

УДК 681.787.068

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ВОЛОКОННОГО КОЛЬЦЕВОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

И. А. Андропова, И. Л. Берштейн

Рассмотрена реакция лазера на обратное излучение кольцевого интерферометра Саньяка. Проанализировано влияние этой реакции, а также отражений и рассеяния от элементов интерферометра на формирование паразитного сигнала. Рассмотрено использование частотной модуляции или дополнительной фазовой модуляции для подавления паразитного сигнала; определены оптимальные условия подавления. Обсуждаются вопросы предельной чувствительности волоконного интерферометра. Приводятся результаты экспериментов, поставленных для проверки результатов анализа.

Проблеме разработки волоконного кольцевого интерферометра (ВКИ) для целей гиromетрии посвящено большое число публикаций, в которых рассматриваются факторы, нарушающие правильную работу системы и методы преодоления их влияния [1, 2]. Тем не менее некоторые стороны работы ВКИ, физики процессов в нем либо освещены недостаточно, либо вовсе не разбирались. Целью данного сообщения является теоретический и экспериментальный анализ влияния на работу ВКИ как гиromетра паразитных сигналов, связанных с обратной реакцией лазера на излучение ВКИ, с отражением и рассеянием на элементах интерферометра и в волокне, и рассмотрение методов их устранения. Кроме того в работе обсуждаются вопросы предельной чувствительности ВКИ при использовании когерентных и некогерентных источников.

Рассмотрим работу широко применяемой схемы ВКИ с фазовой модуляцией проходящего света, проводимой вблизи одного из концов волокна. Обозначим частоту модуляции Ω , ее индекс Φ , время прохождения каждой волны по кольцу τ , разность фаз встречных волн, возникающую из-за эффекта Саньяка, φ_s . Фототок, пропорциональный сигналу интерференции встречных волн, оказывается промодулированным; глубина модуляции на частотах Ω и 2Ω соответственно равна

$$M_c = \frac{2J_1(x) \sin \varphi_s}{1 + J_0(x) \cos \varphi_s}, \quad M_2 = \frac{2J_2(x) \cos \varphi_s}{1 + J_0(x) \cos \varphi_s}.$$

Здесь $J_0(x)$, $J_1(x)$, $J_2(x)$ — функции Бесселя соответствующих порядков, $x = 2\Phi \sin(\Omega\tau/2)$. Выделение величин M_c и M_2 проводится при помощи фазового (синхронного) детектирования на частотах Ω и 2Ω . По их отношению можно определить φ_s , при этом исключается уровень интенсивности света, питающего ВКИ.

1. Перейдем к анализу реакции лазера на излучение ВКИ. Обе встречные волны, пройдя волокно, частично поступают на вход фотоприемника, а частично возвращаются обратно в источник излучения, что вызывает реакцию источника, выражающуюся в изменениях интенсивности и частоты его излучения с частотой фазовой модуляции Ω . Анализ этой реакции, ее влияния на работу системы, насколько нам известно, ранее не проводился, между тем модуляция интенсивности источника нарушает правильную работу системы (модуляция частоты не существенна).

Рассмотрим ситуацию для простейшего случая одночастотного режима генерации лазера, питающего ВКИ. Полагая относительный уровень обратного излучения малым, можно воспользоваться результатом анализа, проведенного в работе [3]: обратное излучение характеризуем коэффициентом (по амплитуде) $Re^{-i\psi}$, где ψ — разность фаз между выходящим из источника излучения и возвращающимся. Согласно формуле (6) работы [3] относительное изменение амплитуды колебаний A_0 вследствие реакции равно

$$a/A_0 = BR \cos \psi, \quad (1)$$

где величина B определяется параметрами лазера.

Положим, что фазовая модуляция $\Phi \cos \Omega t$ сопровождается — из-за неидеальности работы модулятора — небольшой амплитудной модуляцией проходящего света по закону $\alpha \cos(\Omega t - \varphi)$ при $\alpha \ll 1$. При этом можем записать (полагаем отсутствие вращения системы, т. е. $\varphi_s = 0$)

$$Re^{-i\psi} = R_0 \{ [1 + \alpha \cos(\Omega t - \varphi)] \exp[-i(\psi_0 + \Phi \cos \Omega t)] + \\ + [1 + \alpha \cos(\Omega t - \Omega\tau - \varphi)] \exp[-i(\psi_0 + \Phi \cos(\Omega t - \Omega\tau))] \}. \quad (2)$$

Здесь $\psi_0 = kL$ — постоянная фаза, равная для обеих волн, определяется длиной оптического пути излучения.

