

В. П. КУЛЕШ
(Москва)

МНОГОЛУЧЕВАЯ ДВУХЧАСТОТНАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

Для цифровой регистрации разности фаз φ двух волн света в двухлучевой интерферометрии применяется метод оптического смешения или гетеродинирования (фотогетеродинирования) [1, 2]. Метод обеспечивает высокую точность измерения разности фаз и позволяет автоматизировать процесс интерферометрии. Поэтому лазерные двухлучевые фотогетеродинные интерферометры находят широкое применение для прецизионных измерений различных физических величин: линейных и угловых перемещений, формы поверхностей, изменений плотности жидкостей и газов, неоднородности показателя преломления оптических материалов и др. Метод оптического гетеродинирования заключается в смещении частоты света в одном плече интерферометра, опорном, по сравнению с частотой света в другом плече, измерительном, на величину $\Omega \sim 10^4 - 10^6$ Гц, принадлежащую радиочастотному диапазону. Двухчастотная интерференция и фотоэлектрическое преобразование интенсивности света в заданной точке интерференционного поля дают электрический радиочастотный сигнал на частоте Ω , фаза которого с точностью до постоянной величины равна разности фаз φ интерферирующих волн [3]. Эта искомая разность фаз с высокой точностью измеряется радиотехническими средствами.

Во многих случаях для исследований предпочтительными являются многолучевые интерферометры типа Фабри — Перо или Физо, в которых наблюдается интерференция многих, численностью больше двух, волн когерентного света [4]. В наиболее простом виде такие интерферометры образованы двумя параллельными частично прозрачными зеркальными поверхностями 1 и 2, расположенными на расстоянии l друг от друга (рис. 1). Обозначим через R_1 и R_2 коэффициенты отражения по интенсивности зеркальных поверхностей. Соответственно коэффициенты пропускания будут равны $1 - R_1$ и $1 - R_2$. Оптическая длина δ интервала пути света от одной поверхности до другой составит

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} nl,$$

где n — показатель преломления среды между поверхностями; λ — длина волны света в вакууме.

Для осуществления фотогетеродинного преобразования оптического сигнала в электрический радиочастотный при многолучевой интерферен-

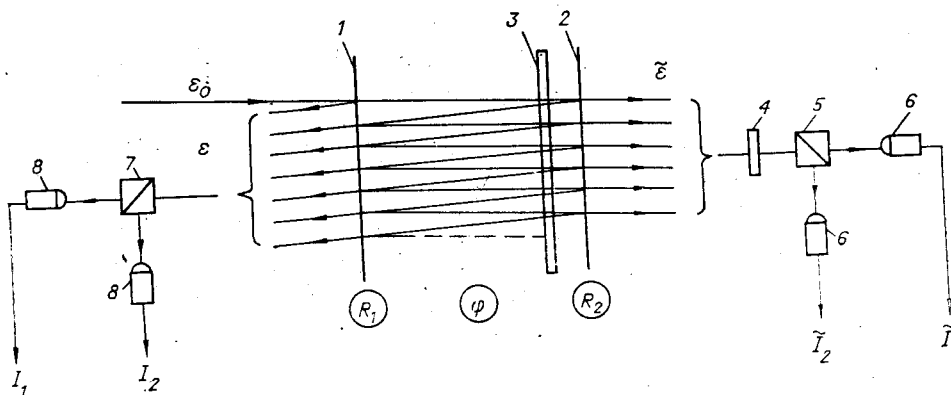


Рис. 1. Принципиальная схема многолучевого фотогетеродинного интерферометра

ции предлагается формировать входной пучок когерентного света с двумя составляющими, имеющими различные оптические частоты ω и $\omega + \Omega$ и взаимно независимые поляризации: взаимно перпендикулярные линейные α и β или циркулярные $\tilde{\alpha}$ и $\tilde{\beta}$ с противоположным направлением вращения. Для формирования пучка с модуляцией света 1, 2. Преобразование поляризации можно проводить с помощью четвертьволновой пластинки 3, установленной в интерферометре между зеркальными поверхностями 1 и 2.

