

логабаритного лазера для измерения колебаний с амплитудой 10^{-8} мкм и менее. В качестве лазерного зеркала может использоваться непосредственно металлическая поверхность исследуемого образца.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. М., «Наука», 1970. 855 с.
2. Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, М. И. Вальнов, М. А. Губин, В. В. Никитин, В. Н. Трошагин. Стабилизация частоты кольцевого лазера. — «Письма ЖЭТФ», 1972, т. 15, вып. 11, с. 659—661.
3. Н. Б. Кошелевский, В. М. Татаренков, А. Н. Титов. Квантовый репер частоты на длине волны 3,39 мкм. — «Письма ЖЭТФ», 1972, т. 15, вып. 8, с. 461—464.
4. У. Лэмб. Теория оптических лазеров. — В кн.: Квантовая оптика и радиофизика. М., «Мир», 1966, с. 281—376.
5. С. Г. Зейгер, Э. Е. Фрадкин. О числе генерирующих мод в твердотельных ОКГ бегущей и стоячей волны. — «ФТТ», 1966, т. 8, вып. 9, с. 2655—2659.
6. Л. А. Островский. Взаимодействие колебательных мод в квантовом оптическом генераторе. — «ЖЭТФ», 1965, т. 48, вып. 4, с. 1087—1096.
7. С. А. Гончуков, И. О. Лейптунский, Е. Д. Проценко, А. Ю. Румянцев. Конкуренция продольных мод в He-Ne лазере на длине волны 0,63 мкм. — «Опт. и спектр.», 1969, т. 27, вып. 5, с. 813—820.
8. М. А. Губин, А. И. Попов, Е. Д. Проценко. Исследование конкуренции двух аксиальных мод в ОКГ с однородно уширенной линией. — В кн.: Квантовая электроника. М., «Сов. радио», 1971, № 4, с. 34—40.

*Поступила в редакцию 14 мая 1974 г.;
окончательный вариант — 10 января 1975 г.*

УДК 535.854:531.715.1

В. Л. ШУР, И. Ш. ЭЦИН

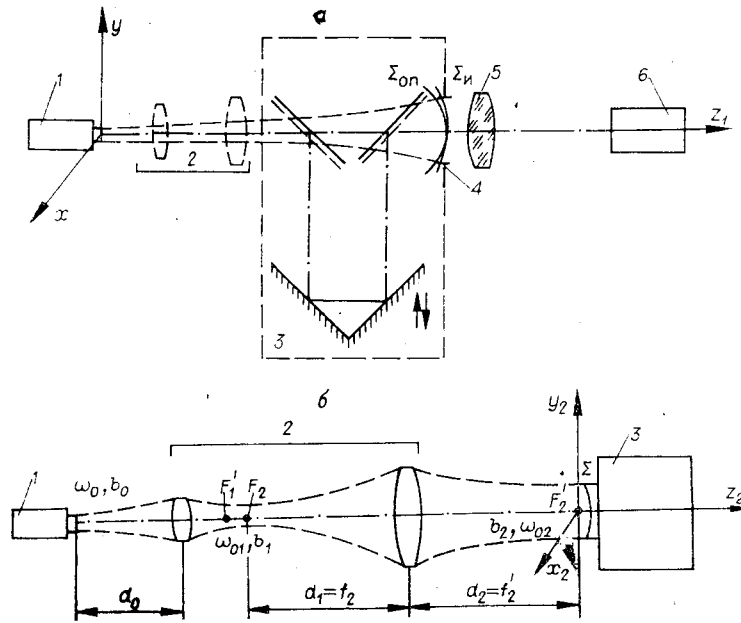
(Ленинград)

О ВЛИЯНИИ РАСХОДИМОСТИ ПУЧКА ЛАЗЕРА НА ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЙ В ДВУХЛУЧЕВОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ

При измерениях, связанных с возможно более точным определением порядка интерференции (измерение длин волн и т. п.), необходимо учитывать расходимость пучка света, поступающего в интерферометр. Если в качестве источника света используется лазер, этот учет [1] носит иной характер, чем при использовании газоразрядных спектральных ламп [2, 3], что связано с особенностями структуры лазерного пучка [4].