Действительную часть (2) разложим в спектр и выделим составляющие с частотами Ω и 2Ω , обозначив их для краткости D_1 и D_2 . Выкладки дают

$$D_1 = 2R_0 \cos \frac{\Omega\tau}{2} \left\{ -2J_1(\Phi) \sin \psi_0 \cos \left(\Omega t - \frac{\Omega\tau}{2} \right) + \right. \\ \left. + \alpha \cos \psi_0 \left[J_0(\Phi) \cos \left(\Omega t - \frac{\Omega\tau}{2} - \varphi \right) - J_2(\Phi) \cos \left(\Omega t - \frac{\Omega\tau}{2} + \varphi \right) \right] \right\}; \quad (3)$$

$$D_2 = 2R_0 \cos \Omega\tau \{ -2J_2(\Phi) \cos \psi_0 \cos(2\Omega t - \Omega\tau) - \\ - \alpha \sin \psi_0 [J_1(\Phi) \cos(2\Omega t - \Omega\tau - \varphi) - J_3(\Phi) \cos(2\Omega t - \Omega\tau + \varphi)] \}. \quad (4)$$

Наличие в излучении лазера составляющей BD_1 проявится на выходе фотоприемника в виде колебаний с частотой Ω (при отсутствии вращения системы); составляющая BD_2 исказит должный уровень на частоте 2Ω .

Естественно возникает проблема борьбы с проявлением реакции источника излучения. Напрашивающимся решением является применение вентиля на выходе лазера. Однако хороший вентиль с малыми потерями при работе на волнах 0,6—0,9 мкм является сложным устройством, и практика требует поиска других решений. Согласно (3) при условии $\Omega\tau = \pi$ $D_1 = 0$; в статье [2] отмечается, что соблюдение такого условия устраняет влияние неидеальности модулятора (т. е. $\alpha \neq 0$). Однако указанное условие, как следует из (4), не устраняет D_2 .

Рассмотрим другие варианты. Положим, что частота колебания источника излучения изменяется по закону $\omega = \omega_0 - \varepsilon \sin \Omega_n t$, причем $\Omega_n \ll \Omega$. Вследствие этого значение фазы ψ изменится на величину

$$\frac{\varepsilon}{\Omega_n} [\cos \Omega_n(t - \tau) - \cos \Omega_n t] = 2 \frac{\varepsilon}{\Omega_n} \sin \frac{\Omega_n \tau}{2} \sin \left(\Omega_n t - \Omega_n \frac{\tau}{2} \right) \approx \varepsilon \tau \sin \Omega_n t. \quad (5)$$

Добавив это к фазе ψ в (2) и проведя вновь разложение в спектр, обнаружим, что как в D_1 , так и в D_2 появляется множитель $J_0(\varepsilon\tau)$. Подбор $J_0(\varepsilon\tau) = 0$ исключает влияние реакции на обеих частотах.

Дело, однако, обстоит сложнее: помимо рассмотренных двух ос-

новых волн имеются паразитные волны — результат отражений от разных неоднородностей во всем волоконном кольце (в частности, эффект рассеяния Рэлея). Пусть всему оптическому пути волны, отраженной от какого-либо места, соответствует время τ_z . Для устранения реакции от такой волны требуется $J_0(\varepsilon\tau_z) = 0$. Отсюда следует, что применением модуляции одной низкой частотой Ω_n полностью решить задачу невозможно. Заметим, что если задаться законом изменения частоты $\omega = \omega_0 - \varepsilon_1 \sin \Omega_1 t - \varepsilon_2 \sin \Omega_2 t$ (причем $\Omega_{1,2} \ll \Omega$), то при разложении в спектр появится как в D_1 , так и в D_2 множитель $J_0(\varepsilon_2\tau)J_0(\varepsilon_1\tau)$. Это позволяет положить, что приемлемый результат можно получить применением низкочастотной шумовой модуляции частоты лазера, близкий эффект можно ожидать от многомодового лазера при хаотическом распределении фаз колебаний отдельных мод.

2. Выше рассматривалась реакция лазерного источника излучения. Основное значение имеет фототок, дающий результат интерференции встречных волн ВКИ. Перейдем к рассмотрению этого вопроса. Сначала отвлечемся от паразитных волн и рассмотрим действие лишь двух основных волн.