Предположим, что составляющие входного светового пучка имеют интенсивности, равные единице, и линейные ортогональные поляризации α и β . Электрическое поле пучка может быть представлено в векторном виде с помощью следующей функции оптического сигнала [6]:

$$\epsilon_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ \exp\{-i\Omega t\} \end{pmatrix},$$

где верхний элемент отражает комплексную амплитуду составляющей света с поляризацией α , нижний — с поляризацией β . В результате многократных отражений в направлении прошедшего сквозь интерферометр света образуются два бесконечных ряда волн света с циркулярными поляризациями $\tilde{\alpha}$ и $\tilde{\beta}$, в каждом из которых амплитуды волн в порядке их отдаления убывают в геометрической прогрессии, фаза каждой последующей волны отличается на величину $\varphi = 2\delta$ от фазы предыдущей волны, а частоты принимают поочередно значения ω и $\omega + \Omega$. В свете с каждой из поляризаций $\tilde{\alpha}$ и $\tilde{\beta}$ можно выделить две последовательности волн с четными и нечетными номерами, имеющих одинаковый частотный состав. Каждая из этих последовательностей является бесконечной убывающей по модулю геометрической прогрессией с общим знаменателем $q^2 = R_1 R_2 \exp\{i2\varphi\}$ и первыми членами $\tilde{a} = \sqrt{(1-R_1)(1-R_2)} \exp\{i\delta\}$ и $\tilde{a}q$. Вычислив суммы прогрессий, запишем выражение для вектора оптического сигнала $\tilde{\epsilon}$ света, прошедшего сквозь интерферометр:

$$\tilde{\epsilon} = \frac{\tilde{a}}{1-q^2} \left[\begin{pmatrix} 1 \\ \exp\{-i\Omega t\} \end{pmatrix} + q \begin{pmatrix} \exp\{-i\Omega t\} \\ 1 \end{pmatrix} \right], \quad (1)$$

где верхний элемент выражает комплексную амплитуду света с поляризацией $\tilde{\alpha}$, нижний — с поляризацией $\tilde{\beta}$.

Разделив компоненты света с поляризациями $\tilde{\alpha}$ и $\tilde{\beta}$ с помощью четвертьволновой пластинки 4 и поляризационного делителя 5 и направив их на квадратичные фотоэлектрические детекторы 6, получим два электрических сигнала I_1 и I_2 , пропорциональные интенсивностям падающего на них света. Приняв условно чувствительность фотодетекторов равной единице, находим

$$\tilde{I}_{1,2} = |\tilde{\epsilon} \cdot \tilde{\epsilon}^*| = \tilde{A}(\varphi) + \tilde{B}(\varphi) \cos(\Omega t \mp \varphi). \quad (2)$$

Постоянная составляющая фототока

$$\tilde{A}(\varphi) = \frac{(1-R_1)(1-R_2)(1+R_1R_2)}{(1+R_1R_2)^2 - 4R_1R_2 \cos^2 \varphi}. \quad (3)$$

и амплитуда радиочастотного сигнала с частотой Ω

$$\tilde{B}(\varphi) = \frac{2\sqrt{R_1R_2}(1-R_1)(1-R_2)}{(1+R_1R_2)^2 - 4R_1R_2 \cos^2 \varphi}. \quad (4)$$