В настоящей работе приводится оценка влияния отклонений волны излучения лазера от идеальной плоской волны на точность измерений в зеркальном двухлучевом интерферометре, например Майкельсона или Цендера — Маха. На выходе интерферометра 3 (рисунок, а) установлена диафрагма 4, выделяющая область, где имеет место интерференция (т. е. где пучок измерительной ветви и пучок сравнения перекрываются), или центральный участок этой области.

Интерферометр настроен таким образом, что при освещении идеальным параллельным пучком на выходе наблюдается «бесконечно» широкая полоса. Объектив 5 собирает лучи, выходящие из



Условия освещения в лазерных интерферометрах:

a — схема измерения; *b* — схема осветителя с «обратным» телескопом: 1 — лазер, 2 — «обратный» телескоп, 3 — интерферометр, 4 — круглая диафрагма, 5 — выходной объектив, 6 — фотоприемник; Σ — сечения волнового фронта. (Штриховой линией обозначены сечения каустической поверхности.)

диафрагмы 4, на фотоприемнике 6. Сигнал фотоприемника содержит информацию об измеряемой разности хода или ее изменении. Между лазером 1 и интерферометром 3 может быть помещена телескопическая система 2, служащая для уменьшения расходимости и расширения лазерного пучка.

Световые колебания основной моды в плоскости выходной диафрагмы 4 определяются выражениями [5, 6]:

$$\begin{aligned}
 E_{\text{оп}} &= E_0 \frac{r_0}{r_{\text{оп}}} \exp \left[-\frac{r^2}{r_{\text{оп}}^2} \right] \exp i \left\{ - (kz_{\text{оп}} - \Phi_{\text{оп}}) - \frac{r^2 k}{2R_{\text{оп}}} \right\}; \\
 E_{\text{и}} &= E_0 \frac{r_0}{r_{\text{и}}} \exp \left[-\frac{r^2}{r_{\text{и}}^2} \right] \exp i \left\{ - (kz_{\text{и}} - \Phi_{\text{и}}) - \frac{r^2 k}{2R_{\text{и}}} \right\}
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

для пучков в опорном и измерительном плечах интерферометра соответственно, где E_0 — напряженность электрического поля на оси пучка в плоскости с минимальным диаметром, равным $2r_0$ («горловина» пучка); $2r_{\text{оп}}$, $2r_{\text{и}}$ — диаметры пучка для опорного и измерительного плеча соответственно; $r^2 = x^2 + y^2$ (x , y — координаты точки в поперечном сечении пучка); $\Phi_{\text{оп}} = \arctg \frac{\lambda z_{\text{оп}}}{\pi r_0^2}$, $\Phi_{\text{и}} = \arctg \frac{\lambda z_{\text{и}}}{\pi r_0^2}$ — фазовые сдвиги на

оси ($r=0$) между световыми колебаниями в лазерном пучке и идеальной плоской волне; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны света; z — координата в направлении распространения пучка, отсчитываемая от «горловины»;

$$R_{\text{оп}} = z \left[1 + \left(\frac{\pi r_0^2}{\lambda z_{\text{оп}}} \right)^2 \right]; \quad R_{\text{и}} = z \left[1 + \left(\frac{\pi r_0^2}{\lambda z_{\text{и}}} \right)^2 \right]$$

— радиусы кривизны волновых фронтов.

Следует заметить, что формула (1) получена [5, 6] без учета дифракции на зеркалах лазера, что допустимо в наиболее часто встречающихся на практике случаях, когда диаметр выходящего из лазера светового пучка значительно меньше поперечных размеров зеркал.