Амплитуду колебания на выходе лазера запишем, опуская множитель, не представляющий интереса, в виде

$$1 + B(D_1 + D_2). \quad (6)$$

Поскольку уровень обратного излучения был положен малым, то закон изменения интенсивности излучения можно записать в виде

$$1 + 2B(D_1 + D_2). \quad (7)$$

Колебание, поступающее на вход фотоприемника, можно записать в виде

$$[1 + B(D_1 + D_2)]A_\phi e^{-i\psi}. \quad (8)$$

Пользуясь (2), с заменой R_0 на A_ϕ — амплитуду каждой из волн, поступающих к фотоприемнику, после выкладок получим следующие приближенные выражения для составляющих фототока (опуская коэффициент, характеризующий эффективность фотозффекта, при учете введенного ранее сокращения $x = 2\Phi \sin(\Omega\tau/2)$):

а) постоянная составляющая

$$i_0 = A_\phi^2 [1 + J_0(x)], \quad (9)$$

б) на частоте Ω

$$2BD_1 i_0 + 2\alpha A_\phi^2 \cos \frac{\Omega\tau}{2} \left\{ [1 + J_0(x)] \cos \left(\Omega t - \varphi - \frac{\Omega\tau}{2} \right) + J_2(x) \cos \left(\Omega t + \varphi - \frac{\Omega\tau}{2} \right) \right\}, \quad (10)$$

в) на частоте 2Ω

$$2BD_2 i_0 + 2A_\phi^2 J_2(x) \cos(2\Omega t - \Omega\tau). \quad (11)$$

Напомним, что полученные результаты соответствуют случаю $\varphi_s = 0$ (отсутствие вращения).

*. Хороший результат для борьбы с реакцией лазера может дать применение низкочастотной фазовой модуляции на выходе лазера при соблюдении условия $J_0(2\Phi_n) = 0$, где Φ_n — индекс этой модуляции. Однако этот метод ничего не дает для исключения мешающих сигналов, связанных с рассеянием в волокне и отражением на элементах.

Разделив (10) и (11) на (9), получаем, как и следовало ожидать, что колебания на обеих частотах содержат тот же относительный уровень, что и интенсивность излучения лазера; для колебания на частоте Ω получилась добавка, пропорциональная α , как результат неидеальной работы фазового модулятора. При $\alpha\tau = \pi$ добавка отсутствует; напомним, что в этом случае и $D_1 = 0$, т. е. на выходе отсутствует колебание с частотой Ω (как и должно быть при $\varphi_s = 0$).

3. Рассмотрим влияние на сигнал интерферометра паразитных волн, обязанных отражениям от разного рода неоднородностей в волоконном кольце. Реакцию лазера при этом не учитываем. Для уяснения ситуации положим, что помимо двух основных волн имеются еще две отраженные от некоторой сосредоточенной неоднородности. В результате интерференции этих волн с основными в фототоке появятся составляющие вида

$$rA_{\phi}^2 \cos[\omega(\tau - \tau_z) + \Phi_z \cos(\Omega t - \varphi_z)], \quad (12)$$

где $r \ll 1$ — коэффициент, характеризующий отражение, τ_z — время, соответствующее всему оптическому пути паразитной волны, а Φ_z и φ_z — результирующие параметры модуляции. Для упрощения положено $\alpha = 0$.

Разложение (12) в спектр дает компоненты и на частоте Ω , и на частоте 2Ω . Для борьбы с этим эффектом, нарушающим правильную работу системы, обычно рекомендуется применение для питания ВКИ источника с малым временем корреляции его колебаний (шумовое размытие спектра лазера, многомодовая генерация, применение светодиода). Обратим внимание еще на один возможный метод борьбы: применение низкочастотной фазовой модуляции $\Phi_n \cos \Omega_n t$ ($\Omega_n \ll \Omega$) внутри волоконного кольца. Проще всего это реализовать подводя к фазовому модулятору напряжения обеих частот Ω и Ω_n (набегом фазы колебания с частотой Ω_n вдоль волокна можно пренебречь). В результате дополнительной модуляции в фазе выражения (12) добавляется слагаемое $\Phi_n \cos \Omega_n t$. Разлагая полученное выражение в спектр, получим для амплитуды колебаний как на частоте Ω , так и на частоте 2Ω множитель $J_0(\Phi_n)$. Следовательно, условие $J_0(\Phi_n) = 0$ дает избавление от воздействия паразитных волн (при любом значении τ_z) на частотах Ω и 2Ω . Это же условие исключает и реакцию лазера на основные волны (остается реакция лишь на одну из паразитных волн). Проведение низкочастотной фазовой модуляции в середине кольца дает те же результаты, что при расположении ее вблизи одного из концов волоконного кольца.

В работе [4] отмечено существенное улучшение работы ВКИ при применении низкочастотной фазовой модуляции в середине волокна, но не приводится ни расчет эффекта, ни какие-либо данные этой модуляции. В работе [5] рассмотрено применение низкочастотной шумовой фазовой модуляции и экспериментально подтверждено существенное улучшение работы системы в результате такой модуляции.