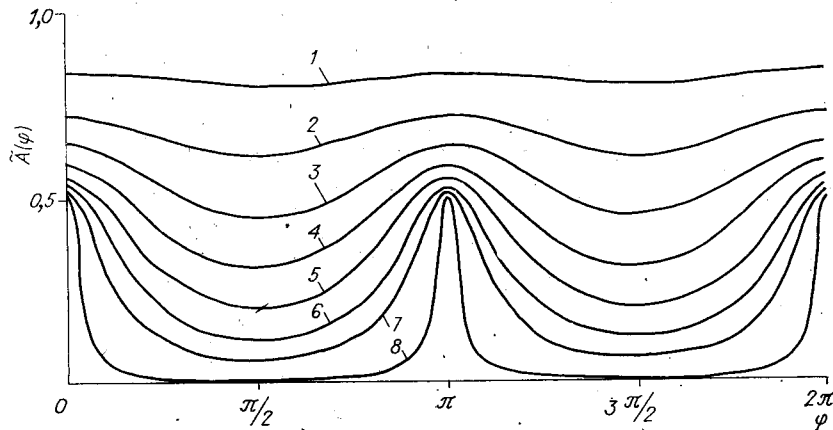


Рис. 2. Зависимость постоянной составляющей фототока $\bar{A}(\varphi)$ от сдвига фазы света φ при работе в прошедшем сквозь интерферометр свете: $R=0,1$ (1); $0,2$ (2); $0,3$ (3); $0,4$ (4); $0,5$ (5); $0,6$ (6); $0,7$ (7); $0,9$ (8)

являются периодическими функциями сдвига фазы φ света в интерферометре с периодом, равным λ , параметрически зависящими от коэффициентов отражения R_1 и R_2 . Глубина модуляции сигнала

$$\bar{M} = \frac{\bar{B}(\varphi)}{\bar{A}(\varphi)} = \frac{2\sqrt{R_1 R_2}}{1 + R_1 R_2}$$

не зависит от сдвига фазы φ .

Изменения фаз сигналов по величине равны искомому сдвигу фазы φ света в интерферометре, но противоположны по знаку. Поэтому измерения разности фаз сигналов I_1 и I_2 дадут результат, равный удвоенному сдвигу фазы 2φ .

Можно показать, что при $R_1 R_2 = \text{const}$ функции $\bar{A}(\varphi)$ и $\bar{B}(\varphi)$ максимальны в случае равенства коэффициентов отражения $R_1 = R_2 = R$. График функции $\bar{A}(\varphi)$ для этого случая при разных значениях R представлен на рис. 2. Выражения для амплитуды и глубины модуляции сигнала принимают более простой вид

$$\bar{B}(\varphi) = \frac{(1 - \bar{M})\bar{M}}{1 - \bar{M}^2 \cos^2 \varphi}; \quad \bar{M} = \frac{2R}{1 + R^2}.$$

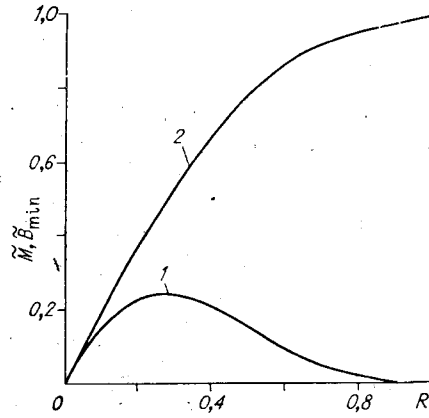
Минимум амплитуды, равный $\bar{B}_{\min} = \bar{M}(1 - \bar{M})$, наблюдается при $\varphi = \frac{\pi}{2} + \pi m$ ($m = 0, 1, 2, 3 \dots$).

Для обеспечения надежной работы фазоизмерительной аппаратуры следует выбирать параметры R интерферометра такими, чтобы минимум амплитуды сигнала \bar{B}_{\min} был максимальным на множестве значений R . При работе в прошедшем сквозь интерферометр свете указанный режим достигается при $R = 0,268$. В этом случае $\max_R \bar{B}_{\min} = 0,25$, а глубина модуляции сигнала $\bar{M} = 0,5$ (рис. 3).