Суммарная интенсивность в плоскости диафрагмы 4 определяется как

$$I(r) = (E_{оп} + E_{и}) (E_{оп} + E_{и})^* \quad (2)$$

Подставляя (1) в (2), после несложных преобразований получаем

$$I(r) = \left\{ \left(E_0 \frac{r_0}{r_{оп}} \right)^2 \exp \left[-\frac{2r^2}{r_{оп}^2} \right] + \left(E_0 \frac{r_0}{r_{и}} \right)^2 \exp \left[-\frac{2r^2}{r_{и}^2} \right] + \right. \\ \left. + 2E_0^2 \frac{r_0^2}{r_{оп}r_{и}} \exp \left[-r^2 \left(\frac{1}{r_{оп}^2} + \frac{1}{r_{и}^2} \right) \right] \cos \left[k(z_{и} - z_{оп}) - \right. \right. \\ \left. \left. - (\Phi_{и} - \Phi_{оп}) + r^2 k \left(\frac{1}{2R_{и}} - \frac{1}{2R_{оп}} \right) \right] \right\} \quad (3)$$

Первые два слагаемых в выражении (3) дают среднее значение интенсивности на выходе интерферометра и не содержат информации о разности хода. Третье слагаемое определяет интерференционный эффект. В данной работе рассматриваются лишь фазовые сдвиги и не исследуется эффект уменьшения контраста интерференционной картины при увеличении разности хода (см., например, [7]).

Для определения фазового сдвига на выходе интерферометра достаточно получить среднее значение интерференционного члена на выходной диафрагме с радиусом r :

$$I = \frac{2}{\pi r^2} \int_{\beta=0}^{2\pi} \int_{r=0}^r E_0^2 \frac{r_0^2}{r_{оп}r_{и}} \exp \left[-r^2 \left(\frac{1}{r_{оп}^2} + \frac{1}{r_{и}^2} \right) \right] \cos \left[k(z_{и} - z_{оп}) - \right. \\ \left. - (\Phi_{и} - \Phi_{оп}) + r^2 k \left(\frac{1}{2R_{и}} - \frac{1}{2R_{оп}} \right) \right] r dr d\beta.$$

Введя обозначения

$$a = \frac{1}{r_{оп}^2} + \frac{1}{r_{и}^2}, \quad b = k \left(\frac{1}{2R_{и}} - \frac{1}{2R_{оп}} \right)$$

и произведя интегрирование, получаем

$$I = A \cos [k(z_{и} - z_{оп}) + \Delta\Phi_1 + \Delta\Phi_2], \quad (4)$$

где

$$A \approx \frac{4r_0^2}{r_{оп}r_{и}^2 (a^2 + b^2)^{1/2}} E_0^2; \\ \Delta\Phi_1 = -(\Phi_{и} - \Phi_{оп}); \\ \Delta\Phi_2 = \arctg \frac{b - e^{-ar^2} (a \sin br^2 + b \cos br^2)}{a + e^{-ar^2} (b \sin br^2 - a \cos br^2)}. \quad (5)$$

Выражение под знаком \cos в (4) определяет эффективное значение регистрируемой разности фаз. Член $k(z_{и} - z_{оп}) = (2\pi/\lambda)nl$ выражает значение разности фаз в интерферометре, получаемое при интерференции плоских волн. Второй член $\Delta\Phi_1$ определяет дополнительный фазовый сдвиг, не зависящий от размеров выходной диафрагмы. Фазовый сдвиг $\Delta\Phi_2$ обусловлен искривлением волновых фронтов интерферирующих пучков.

В табл. 1 представлены значения фазовых сдвигов, рассчитанных по формулам (4), (5) для различных $z_{оп}$ и $z_{и}$ при условии, что диаметр

выходной диафрагмы равен диаметру более узкого опорного пучка ($r=r_{оп}$). При расчете принималось $r_0=0,22$ мм, что соответствует типичному резонатору с длиной 0,3 м, образованному плоским и вогнутым зеркалами с радиусом кривизны 0,5 м для $\lambda=0,63$ мкм.