Распространенным методом борьбы с воздействием паразитных волн является применение источника излучения сплошного спектра. Рассмотрим этот случай: спектральную плотность излучения зададим гауссовой функцией $w = g \exp\left\{-\left[\frac{2(\nu - \nu_0)}{\Pi}\right]^2\right\}$, где ν_0 — среднее значение частоты, а Π — полоса частот. Вместо выражения (12) для одной частоты $\omega = 2\pi\nu$ теперь имеем интеграл по всем частотам:

$$2rg \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{-\left[\frac{2(\nu - \nu_0)}{\Pi}\right]^2\right\} \cos[2\pi\nu(\tau - \tau_z) + \Phi_z \cos(\Omega t - \varphi_z)] d\nu =$$

$$= \sqrt{\pi} r g \Pi \exp \left\{ - \left[\frac{b \Pi}{4} \right]^2 \right\} \cos [b v_0 + \Phi_z \cos (\Omega t - \varphi_z)] .$$

Здесь введено сокращение $b = 2\pi(\tau - \tau_z)$. Нижний предел интеграла вместо нуля заменен на $-\infty$, что вполне допустимо; значение коэффициента r положено одинаковым для всех частот.

Существенным является появление в (13) экспоненциального множителя. Его величина существенно зависит от значений Π и b , последнее зависит от τ_z , т. е. от расположения места, где происходит паразитное отражение. Если это место точно посередине волоконного кольца, то $\tau_z = \tau$ и $b = 0$, при этом ослабления паразитного эффекта не будет. Но уже при весьма малом отклонении от середины кольца получается большое ослабление: положим отклонение 0,1 мм, при этом $b \approx 6 \cdot 10^{-12}$ с. Полагая $\Pi = 10^{13}$ Гц, получаем множитель e^{-225} — практически полное избавление от паразитного отражения.

По-видимому, несколько худший, но вполне удовлетворительный результат может быть получен и с полупроводниковым лазером в режиме генерации большого количества мод.

4. Рассмотрим вопрос о принципиальной предельной чувствительности системы. Полезный сигнал, как отмечалось выше, дает на выходе ВКИ глубину модуляции (приближенно)

$$M_c \approx J_1 \left(2\Phi \sin \frac{\Omega \tau}{2} \right) \varphi_s, \text{ причем } \varphi_s = (2\pi DL/\lambda c) \Omega_0$$

(D — диаметр волоконного кольца, L — длина волокна, λ и c — длина рабочей волны и скорость света в вакууме, Ω_0 — угловая скорость вращения системы). Обычно в литературе для оценки шумовой модуляции берут в расчет флуктуации фототока из-за дробового эффекта, уровень шумовой модуляции в этом случае $M_d = \frac{\sqrt{4eI\Delta F}}{I} = 2\sqrt{\frac{e\Delta F}{I}}$, где e — заряд электрона, I — постоянная составляющая фототока, пропорциональная выходной мощности и квантовой эффективности приемника, ΔF — полоса частот на выходе вблизи частоты $F = \Omega/2\pi^*$. Дополнительную шумовую модуляцию, обязанную флуктуациям интенсивности источника, будем характеризовать величиной $\xi = M_{ш}/M_d$, определяющей отношение эффекта к дробовому. Пороговое значение скорости вращения Ω_0 (соответствующее равенству полезного сигнала и «шумового сигнала») равно

$$\Omega_{оп} = \frac{\lambda c \sqrt{\frac{e}{I} (1 + \xi^2) \Delta F}}{\pi D L J_1 \left(2\Phi \sin \frac{\Omega \tau}{2} \right)} . \quad (14)$$

Определим значение ξ для двух случаев: лазер и светодиод. Флуктуации интенсивности лазера разумно характеризовать спектральной плотностью хаотической модуляции $\overline{M_F^2}$ на частоте F . Это дает $\xi = (1/2)\sqrt{\overline{M_F^2}I/e}$. Величина $\overline{M_F^2}$ зависит от ряда параметров и режима работы лазера, и, судя по имеющимся в литературе данным [6], ее значения могут быть в пределах примерно 10^{-10} — 10^{-13} (наличие фликкер-эффекта на частоте F может существенно увеличить значение $\overline{M_F^2}$). В

* Для краткости пренебрегаем тепловыми флуктуациями входной цепи усилителя, их учет хорошо известен.

качестве примера положим на выходе $I=1$ мкА, $\overline{M_F^2} = 10^{-11}$ 1/Гц; при этом $\xi=4^*$.

