

**ВЫСОКОСТАБИЛЬНЫЕ Nd:YAG-ЛАЗЕРЫ  
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ МАЙКЕЛЬСОНА – МОРЛИ****М. В. Охупкин<sup>1,2</sup>, П. Антонини<sup>1</sup>, С. Шиллер<sup>1</sup>**<sup>1</sup>*Институт экспериментальной физики, Университет г. Дюссельдорфа, Германия*<sup>2</sup>*Институт лазерной физики СО РАН, г. Новосибирск, Россия**E-mail: maxok@laser.nsc.ru*

Представлены результаты стабилизации частоты Nd:YAG-лазеров с помощью высокодобротных сапфировых интерферометров Фабри – Перо. Интерферометры помещались на платформу, охлажденную до криогенных температур, что обеспечило высокую долговременную стабильность лазеров при проведении эксперимента Майкельсона – Морли.

**Введение.** Эксперименты по исследованию возможной анизотропии скорости света получили широкое распространение в физике. Первым высокоточным экспериментом, демонстрирующим изотропию распространения света, был эксперимент Майкельсона и Морли, проведенный в 1887 году [1]. Чувствительность данного эксперимента прямо пропорциональна длине интерферометра. Однако создание интерферометров большой длины сопряжено со значительными трудностями. Для увеличения эффективной длины интерферометров удобнее использовать интерферометры Фабри – Перо с высокой добротностью.

Впервые эксперименты подобного типа проведены в работах [2, 3]. В [3] был использован He–Ne-лазер на длине волны 3,39 мкм, стабилизированный по интерферометру Фабри – Перо. Лазер устанавливался на вращающуюся платформу. Частота вращающегося лазера, привязанная к частоте пика пропускания интерферометра Фабри – Перо, сравнивалась с частотой другого лазера, размещенного вне вращающейся платформы и стабилизированного по резонансу насыщенного поглощения  $F_2^2P(7)v_3$  линии молекулы  $CH_4$ . Относительный сдвиг частоты в процессе эксперимента составлял  $5 \cdot 10^{-15}$  (этот сдвиг демонстрирует изотропию скорости света с такой же относительной погрешностью). В течение 20 лет данные исследования оставались наиболее прецизионными. В работах [4, 5] была достигнута более высокая точность измерений (приблизительно в 3 раза) с использованием двух скрещенных криогенных сапфировых резонаторов [4] и сапфирового криогенного резонатора в виде микросферы (работающего в режиме “whispering gallery mode”) [5].

Возможное нарушение принципа инвариантности Лоренца представляется рядом теорий (например, [6, 7]). На основании работы [6] распространение света описывается в системе координат  $\Sigma$ , у которой нет выделенного направления, и, таким образом, скорость света  $c_0$  постоянна. Преобразования Лоренца в лабораторной системе координат  $S$  и  $\Sigma$  заменяются основными линейными преобразованиями, которые зависят от скорости  $v$  лабораторной системы координат по отношению к  $\Sigma$  и от трех феноменологических параметров  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\delta$ . Если принцип инвариантности Лоренца сохраняется, то  $\alpha = -1/2$ ,  $\beta = 1/2$ ,  $\delta = 0$ . В движущейся системе координат  $S$  скорость света выражается как

$$c(\theta, v)/c_0 = 1 + \left(\frac{1}{2} - \beta + \delta\right) \frac{v^2}{c_0^2} \sin^2 \theta + (\alpha - \beta + 1) \frac{v^2}{c_0^2} + \dots, \quad (1)$$

где  $\theta$  – угол между направлением распространения света и скоростью движения лаборатории. Первая часть выражения (1) может быть определена из эксперимента Майкельсона – Морли, вторая соответствует эксперименту Кеннеди – Торндайка [8, 9]. Теоретическая модель, рассмотренная в работе [7], предполагает нарушение лоренц-инвариантности и СРТ-симметрии и является более общим случаем.