В направлении отраженного от зеркальных поверхностей интерферометра света образуется два бесконечных ряда волн света с линейными поляризациями α и β , в каждом из которых аналогично предыдущему случаю можно выделить две последовательности волн с одинаковым частотным составом в виде бесконечных убывающих геометрических прогрессий с тем же знаменателем q^2 и первыми членами, соответственно равными $a = (1 - R_1)\sqrt{R_2} \exp\{i\varphi\}$ и aq . Просуммировав последовательности, можно получить оптический сигнал в виде, аналогичном выражению (1). Однако в ряду волн отраженного света содержится две волны с поляризациями α и β , не являющиеся членами геометрических прогрессий. Эти две волны образованы в результате первого отражения

Рис. 3. Зависимости минимума амплитуды \tilde{B}_{\min} и глубины модуляции \tilde{M} радиочастотного сигнала от коэффициента отражения R зеркальных поверхностей интерферометра при работе в прошедшем сквозь интерферометр свете:

1 — \tilde{B}_{\min} ; 2 — \tilde{M}



двух составляющих исходного пучка света от зеркальной поверхности 1. Амплитуда волн равна $-\sqrt{R_1}$. Отрицательный знак амплитуды обусловлен необходимостью учитывать изменение фазы волны на π при отражении света от границы раздела двух сред в соответствии с формулами Френеля [4]. В выражение для оптического сигнала ϵ отраженного света эти волны войдут в виде самостоятельного слагаемого

$$\epsilon = \frac{a}{1-q^2} \begin{pmatrix} \exp\{-i\Omega t\} \\ 1 \end{pmatrix} + \frac{aq}{1-q^2} \begin{pmatrix} 1 \\ \exp\{-i\Omega t\} \end{pmatrix} - \sqrt{R_1} \begin{pmatrix} 1 \\ \exp\{-i\Omega t\} \end{pmatrix}.$$

Разделив компоненты смешанного света с поляризациями α и β с помощью поляризационного делителя 7 на фотодетекторы 8, получим два фотоэлектрических сигнала I_1 и I_2 , которые могут быть описаны выражением

$$I_{1,2} = |\epsilon \cdot \epsilon^*| = A(\varphi) - B(\varphi) \cos[\Omega t \mp (\varphi + \Phi(\varphi))]. \quad (5)$$

В данном случае постоянная составляющая фототока

$$A(\varphi) = \frac{(R_1 + R_2)(1 + R_1 R_2) - 4R_1 R_2 \cos^2 \varphi}{(1 + R_1 R_2)^2 - 4R_1 R_2 \cos^2 \varphi}, \quad (6)$$

амплитуда радиочастотного сигнала на частоте Ω

$$B(\varphi) = \frac{2\sqrt{R_1 R_2}(1 - R_1)\sqrt{(1 + R_2)^2 - 4R_2 \cos^2 \varphi}}{(1 + R_1 R_2)^2 - 4R_1 R_2 \cos^2 \varphi} \quad (7)$$

и глубина модуляции $M(\varphi) = B(\varphi)/A(\varphi)$ (8) являются периодическими функциями сдвига фазы φ , параметрически зависящими от коэффициентов отражения R_1 и R_2 . Сопоставив выражения (2)–(4) с выражениями (5)–(7), можно убедиться, что согласно закону сохранения энергии сумма значений переменных составляющих всех четырех сигналов в любой момент времени при любом значении сдвига фазы φ тождественно равна нулю, а сумма постоянных составляющих двух любых фототоков, образовавшихся с разных сторон от интерферометра, тождественно равна единице при любом значении φ :

$$\tilde{A}(\varphi) + A(\varphi) \equiv 1.$$

Анализируя выражения (7) и (8), получим зависимости от параметра R_2 максимального значения по параметру R_1 минимума амплитуды сигнала $\max_{R_1} B_{\min}$ и минимальной величины соответствующей этим режимам глубины модуляции M_{\min} (рис. 4).