Разберем теперь случай светодиода. Пусть спектральная плотность его излучения постоянна и равна ω в полосе частот Π , а вне этой полосы равна нулю. Полагая к тому же излучение вполне хаотичным (независимость спектральных компонент) и прошедшим через одноволоковое волокно (что дает определенную пространственную структуру), можно применить простые формулы квадратичного детектирования (см., например, [8]). Согласно им постоянная составляющая фототока I и спектральная плотность его флуктуаций на частоте F равны

$$I = \gamma \omega \Pi, \quad \overline{i_F^2} = 2\gamma^2 \omega^2 (\Pi - F) \approx 2\gamma^2 \omega^2 \Pi = 2I^2 / \Pi. \quad (15)$$

Здесь γ — чувствительность фотоприемника. Для глубины шумовой модуляции получаем $\overline{M_{ш}^2} \approx 4\Delta F / \Pi$, при этом

$$\xi = \sqrt{\frac{I}{e\Pi}}, \quad \Omega_{оп} \approx \sqrt{\frac{e}{I}(1 + \xi^2)} = \sqrt{\frac{e}{I} + \frac{1}{\Pi}}.$$

Отсюда видно, что при фототоке $I \gg e\Pi$ его значение не влияет на предельную чувствительность. Положив для оценки $I=1$ мкА и $\Pi=10^{12}$ Гц, получим $\xi=2,5$, т. е. ухудшение чувствительности по сравнению с дробовым пределом в $\sqrt{1 + \xi^2} \approx 2,7$ раза.

Учет влияния флуктуаций источника на предельную чувствительность ВКИ как гиromетра проведен в недавно опубликованной работе [9] для процессов с гауссовой статистикой. Анализ, проведенный нами в соответствии с [8], использует лишь независимость спектральных компонент, свойственную любому стационарному процессу. Для случая суперлюминисцентных излучателей результаты расчетов близки. Исходя из проведенных выше оценок, сделать однозначный вывод о преимуществах того или иного источника затруднительно.

В принципе возможно скомпенсировать вредное воздействие флуктуаций интенсивности источника (это отмечается в конце работы [5]). Однако реализовать такую компенсацию и добиться ее стабильности практически, по-видимому, затруднительно, во всяком случае в литературе отсутствуют какие-либо указания на подобные попытки.

5. Переходя к описанию проведенных экспериментов, следует отметить, что основной их целью была проверка изложенных выше физических закономерностей.

Опыты проводились по известной схеме интерферометра, состоящей из дискретных элементов (рис. 1). Назначение большинства элементов и принцип работы схемы описан в литературе (см., например, [10]). Интерферометр содержал 20 м цилиндрического волокна, намотанного на катушку диаметром 18 см. На одном конце волокна располагался фазовый модулятор (M), который состоял из круглой пьезошайбы диаметром 30 мм и толщиной 0,7 мм; с обеих сторон на ней было намотано по 7 витков волокна. Такая конструкция позволила на частоте 60 кГц получать модуляцию фазы излучения в волокне более 2 рад. Запитка интерферометра проводилась гелий-неоновым лазером (I), который мог генерировать в режиме 1—3 продольных мод**. Мощность на выходе лазера была порядка 200 мВт, на выходе интерферометра — 3 мВт. Между интерферометром и лазером располагался оптический вентиль (2), фарадеевское вращение в котором создавалось

* По данным работы [7] в диапазоне рабочих частот ВКИ (~ 100 кГц) значения ξ могут быть существенно большими.

** Заметим, что анализ проводился для одночастотного случая генерации лазера. Однако полученные результаты можно практически считать пригодными и для большего числа мод, так как условия минимума функции Бесселя не содержат длину волны излучения.

магнитным полем подковообразного съемного магнита. В качестве поляризатора использовалась призма Глана (3), которая размещалась между двумя делительными пластинками интерферометра. Назначение других элементов будет описано ниже.

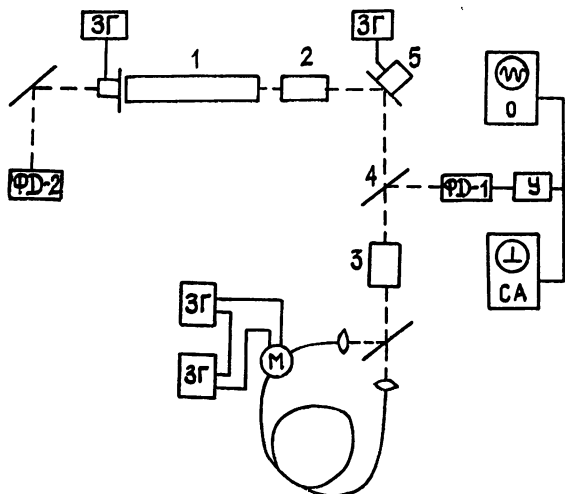


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

Регистрация выходного сигнала осуществлялась фотоприемником ФД-1. Для наблюдения интенсивности запитывающего лазерного излучения второй выход лазера подавался на фотоприемник ФД-2. Визуальные наблюдения сигналов с фотоприемников проводились после усиления с помощью осциллографа; наблюдение спектров — с помощью спектра-анализатора С4-12, который мог подключаться на выходе фотоприемника ФД-1 или ФД-2.