При измерении разности частот двух резонаторов в солнечной системе координат (Солнце в центре координат) выражение для модуляции частоты биений между двумя лазерами может быть представлено в виде

$$\frac{\delta(v_1(t) - v_2(t))}{v} = 2B(t) \sin(2\theta(t)) + 2C(t) \cos(2\theta(t)), \quad (2)$$

где  $v_1 \approx v_2 \approx v$  ( $2,8 \cdot 10^{14}$  Гц);  $\theta(t)$  – угол между осью одного из резонаторов и направлением на юг. Величины  $B(t)$  и  $C(t)$  представляют собой линейную комбинацию компонент на частотах  $\omega_{\oplus}$ ,  $2\omega_{\oplus}$ ,  $\omega_{\oplus} \pm \Omega_{\oplus}$ ,  $2\omega_{\oplus} \pm \Omega_{\oplus}$ .  $C(t)$  содержит дополнительные компоненты на частотах  $0$  и  $\Omega_{\oplus}$  ( $\omega_{\oplus}$  – частота вращения Земли вокруг своей оси,  $\Omega_{\oplus}$  – частота вращения Земли по орбите вокруг Солнца).

Для реализации эксперимента наиболее удобным является размещение резонаторов интерферометров Фабри – Перо на вращающейся платформе (периодическое изменение угла  $\theta$ ). Дальнейший анализ результатов для случая, когда время эксперимента существенно меньше 1 года (исключены члены, определяемые частотой вращения Земли вокруг Солнца  $\Omega_{\oplus}$ ), может быть проведен на основании работ [6, 7].

В соответствии с теорией [6] амплитуды модуляции частоты биений могут быть представлены в виде

$$2B(t) = \left(\frac{1}{2} - \beta + \delta\right) \left(\frac{v^2}{c_0^2}\right) (\gamma_3 \cos \omega_{\oplus} T_{\oplus} + \gamma_4 \cos 2\omega_{\oplus} T_{\oplus} + \sigma_3 \sin \omega_{\oplus} T_{\oplus} + \sigma_4 \sin 2\omega_{\oplus} T_{\oplus}), \quad (3)$$

$$2C(t) = \left( \frac{1}{2} - \beta + \delta \right) \left( \frac{v^2}{c_0^2} \right) (\gamma_0 + \gamma_1 \cos \omega_{\oplus} T_{\oplus} + \gamma_2 \cos 2\omega_{\oplus} T_{\oplus} + \sigma_1 \sin \omega_{\oplus} T_{\oplus} + \sigma_2 \sin 2\omega_{\oplus} T_{\oplus}), \quad (4)$$

где константы  $\gamma_j$  и  $\sigma_j$  определены в табл. 1;  $T_{\oplus}$  – время с момента начала эксперимента плюс время смещения, связанное с положением оси  $Y$  лабораторной системы координат относительно оси  $Y$  солнечной системы координат [7]. Направление движения Солнца относительно микроволнового фона дается прямым восхождением  $\Phi = 168^\circ$  и склонением  $\Theta = -6^\circ$ . Угол  $\chi \approx 38,8^\circ$  соответствует дополнению широты лаборатории.

Целью предлагаемой работы является создание высокостабильных лазеров на базе криогенных сапфировых интерферометров Фабри – Перо для исследования анизотропии скорости света.

**Описание экспериментальной установки.** При проведении эксперимента Майкельсона – Морли ортогональные резонаторы, размещенные на вращающейся платформе, обладают существенным преимуществом перед стационарной системой: снижаются требования к долговременной стабильности системы (в случае стационарной установки система должна обладать высокими требованиями к стабильности частоты за время порядка 12 ч, так как вращение резонаторов происходит за счет вращения Земли вокруг своей оси). Поскольку за каждый период вращения определяются параметры  $B(t_i)$  и  $C(t_i)$ , большое количество экспериментальных точек позволяет существенно сократить статистические шумы.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Система (за исключением компрессора импульсного охладителя, форвакуумного насоса и компьютера сбора данных) была смонтирована на поворотном столе с возможностью вращения на угол более  $90^\circ$ . Вращение стола обеспечивалось шаговым двигателем с компьютерным контролем скорости вращения и угла поворота. Платформа с интерферометрами Фабри – Перо, расположенными ортогонально, находилась в вакуумной камере и охлаждалась до температуры приблизительно 3 К с помощью коммерческого двухступенчатого импульсного криогенного охладителя [10]. При использовании одномодовых оптических волокон с сохранением поляризации, специально предназначенных для работы в криогенных условиях, излучение Nd:YAG-лазеров (на длине волны 1064 нм) подводилось к платформе с интерферометрами. На плат-