Фазы φ_c двух радиочастотных сигналов I_1 и I_2 , как и в первом случае, имеют одинаковую величину

$$\varphi_c = \varphi + \Phi(\varphi) \quad (9)$$

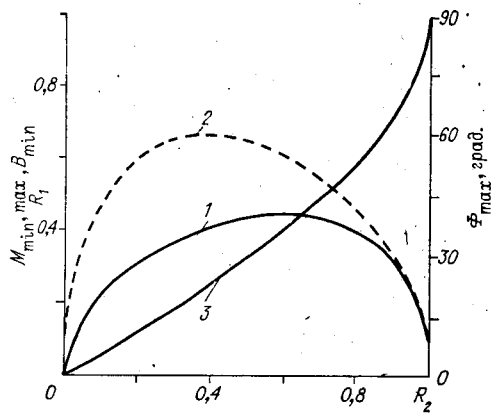


Рис. 4. Зависимости максимального значения по параметру R_1 минимума амплитуды M_{\min}^{\max} , соответствующего минимального значения глубины модуляции M_{\min}^{\min} радиочастотного сигнала и максимума модуля нелинейности фазовой характеристики Φ_{\max} многолучевого фотогетеродинного интерферометра от параметра R_2 при работе в отраженном свете: 1 — M_{\min}^{\max} ; 2 — M_{\min}^{\min} ; 3 — Φ_{\max} .

и противоположные знаки. Однако при работе интерферометра на отражение наблюдается нелинейность фазовой характеристики интерферометра в виде аддитивной периодической функции

$$\Phi(\varphi) = \arctg \frac{R_2 \sin 2\varphi}{1 - R_2 \cos 2\varphi} \quad (10)$$

с периодом, равным π , и зависящей только от коэффициента отражения второй зеркальной поверхности R_2 . Из выражения (10) следует, что максимальные отклонения Φ_{\max} фазы сигнала φ_0 от сдвига фазы φ света в интерферометре наблюдаются в точках $\varphi = \pm(1/2)\arccos R_2 + \pi m$ ($m = 0, 1, 2, 3, \dots$) и по абсолютной величине тем больше, чем выше коэффициент отражения R_2 второй зеркальной поверхности (рис. 5).

Как показывают результаты теоретического анализа, многолучевая двухчастотная интерференция может являться основой для фотогетеродинного преобразования оптического сигнала в радиочастотный в интерферометрах типа Фабри — Перо или Физо. Такие многолучевые фотогетеродинные интерферометры могут использоваться для работы как в прошедшем, так и в отраженном от интерферометра свете.

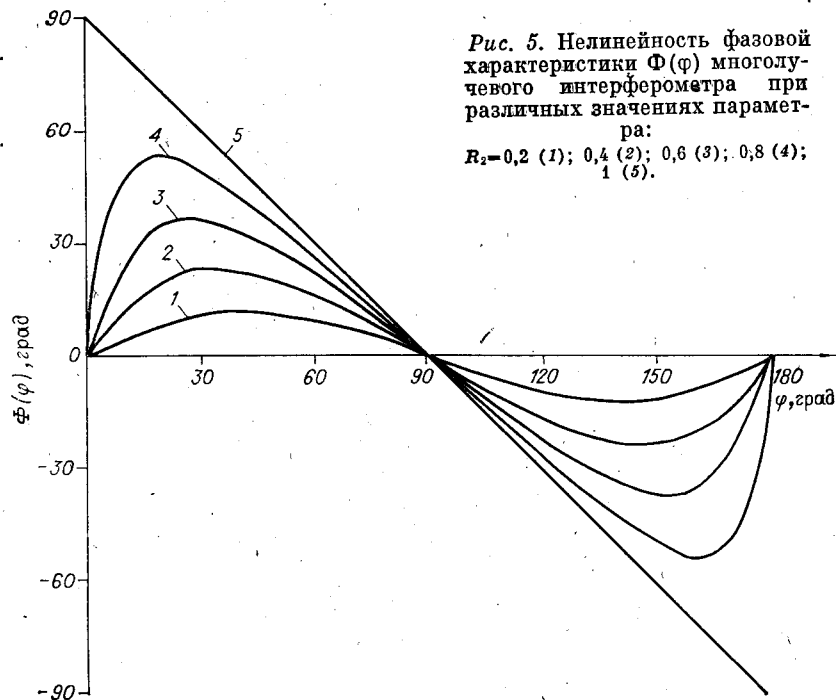


Рис. 5. Нелинейность фазовой характеристики $\Phi(\varphi)$ многолучевого интерферометра при различных значениях параметра: $R_2 = 0,2$ (1); $0,4$ (2); $0,6$ (3); $0,8$ (4); 1 (5).