Несовершенство схемы не помешало выявить и проанализировать ряд факторов, усложняющих работу, провести сопоставление с результатами теоретического анализа и проверить разные методы борьбы с мешающими сигналами. Прежде чем изучать сигнал с выхода ВКИ, было проведено исследование влияния обратной реакции кольцевого интерферометра на интенсивность лазера на частотах Ω и 2Ω . Существование обратной реакции в отсутствие оптического вентиля неизбежно, так как часть излучения с выхода кольца возвращается обратно в лазер. В нашем случае обратный сигнал составлял примерно 0,5% от вышедшего. Прежде всего измерялся уровень колебаний и глубина модуляции на частотах Ω и 2Ω в функции напряжения, подводимого к фазовому модулятору. Измерения показали, что значение уровня колебаний изменяется во времени. Как показывают расчеты (см. (3) и (4)), это связано с изменением длины оптического пути, проходимого встречными волнами, т. е. от изменения полной взаимной фазы $\psi_0 = kL$. Поскольку участки схемы, не содержащие волокна, не герметизировались, изменение оптического пути L происходило за счет потоков воздуха с временем корреляции порядка нескольких секунд, причем максимум первой гармоники соответствовал минимуму второй. Этого следовало ожидать, исходя из выражений (3) и (4), в которых амплитуды гармоник (без учета членов с α) зависят от синуса и косинуса фазы ψ_0 .

Согласно расчету при $\alpha \rightarrow 0$ глубина модуляции интенсивности лазера на частоте Ω (ее максимальное значение, соответствующее $\sin \psi_0 = 1$, обозначим M_n) пропорциональна функции Бесселя $J_1(\Phi)$, где Φ — амплитуда фазовой модуляции на частоте Ω . Это было подтверждено экспериментом, результаты которого приводятся на рис. 2, где точками нанесены полученные на опыте значения M_n в функции напряжения на пьезошайбе. Пользуясь положениями нулей функции, легко проводится калибровка индекса фазовой модуляции. В дальнейшей работа проводилась при $\Phi \approx 2$; при этом измеренная глубина модуляции M_n составила примерно 0,3%.

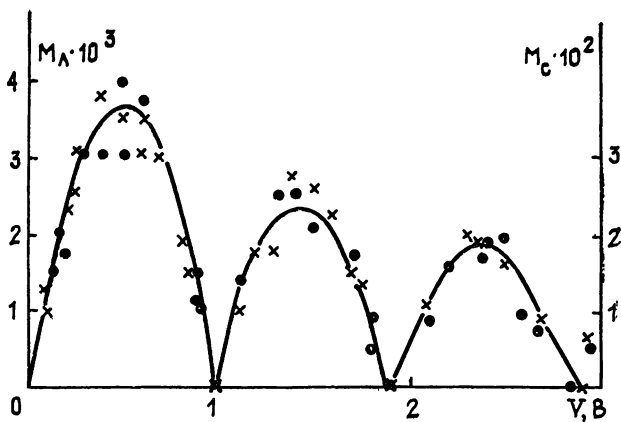


Рис. 2. Максимальное значение глубины модуляции лазерного излучения M_L (●●●) и паразитного сигнала M_C (×××) на частоте 60 кГц в функции напряжения этой частоты, поданного на пьезомодулятор (пьезошайбу).