Т а б л и ц а 1

Значения $\gamma_j$	Значения $\sigma_j$
$\gamma_0 = (1/4) \sin^2 \chi (3 \cos^2 \Theta - 1)$	–
$\gamma_1 = (1/2) \cos \Phi \cdot \sin 2\Theta \cdot \sin 2\chi$	$\sigma_1 = \gamma_1 \tan \Phi$
$\gamma_2 = (1/4) \cos 2\Phi \cdot \cos^2 \Theta (\cos 2\chi - 3)$	$\sigma_2 = \gamma_2 \tan 2\Phi$
$\gamma_3 = \sigma_3 \tan \Phi$	$\sigma_3 = \cos \Phi \cdot \sin \chi \cdot \sin 2\Theta$
$\gamma_4 = -\sigma_4 \tan 2\Phi$	$\sigma_4 = \cos^2 \Theta \cdot \cos \chi \cdot \cos 2\Phi$

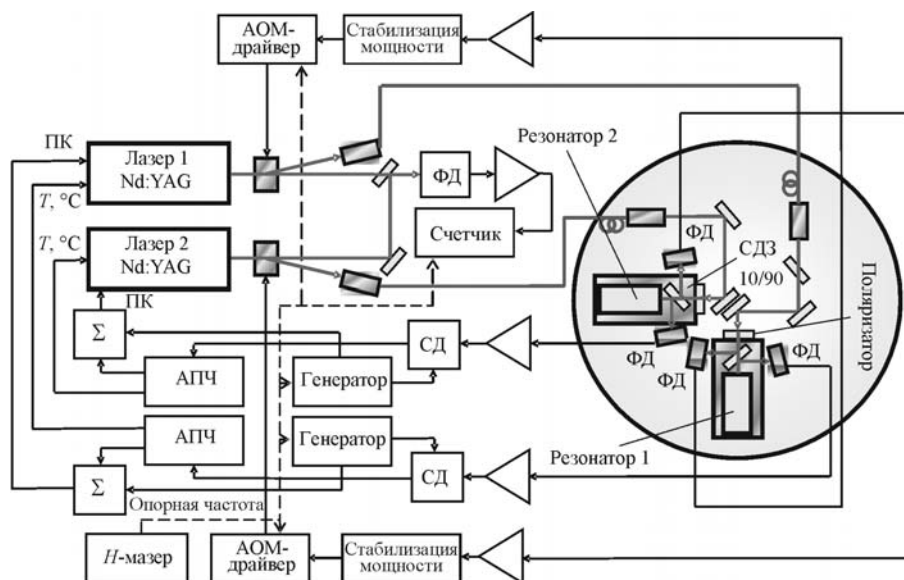


Рис. 1. Схема оптической части установки:  $\Sigma$  – сумматор, ФД – фотодиод, СД – синхронный детектор, ПК – пьезокерамика, СДЗ – светоделительное зеркало

форме были размещены оптическая схема ввода излучения и сопряжения профиля пучка с модой интерферометра, фотоприемники систем стабилизации частоты и мощности.

Вне вакуумной камеры были расположены лазеры с системами автоматической подстройки частоты (АПЧ) лазера к интерферометрам, схемы стабилизации мощности с использованием акустооптических модуляторов (АОМ), оптическая схема биений. Частота каждого из лазеров стабилизировалась по своему интерферометру Фабри – Перо, и регистрировалась частота биений между ними.