В прошедшем свете обеспечивается амплитуда радиочастотного сигнала, равная одной четверти от амплитуды, возникающей при двухлучевой двухчастотной интерференции, и глубина модуляции, равная 0,5. Сдвиг фазы φ света в интерферометре преобразуется в фазу радиочастотного сигнала без искажений.

В отраженном свете амплитуда сигнала может достигать 0,4—0,5 от амплитуды, характерной для двухлучевой двухчастотной интерференции, при глубине модуляции 0,6—0,7. Указанные режимы обеспечиваются при $R_1 = 0,4—0,6$ и $R_2 = 0,3—0,8$. Однако при работе в отраженном свете наблюдается нелинейность фазовой характеристики интерферометра. Для того чтобы нелинейность была меньше, следует согласно выражению (10) уменьшить коэффициент отражения R_2 поверхности 2. В соответствии с графиками рис. 5 можно рекомендовать следующие коэффициенты отражения: $R_1 \approx 0,4$; $R_2 \approx 0,3$. При этом нелинейность фазовой характеристики не превышает 20° , а амплитуда и глубина модуляции радиочастотного сигнала близки к максимальным значениям.

Из-за нестабильности длины l интерферометра начальная фаза функции $\Phi(\varphi)$ неопределенна и не представляется возможным компенсировать нелинейность фазовой характеристики путем решения уравнения (9). Ошибки измерения искомого сдвига фазы φ света в интерферометре будут находиться в пределах $\pm \Phi_{\max}$. С целью повышения точности измерения величины φ можно использовать периодичность функции $\Phi(\varphi)$ (10), для чего, предварительно измерив величину φ_c , выберем значение $\varphi_* \approx \varphi_c$, равное целому числу периодов π функции (10). Затем будем принудительно изменять оптическую длину δ интервала пути света, например, перемещением одной из отражающих поверхностей или изменением показателя преломления и среды в интерферометре до тех пор, пока измеряемая величина фазы φ_c не станет равной φ_* . Одновременно следует иным измерительным средством определять величину принудительного изменения оптической длины δ . Искомое значение фазы в момент совпадения $\varphi_c = \varphi_*$ находится вычитанием

$$\varphi = \varphi_* - 2\delta.$$

Еще одна возможность устранения нелинейности фазовой характеристики интерферометра типа Фабри — Перо или Физо при работе в отраженном свете состоит в создании режима двухлучевой интерференции. Для этого входной пучок света формируется с циркулярными поляризациями $\tilde{\alpha}$ и $\tilde{\beta}$ двух составляющих, а между четвертьволновой пластинкой 3 и зеркальной поверхностью 2 устанавливается поляризатор. Первый отраженный пучок света содержит две волны с частотами ω и $\omega + \Omega$, имеющие исходные циркулярные поляризации $\tilde{\alpha}$ и $\tilde{\beta}$. За четвертьволновой пластинкой 3 составляющие приобретают линейные поляризации α и β . Одна из составляющих, например с частотой ω и поляризацией α , проходит к поверхности 2 и обратно, а другая — поглощается поляризатором. Составляющая с частотой ω , пройдя на обратном пути сквозь четвертьволновую пластинку 3, приобретает циркулярную поляризацию $\tilde{\beta}$ и, частично пройдя сквозь поверхность 1, смешивается с волной первого луча, имеющей поляризацию $\tilde{\beta}$ и частоту $\omega + \Omega$. На втором проходе сквозь четвертьволновую пластинку 3 и поляризатор эта составляющая света также поглощается. Если перед поляризационным делителем 7 со стороны отраженного света установить четвертьволновую пластинку, то на одном выходе делителя возникает только одна волна, а на другом — произойдет интерференция двух волн света с частотами ω и $\omega + \Omega$, первая из которых имеет амплитуду $-\sqrt{R_1}$, а вторая — амплитуду $\sqrt{R_2}(1 - R_1)$ и фазу $\varphi = 2\delta$. Электрический сигнал с соответствующего фотодетектора будет иметь постоянную составляющую $A = R_1 + R_2(1 - R_1)^2$ и переменную составляющую на частоте Ω с амплитудой $B = 2\sqrt{R_1 R_2}(1 - R_1)$ и фазой, равной сдвигу фазы φ света в интерферометре.