Для уменьшения значения M_L были применены различные способы. Использование вентиля на выходе лазера дало снижение глубины модуляции примерно в 30 раз. Затем (без вентиля) проверялось влияние частотной модуляции лазерного излучения. Для этого одно из зеркал лазера крепилось на пьезоцилиндре, а модуляция осуществлялась подачей на него напряжения низкой частоты $\Omega_H \ll \Omega$. На рис. 3 показана зависимость значения M_L от напряжения частоты 5 кГц, поданного на пьезоцилиндр лазера. Согласно расчету эффект на частотах Ω и 2Ω пропорционален $J_0(\epsilon\tau)$, где ϵ — амплитуда девиации частоты, а $\tau = Ln/c$ — время прохождения волной пути L . Опытные данные, нанесенные точками, хорошо согласуются с такой зависимостью. В минимумах функций уменьшение уровня колебаний 60 кГц получилось примерно в 40 раз (такое же уменьшение наблюдалось и на частоте 120 кГц). Применение частотной модуляции одновременно на 4 и 5 кГц при тщательном подборе величин напряжений, подводимых к пьезоцилиндру, позволило получить ослабление примерно в 170 раз. Кроме того, эксперимент в соответствии с расчетом показал, что фазовая модуляция на выходе лазера также влияет на паразитную модуляцию на частотах Ω и 2Ω , причем ее значение пропорционально $J_0(2\Phi_H)$, где Φ_H — индекс низкочастотной фазовой модуляции, которая в эксперименте осуществлялась с помощью пьезоцилиндра, на котором крепилось поворотное зеркало (5 на рис. 1), расположенное между лазером и волоконным кольцом.

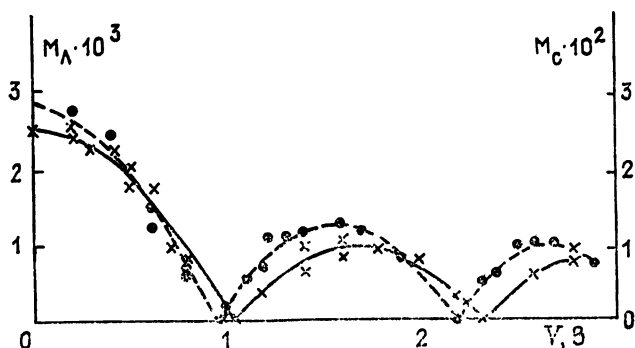


Рис. 3. Максимальное значение глубины модуляции лазерного излучения M_L (●●●) и паразитного сигнала M_C (×××) на частоте 60 кГц в функции напряжения частоты 5 кГц, поданного на пьезоцилиндр лазера.

Перейдем к рассмотрению паразитного сигнала в фототоке ФД-1, регистрирующего результат интерференции встречных лучей на частоте Ω и 2Ω . Мгновенное значение его нестабильно, как и в случае модуляции лазерного излучения. Максимальное значение глубины модуляции фототока (в дальнейшем будем ее обозначать M_c) на частоте 60 кГц при $\Phi \approx 2$ оказалось 2—3%, т. е. в 10 раз больше, чем в излучении лазера, и практически не зависело от постановки оптического вентиля. Стало очевидным, что основную роль в формировании паразитного сигнала в фототоке играют паразитные отражения в кольце. На этом фоне влияние паразитной модуляции лазера несущественно; однако при уменьшении обратного рассеяния волн оно может стать преобладающим. Для уменьшения влияния паразитных отражений применялась модуляция частоты лазера с частотой $\Omega_n \ll \Omega$. Результаты измерений приведены на рис. 3, где (крестиками) приводятся данные для глубины модуляции сигнала M_c на частоте 60 кГц в функции напряжения 5 кГц, приложенного к пьезоцилиндру лазера. Положение минимумов этой кривой несколько расходится со снятой для модуляции интенсивности лазера (пунктирная кривая). В минимуме функции было получено ослабление в 25 раз, а при одновременной модуляции с частотами 4 и 5 кГц — примерно в 45 раз. Положение минимумов в случае рассеяния определяется минимумом функции $J_0(\epsilon\tau_z)$, где ϵ — амплитуда девиации частоты, а τ_z — полное время распространения отраженной волны. В нашем случае по положению минимума можно сделать вывод, что источники рассеяния дискретные и находятся вблизи концов волокна (т. е. в элементах его запитки), так как минимумы в модуляции лазера и сигнала близки. Фазовая модуляция на выходе лазера, как и следовало ожидать, практически не уменьшала паразитного эффекта.

Следующим шагом было применение низкочастотной фазовой модуляции в кольце ВКИ, которая в соответствии с расчетом должна существенно уменьшать модуляцию выходного сигнала, связанную с обратным рассеянием, как на частоте Ω , так и 2Ω , независимо от места расположения источника рассеяния. Кроме того, эта модуляция фазы уменьшает также модуляцию интенсивности лазера. Результаты эксперимента приведены на рис. 4, где крестиками и точками приводятся данные для значений M_c и M_n в функции дополнительного низкочастотного (5кГц) напряжения, приложенного к пьезошайбе. Кривые аналогичны расчетным, т. е. хорошо аппроксимируются функцией Бесселя $J_0(\Phi_n)$. В минимуме функции наблюдалось ослабление в 35 раз.