**Стабилизация частоты лазеров по высокочастотным интерферометрам Фабри – Перо.** Основным требованием к повышению точности экспериментов Майкельсона – Морли является достижение высокой стабильности частоты лазеров за время проведения эксперимента. Как видно из выражения (2), высокая стабильность частоты излучения лазеров должна быть достигнута за характерное время эксперимента, соответствующее периоду вращения экспериментальной установки на угол  $\theta$ . Предварительный анализ системы показал необходимость достижения высоких характеристик стабильности в интервале 10–1000 с. Одним из вариантов решения данной проблемы было использование высокочастотных резонаторов, выполненных из сапфира и работающих при криогенных температурах. В качестве способа привязки частоты лазера выбран вариант привязки частоты лазера к сигналу, отраженному от интерферометра (метод Паунда – Драйвера – Холла) [11], адаптированный к условиям эксперимента.

Интерферометры, используемые в эксперименте, выполнены из сапфира ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) в виде цилиндров длиной 3 см с наружным диаметром 2,6 см. Кристаллическая ось  $c$   $\text{Al}_2\text{O}_3$  параллельна оси цилиндра. Зеркала интерферометра (радиус кривизны 1 м) также выполнены из сапфира. Область свободной

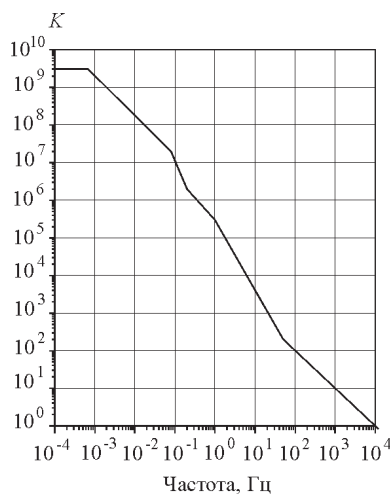
дисперсии резонаторов (FSR) составляла 5 ГГц при ширине пропускания  $\approx 100$  кГц ( $F = \text{FSR} / \Delta\nu = 50000$ ). Сапфир был выбран из условия малого коэффициента температурного расширения при низких температурах ( $\approx 10^{-10} \text{ К}^{-1}$  при температуре 4 К) [12, 13].

Температура платформы стабилизировалась для улучшения характеристик температурной стабильности охладителя (вариации температуры платформы без системы термостабилизации соответствовали величине  $\approx 5$  мК за время 10 с и  $\approx 50$  мК за время 10 ч). Температурный сдвиг частоты каждого из резонаторов был измерен экспериментально и составлял величину  $\approx 10$  Гц/мК (для исследования дополнительные нагревательные элементы монтировались на резонаторах). Сдвиг частоты в зависимости от температуры в сигнале биений между двумя лазерами, стабилизированными по своим резонаторам, составил величину  $\approx 1,5$  Гц/мК. При включенной системе термостабилизации вариации температуры платформы за время измерений ( $\approx 300$  с) составляли величину  $\sim 0,1$  мК.

Как отмечалось выше, в качестве частотного репера был использован сигнал первой гармоники в отраженном свете [11]. Излучение лазеров подводилось к криогенной платформе специальными одномодовыми оптоволоконными с сохранением поляризации для криогенной температуры. Для получения сигнала первой гармоники излучение лазеров модулировалось с помощью пьезокерамических элементов на частотах  $\approx 300$  кГц. Экспериментальные исследования показали, что для получения высокой стабильности лазеров за время 100–1000 с модуляция частоты лазера с помощью пьезокерамики с точки зрения изменения сигнала паразитной амплитудной модуляции во времени является более предпочтительной, чем использование электрооптического модулятора. (Тем не менее для получения высокой кратковременной стабильности более предпочтительным является использование электрооптического модулятора, который позволяет модулировать излучение на частотах выше 1–2 МГц, где шумы Nd:YAG-лазеров становятся сравнимыми с квантовыми. Пьезокерамические элементы обладают существенно меньшим быстродействием и не позволяют обеспечивать модуляцию на высоких частотах.)

