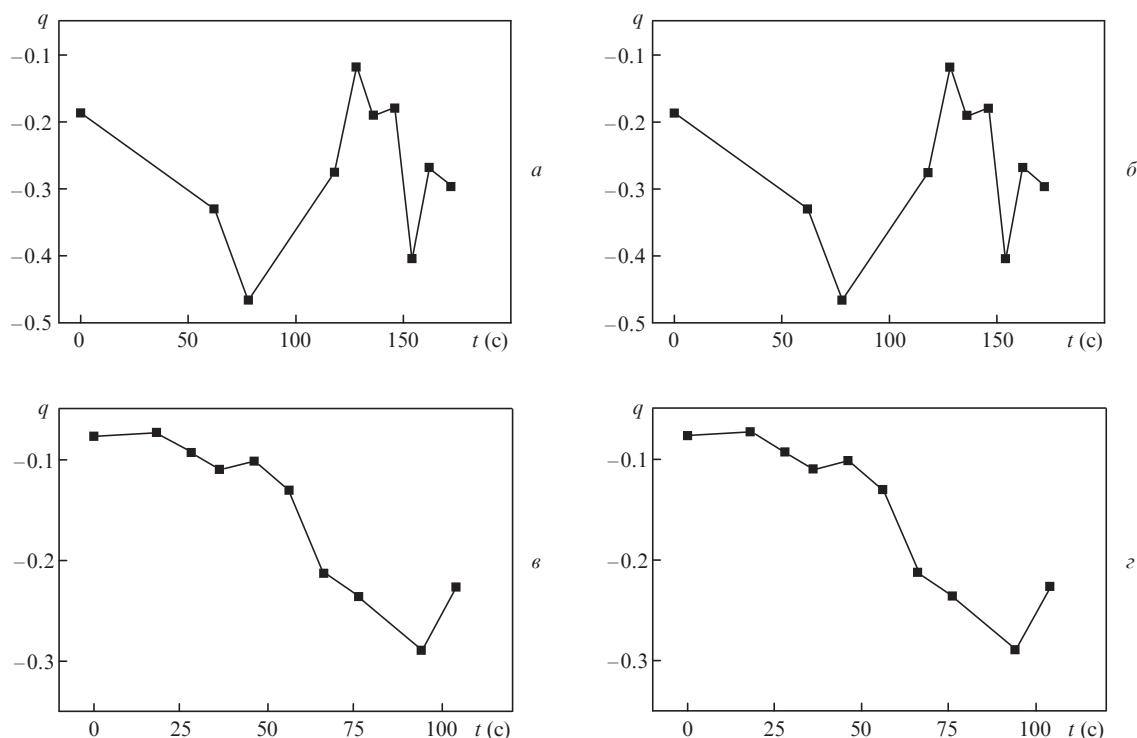


Рис.7. Сдвиги гребенки частот q во времени, полученные для $z = 1$ (a, б) и 0.5 (в, з) при использовании моделей однородного (a, в) и гауссова (б, з) спектров излучения лазера.

метром. Во-вторых, наличие воздуха внутри интерферометра и дисперсия покрытия зеркал приводят к уширению полос пропускания и, следовательно, к уменьшению эффективного значения p . Из рис.5 видно, что значения p при использовании однородного и гауссова спектров излучения немного различаются.

Полуширины спектров излучения, полученные при обработке экспериментальных результатов с использованием различных моделей, отличаются друг от друга (рис.6). Это и понятно, поскольку модель с однородным спектром без некоторого поправочного коэффициента не является корректной при обработке экспериментальных результатов для гауссова спектра излучения лазера. Относительная полуширина спектра, полученная при использовании модели с гауссовым профилем огибающей, совпадает с данными, полученными с помощью спектрометра, а также из измерений длительности импульса.

Наиболее интересным является использование интерферометра для определения сдвига гребенки частот излучения фемтосекундного лазера q с шириной спектра менее октавы. В пределах ошибки измерений отсутствуют различия при использовании разных форм огибающей спектра излучения лазера (рис.7). Наблюдаются дрейф сдвига гребенки частот q во времени и его флуктуации. Последние могут быть связаны как с погрешностью измерений, обусловленной низким отношением сигнал/шум (рис.2), так и с реальным поведением сдвига гребенки частот излучения лазера.

5. Заключение

Выполненные исследования показали возможность применения интерферометра Фабри–Перо для измерения

сдвига гребенки частот излучения лазера с самосинхронизацией мод и шириной спектра менее октавы. Для этого используется интерферометр с базой, согласованной с расстоянием между лазерными импульсами. Кроме того, по интерференционной картине можно измерить среднюю длину волны и ширину спектра излучения лазера.

Во избежание систематических ошибок нужно применять вакуумный интерферометр с зеркалами без дисперсии. Использование спектрометра при регистрации проходящего через интерферометр излучения [6, 7] позволит дополнительно не только измерять форму спектра излучения, но и учитывать дисперсию зеркал интерферометра, что приведет к устранению систематической погрешности при измерении параметров излучения лазера.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-02-00704-а.

1. Udem Th., Reichert J., Holzwarth R., Haensch T.W. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3568 (1999).
2. Diddams S.A., Jonts D.J., Ye Jun, Cundiff S.T., Hall J.L., Ranka J.K., Windeler R.S., Holzwarth R., Udem Th., Haensch T.W. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 5102 (2000).
3. Bagayev S.N., Dmitriyev A.K., Chepurov S.V., Dychkov A.S., Klementyev V.M., Kolker D.B., Kuznetsov S.A., Matyugin Yu.A., Okhapkin M.V., Pivtsov V.S., Skvortsov M.N., Zakharyash V.F., Birks T.A., Wadsworth W.J., Russel P.St.J., Zheltikov A.M. *Laser Phys.*, **11**, 1270 (2001).
4. Бакланов Е.В., Дмитриев А.К. *Квантовая электроника*, **32**, 925 (2002).
5. Баснак Д.В., Дмитриев А.К., Луговой А.А., Покасов П.В. *Квантовая электроника*, **38**, 187 (2008).
6. Thorpe M.J., Jones R.J., Moll K.D., Ye J., Lalezari R. *Opt. Express*, **13**, 882 (2005).
7. Schliesser A., Gohle C., Udem Th., Hansch Th.W. *Opt. Express*, **14**, 5975 (2006).