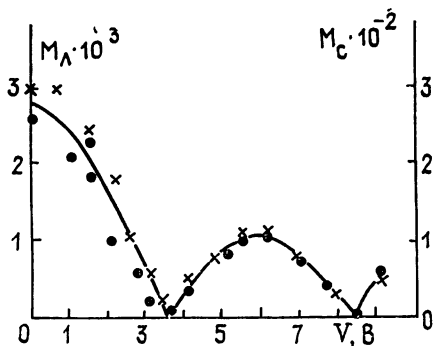


Рис. 4.

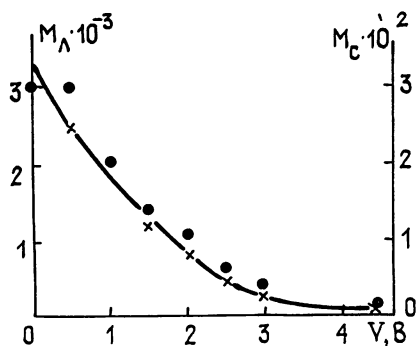


Рис. 5.

Рис. 4. Максимальное значение глубины модуляции лазерного излучения M_n (●●●) и паразитного сигнала M_c (×××) на рабочей частоте 60 кГц в функции напряжения частоты 5 кГц, поданного на пьезошайбу одновременно с напряжением рабочей частоты.

Рис. 5. Максимальное значение глубины модуляции лазерного излучения M_n (●●●) и паразитного сигнала M_c (×××) на рабочей частоте 60 кГц в функции шумового напряжения, поданного на пьезоцилиндр лазера.

Кроме синусоидальных воздействий на частоту и фазу лазерного

излучения было испытано применение шумовой частотной модуляции. Шумовой сигнал от шумового генератора Г2-37 в полосе частот примерно от 20 Гц до 4 кГц после усиления подводился к пьезоцилиндру лазера. Зависимость паразитной модуляции от величины шумового напряжения, приложенного к цилиндру лазера, представлена на рис. 5, где крестиками и точками нанесены значения M_c и M_d .

Одновременно с уменьшением «паразитного сигнала» вблизи частот Ω и 2Ω наблюдалось появление равномерного шума. При шумовом напряжении на цилиндре более 3 В на фоне шума дискретная компонента на частоте 60 кГц не наблюдалась. Уменьшение полосы спектра-анализатора с 90 до 7 Гц уменьшало уровень шума примерно как корень из полосы. Следует отметить, что введение шумовой модуляции лазера с полосой модуляции порядка межмодового интервала эквивалентно переходу к некогерентному источнику со всеми вытекающими последствиями. Однако полоса такого некогерентного источника существенно меньше, чем в случае светодиода.

Подводя итоги, можно отметить, что опыты подтвердили положения, изложенные в теоретической части, и продемонстрировали некоторые пути уменьшения мешающего сигнала.

В заключение считаем своим долгом выразить благодарность А. А. Туркину за разработку оптической развязки и помощь в проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев А. М., Соловьева Т. И. // Зарубежная радиоэлектроника. 1981. № 8. С. 77.
2. Bergh R. A., Lefevre H. C., Shaw H. J. // J. Lightwave Technol. 1984. V. LT-2. № 2. P. 91.
3. Берштейн И. Л. // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16. № 4. С. 526.
4. Bergh R. A., Lefevre H. C., Shaw H. J. // Opt. Lett. 1981. V. 8. № 10. P. 502.
5. Böhm K., Russer P., Weidel E., Ulrich R. // Opt. Lett. 1981. V. 6. № 2. P. 64.
6. Зайцев Ю. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1969. Т. 12. № 1. С. 60.
7. Dandridge A., Tveten A. B., Miles R. O., Giallorenzi T. G. // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 37. № 6. P. 526.
8. Берштейн И. Л. // ЖТФ. 1941. Т. 11. № 4. С. 302.
9. Алексеев Э. И., Базаров Е. Н., Израелин В. Г., Кухта А. В. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 1. С. 192.
10. Jurek A. M., Taylor H. F., Goldberg L., Weller J. F., Dandridge A. // IEEE J. Quant. Electronics. 1986. V. QE-22. № 4. P. 522.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
28 апреля 1987 г.

SOME PECULIARITIES OF OPERATION OF A RING FIBER INTERFEROMETER

I. A. Andronova, I. L. Bershtein

The response of a laser on the backscattering of a Sagnac ring interferometer is considered. The influence of this response as well as of the reflection and scattering from the interferometer elements on the formation of a parasitic signal is analyzed. The application of the frequency modulation or the additional phase modulation for suppressing the parasitic signal is considered; optimal conditions for suppression are defined. The limiting sensitivity of the fiber interferometer is discussed. The results of experiments to verify the theory are given.