Лазерное излучение, отраженное от резонатора, отражалось далее светоделительным зеркалом (коэффициент отражения 90 %) на фотоприемник системы стабилизации частоты (см. рис. 1). Система АПЧ обрабатывала частоту лазера по положению нуля первой гармоники резонанса интерферометра, управляя пьезокерамическим элементом, изменяющим длину резонатора лазера, и температурой лазерного кристалла, изменяющей длину резонатора в области низких частот. Мощность излучения на входе интерферометра составляла величину порядка 50–100 мкВт (малая мощность была выбрана для уменьшения влияния нагрева интерферометра на долговременную стабильность лазеров). Соотношение сигнал/шум равнялось 10 в полосе 100 кГц. Коэффициент усиления замкнутого кольца определялся выражением  $K = S_{\text{cav}}(f)K_{\text{PZT}}(f)G(f)$ , где  $G(f)$  – коэффициент усиления электронной схемы АПЧ. Ширина полосы обработки кольца АПЧ соответствовала величине 10 кГц (единичный коэффициент усиления замкнутого кольца равен 10 кГц) при крутизне сигнала частотного дискриминатора (сигнала первой гармоники) на выходе синхронного детектора  $S_{\text{cav}} \sim 10^{-5}$  В/Гц. Чувствительность пьезокерамического элемента соответствовала величине  $K_{\text{PZT}} \sim 1$  МГц/В (в первом приближении в данной полосе чувствительность

Рис. 2. Характеристика кольца АПЧ



пьезокерамического элемента и крутизна дискриминатора не зависят от частоты).

Для повышения коэффициента усиления в области низких частот были использованы два интегратора в быстром кольце (управление пьезокерамикой) и дополнительный интегратор в медленном кольце (управление температурой). Для обеспечения условия устойчивости кольца один из интеграторов быстрого кольца выключался на частоте  $\sim 100$  Гц. Кольцо эффективно обрабатывало возмущения, связанные с частотой пульсаций системы охлаждения (частота возмущений приблизительно 1 Гц), и остаточные акустические и механические вибрации внутри вакуумной камеры. Диаграмма Бode замкнутого кольца представлена на рис. 2.

Как уже отмечалось, уровень шума в области частот модуляции 300 кГц для Nd:YAG-лазеров находился выше квантового. Была проведена оценка предельной точности привязки системы АПЧ. Достигнутая точность привязки значительно превышала реальную девиацию частоты биений между лазерами и не являлась фактором, ограничивающим точность измерений в эксперименте (стабильность лазера в данном случае зависит от стабильности интерферометров).

**Экспериментальные исследования стабильности системы.** Для исследования влияния различных факторов на стабильность лазеров были изучены сдвиги лазеров, стабилизированных по интерферометрам Фабри – Перо при криогенных температурах. Заметим, что основное влияние на точность эксперимента Майкельсона – Морли оказывает не абсолютная стабильность частоты одного лазера, а стабильность биений между двумя лазерами, захваченными по ортогональным интерферометрам Фабри – Перо. В этом случае влияние ряда факторов на абсолютную стабильность лазера уменьшается за счет одновременного дрейфа частоты двух интерферометров в одну сторону. Так, крутизна сдвига частоты каждого лазера в зависимости от температуры составляла  $\approx 10$  Гц/мК, тогда как величина сдвига частоты биений равнялась  $(\Delta\nu_1(T) - \Delta\nu_2(T))/\Delta T \approx 1,5$  Гц/мК.