В таком режиме работы интерферометра образуется только один радиочастотный сигнал с частотой Ω , но в фазу сигнала не вносятся искажений и при $R_1 = 1/3$, $R_2 = 1$ реализуется максимальная амплитуда сигнала $B = 0,77$ и глубина модуляции $M = 0,99$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Forrester A. T., Gudmundsen R. A., Johnson P. O. Photoelectric mixing of incoherent light // Phys. Rev.— 1955.— V. 99, N 5.
2. Росс М. Лазерные приемники.— М.: Мир, 1969.
3. Кулеш В. П., Орлов А. А. Применение оптического гетеродинамирования в интерферометрических исследованиях газовых потоков // Опт.-мех. пром-сть.— 1973.— № 1.
4. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1970.
5. Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Методы модуляции и сканирования света.— М.: Наука, 1970.
6. Сороко Л. М. Основы голографии и когерентной оптики.— М.: Наука, 1971.

Поступила в редакцию 13 января 1986 г.

УДК 535.89 : 621.373

Е. Г. ДАУРКИН, В. И. СЕМЕНОВ, Д. В. ШЕЛОПУТ

(Новосибирск)

АКУСТООПТИЧЕСКИЙ СИНХРОНИЗАТОР МОД С ПОВЫШЕННОЙ ТЕРМОСТАБИЛЬНОСТЬЮ

В настоящее время для получения сверхкоротких импульсов света (СКИ) широко используется акустооптическая синхронизация мод лазеров [1—2]. Для этого в резонатор лазера помещают акустооптический синхронизатор мод (АОСМ), который представляет собой амплитудный модулятор на стоячей волне. Он состоит из светозвукопровода с двумя плоскопараллельными гранями, которые образуют резонатор для звуковой волны, и пьезопреобразователя, крепящегося каким-либо способом на одной из граней резонатора.

Для осуществления эффективной синхронизации мод АОСМ должен обладать достаточной глубиной модуляции (необходимой для получения СКИ с заданными параметрами), вносить минимум потерь в открытом состоянии и обеспечивать стабильность параметров генерируемых СКИ. К требованиям практического характера относятся: малая потребляемая мощность, высокая лучевая стойкость, простота изготовления, малая стоимость. В связи с этим для АОСМ очень критичен выбор материала светозвукопровода.

Традиционный критерий при выборе материала светозвукопровода — высокое значение коэффициента акустооптической добротности M_2 , который характеризует эффективность взаимодействия света со звуком. Однако в устройствах на стоячей волне эффективность дифракции можно повысить за счет высокой добротности акустического резонатора. Поэтому для АОСМ M_2 не является определяющим параметром при выборе материала светозвукопровода. Определяющее значение для такого рода устройств имеет оптическое качество, а также температурные характеристики материала. Наличие затухания звука приводит к тому, что в ультразвуковом поле наряду со стоячей волной присутствует и бегущая [3]. Дифракция света на бегущей волне не способствует модуляции интенсивности проходящего светового пучка, но вносит потери излучения. Эти потери растут одновременно с ростом глубины модуляции. Так как АОСМ — внутрирезонаторный элемент, то потери при прохождении через него светового пучка должны быть минимальными.