Поскольку частота лазера модулировалась с помощью пьезокерамического элемента, температура которого варьировалась вместе с обработкой длины резонатора системой АПЧ (медленное кольцо), было проведено исследование сдвига нуля на выходе синхронного детектора, вызванного изменением уровня паразитной амплитудной модуляции от температуры. Сдвиг частоты вследствие изменения уровня паразитной амплитудной модуляции соответствовал значению  $\approx 20$  Гц/К. За все время эксперимента величина данного эффекта оказалась пренебрежимо малой, что связано с малым дрейфом частоты интерферометров (и, следовательно, малым изменением температуры лазера при обработке системой АПЧ).



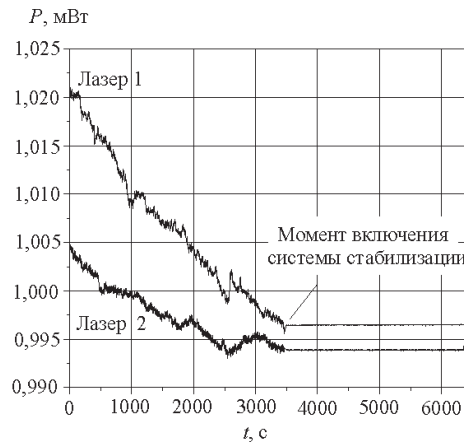


Рис. 3. Поведение мощности на входе интерферометров при выключенной и включенной системе стабилизации мощности

Сдвиг частоты одного из лазеров, стабилизированного по интерферометру, в зависимости от изменения мощности на выходе оптоволокна составлял  $\approx 50$  Гц/мкВт. Величина аналогичного сдвига для другого лазера  $\approx 10$  Гц/мкВт. Проведенные исследования показали, что типичные вариации мощности оказались на уровне 1 мкВт за период вращения резонаторов. Для устранения этого эффекта была разработана система стабилизации мощности. С помощью светоделительного зеркала большая часть лазерного излучения (90 % от падающей мощности) непосредственно перед входом резонатора отражалась на фотоприемник системы стабилизации мощности. Система автоподстройки мощности управляла АОМ путем изменения амплитуды сигнала ( $f = 80$  МГц), стабилизируя мощность на входе интерферометра.

Данная система обеспечивала стабильность падающей на интерферометр мощности на уровне 10 нВт за характерное время эксперимента (рис. 3).

В процессе вращения интерферометров было исследовано влияние угловых наклонов платформы на сдвиги частоты резонаторов. Типичное значение сдвига составило  $\approx 0,06$  Гц/мкрад для обоих резонаторов.

Величины влияния основных факторов в процессе вращения на стабильность биений между лазерами, стабилизированными по скрещенным резонаторам, представлены в табл. 2.

Т а б л и ц а 2

Эффект	Величина эффекта	Чувствительность	Систематика, Гц	Относительная систематика
Изменение угла при вращении	50 мкрад	0,06 Гц/мкрад	3,0	$1,1 \cdot 10^{-14}$
Температура в лаборатории	0,025 К	75 Гц/К	2,0	$0,7 \cdot 10^{-14}$
Температура резонаторов	150 мкК	1,5 Гц/мК	0,2	$0,8 \cdot 10^{-15}$
Мощность	10 нВт	50 Гц/мкВт	0,5	$1,8 \cdot 10^{-15}$

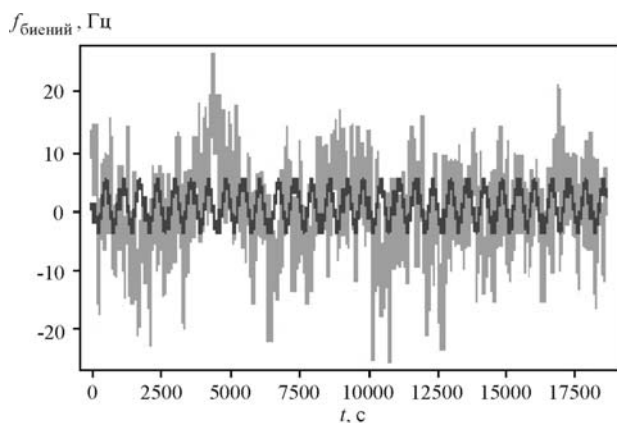


Рис. 4. Сигнал биений между двумя лазерами

Одним из факторов, влияющих на абсолютную и относительную (в сигнале биений) стабильность лазеров, является линейный дрейф частоты биений, связанный с процессами, происходящими с резонаторами при охлаждении. Отмечено, что через 24 ч после захлаживания скорость дрейфа была около 1 Гц/с и уменьшалась со временем. Линейный дрейф частоты биений во время проведения эксперимента составлял около 0,1 Гц/с, тем не менее он не влиял на обработку результатов эксперимента (см. выражение (2)).

Характерная запись сигнала биений ( $f_{\text{биений}}$ ) между двумя лазерами в процессе вращения приведена на рис. 4 (время измерения счетчика 1 с, сглаживание по 10 точкам, линейный дрейф частоты биений вычтен). Одновременно на графике представлена зависимость угла поворота платформы в пределах  $[0^\circ, 90^\circ, 0^\circ]$  от времени.

Типичные зависимости параметра Аллана, характеризующего стабильность системы [14, 15], в абсолютных единицах представлены на рис. 5.

Зависимости соответствуют параметру Аллана сигнала биений между двумя лазерами с учетом (кривая 1) и без учета (кривая 2) линейного дрейфа частоты резонаторов в процессе вращения системы. Стабильность системы в диапазоне характерных времен 1–10 с определялась механическими возму-

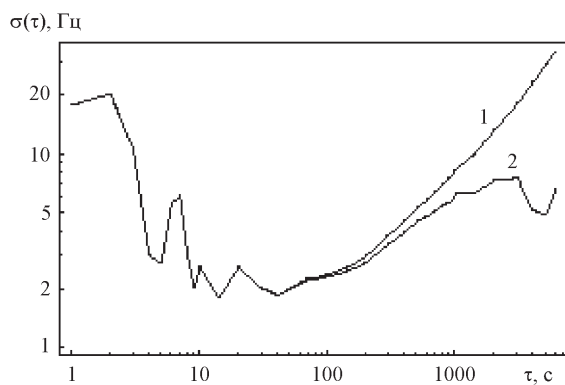


Рис. 5. Зависимости параметра Аллана от времени



щениями системы. Основные механические вибрации на частоте 1 Гц соответствовали периоду пульсаций охладителя. При больших временах интегрирования стабильность системы определялась различным изменением во времени паразитных сигналов, интерференцией и дрейфом интерферометров.

На графике видно, что относительная нестабильность системы за время вращения установки ( $\approx 300$  с) соответствует величине  $\sim 10^{-14}$ , а в интервале наблюдения 10–100 с достигает значения меньше  $10^{-14}$  (около  $7 \cdot 10^{-15}$  в минимуме).

**Результаты исследования постоянства скорости света.** При обработке данных, полученных в течение эксперимента [16, 17] с помощью выражений (3), (4), были определены величины  $\{2B(t_i)\}$  и  $\{2C(t_i)\}$ . На основании данных величин получено значение коэффициента нарушения изотропии скорости света  $(\beta - \delta - 1/2) = (+0,5 \pm 3,0 \pm 0,7) \cdot 10^{-10}$ . Дополнительная величина ошибки  $\pm 0,7 \cdot 10^{-10}$  связана с ошибкой эксперимента по определению чувствительности системы к угловым перемещениям [16]. Данное значение оказалось приблизительно на порядок точнее результатов работ [4, 5]. Согласно (1), где  $\beta^2 = v^2/c^2 = 1,52 \cdot 10^{-6}$ , значение  $(\beta - \delta - 1/2) = (+0,5 \pm 3,0 \pm \pm 0,7) \cdot 10^{-10}$  соответствует соотношению  $\delta c/c = 6,4 \cdot 10^{-16}$ .

**Закключение.** В процессе эксперимента в данной работе была достигнута высокая относительная стабильность Nd:YAG-лазеров (на уровне лучше  $10^{-14}$  за время наблюдения 10–100 с), размещенных на вращающейся платформе. Стабильность была получена с помощью привязки частоты данных лазеров к резонансам криогенных высокочастотных сапфировых интерферометров Фабри – Перо. Дальнейшее улучшение характеристик стабильности планируется получить благодаря улучшению пропускания зеркал интерферометров Фабри – Перо и активной стабилизации вибраций платформы, вызванных работой импульсного криогенного охладителя.

Путем обработки данных, полученных в процессе вращения установки (период вращения порядка  $\approx 300$  с) в течение приблизительно 80 ч, была продемонстрирована изотропия скорости света с относительной погрешностью лучше  $10^{-15}$ . Результаты исследований позволили уточнить значение коэффициента нарушения изотропии скорости света в рамках теории Робертсона – Мансури – Сэксла [6].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Michelson A. A., Morley E. W.** On the relative motion of the Earth and the luminiferous ether // American Journ. Sci. 1887. **XXXIV**. P. 333.
2. **Jaseja T. S., Javan A., Murray J., Townes C. H.** Test of special relativity or of the isotropy of space by use of infrared masers // Phys. Rev. 1964. **133**. P. A1221.
3. **Brillet A., Hall J. L.** Improved laser test of the isotropy of space // Phys. Rev. Lett. 1979. **42**, N 9. P. 549.
4. **Muller H., Herrmann S., Braxmaier C. et al.** Modern Michelson–Morley experiment using cryogenic optical resonators // Phys. Rev. Lett. 2003. **91**. P. 020401.
5. **Wolf P., Tobar M. E., Bize S. et al.** Whispering gallery resonators and tests of Lorentz invariance // Gen. Rel. Grav. 2004. **36**. P. 2351.

6. **Mansouri R., Sexl R. U.** A test theory of special relativity // Gen. Rel. Grav. 1977. **8**. P. 497.
7. **Kostelecky V. A., Mewes M.** Signals for Lorentz violation in electrodynamics // Phys. Rev. D. 2002. **66**. P. 056005.
8. **Kennedy R. J., Thorndike E. M.** Experimental establishment of the relativity of time // Phys. Rev. 1932. **42**. P. 400.
9. **Braxmaier C., Muller H., Pradl O. et al.** Test of relativity using a cryogenic optical resonator // Phys. Rev. Lett. 2002. **88**. P. 010401.
10. **Wang C., Thummes G., Heiden C.** A two-stage pulse tube cooler operating below 4 K // Cryogenics. 1997. **37**. P. 159.
11. **Drever R. W. P., Hall J. L., Kowalski F. V. et al.** Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator // Appl. Phys. B. 1983. **31**. P. 97.
12. **Lucht M., Lerche M., Wille H. C. et al.** Precise measurement of the lattice parameters of  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> in temperature range 4.5-250 K using the Mossbauer wavelength standard // Journ. Appl. Cryst. 2003. **36**. P. 1075.
13. **Seel S., Storz R., Ruoso G. et al.** Cryogenic optical resonators: a new tool for laser frequency stabilization at the 1 Hz level // Phys. Rev. Lett. 1997. **78**. P. 4741.
14. **Allan D. W.** Statistics of atomic frequency standards // Proc. IEEE. 1966. **54**, N 2. P. 221.
15. **Sullivan D. B., Allan D. W., Howe D. A., Walls F. L.** Characterization of clocks and oscillators // NIST Technical Note. 1990. **TN1337**.
16. **Antonini P., Okhapkin M., Goklu E., Schiller S.** Test of constancy of speed of light with rotating cryogenic optical resonators // Phys. Rev. 2005. **A71**. P. 050101.
17. **Schiller S., Antonini P., Okhapkin M.** A precision test of the isotropy of the speed of light using rotating cryogenic optical cavities // Lecture Notes in Physics /Eds. J. Ehlers, C. Lammerzahl. N. Y.: Springer, 2005. Vol. 702. P. 401.

*Поступила в редакцию 26 сентября 2006 г.*

---