Согласно данным табл. 1 при $z_n-z_{оп}=1$ м, $\Delta\Phi \approx 1$, что соответствует изменению $\Delta m = \Delta\Phi/2\pi$ порядка интерференции на 0,15. Относительное изменение порядка интерференции составляет $\Delta m/m = \Delta m \lambda / (z_n - z_{оп}) \approx 10^{-7}$. Это означает, что можно проводить измерения с относительной погрешностью $10^{-6}-10^{-7}$, не учитывая отклонения волны лазерного излучения от плоской волны. При более точных измерениях нужно вводить поправку, равную $-\Delta\Phi$. Из табл. 1 видно, что при увеличении $z_{оп}$ до 0,5 м и более значение $\Delta\Phi_1$ существенно уменьшается. Уменьшение $\Delta\Phi_2$ можно получить за счет уменьшения размера выходной диафрагмы. Однако более эффективно использование оптической системы 2 (см. рисунок, б). Если пренебречь аберрациями и дифракцией на линзах, можно считать, что эта система не меняет структуру пучка, а изменяет лишь параметры каустики [6, 8]. Для расчетов наиболее удобно характеризовать каустику конфокальным параметром $b = 2\pi r_0^2 / \lambda$ [6]. Если координату z отсчитывать от «горловины» пучка, то Φ и R [см. формулу (1)] будут выражаться через b и z как $\Phi = \arctg(2z/b)$, $R = z(1 + b^2/4z^2)$. Поэтому для учета фазовых сдвигов в случае применения телескопической системы достаточно найти значение конфокального параметра b_2 на выходе этой системы и определить место «горловины» пучка. Оптическая система 2 (см. рисунок, б) состоит из первой линзы с малым фокусным расстоянием f_1 и второй линзы с большим фокусным расстоянием f_2 . Для получения наименьшей расходимости вторую линзу нужно расположить таким образом, чтобы «горловина» пучка, прошедшего первую линзу, находилась в ее передней фокальной плоскости [8]. При этом «горловина» выходящего пучка расположена в задней фокальной плоскости второй линзы (см. рисунок, б). Используя справедливое для тонкой линзы соотношение [5, 6] $b_{вых} = b_{вх} / [(1-d/f)^2 + (b_{вх}/2f)^2]$ (d — расстояние между линзой и «горловиной» входного пучка) и считая $d_0 \gg f$ (см. рисунок, б), получаем выражение для конфокального параметра выходящего пучка

$$b_2 = (f_2/f_1)^2 [(4d_0^2 + b_0^2)/b_0]. \quad (6)$$

Следует отметить, что положение «горловины» выходящего пучка очень критично к смещениям «горловины» промежуточного пучка относительно передней фокальной плоскости второй линзы. Если немного приблизить вторую линзу (при $f_2 \gg \gg b_1$) к первой таким образом, что будет выпол-

Таблица 1

$z_{оп}, \text{ м}$	$z_n, \text{ м}$	$\Phi_1, \text{ рад}$	$\Phi_2, \text{ рад}$	$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$
0,2	0,5	-0,43	-0,046	-0,476
	1,0	-0,64	-0,16	-0,80
	1,5	-0,72	-0,21	-0,93
	2,0	-0,76	-0,23	-1,00
0,5	1,0	-0,21	-0,38	-0,59
	1,5	-0,29	-0,59	-0,88
	2,0	-0,33	-0,64	-0,97

Таблица 2

$z_{оп}, \text{ м}$	$z_n, \text{ м}$	$\Phi_1, \text{ рад}$	$\Phi_2, \text{ рад}$	$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$
0	0,1	$-0,12 \cdot 10^{-2}$	$0,6 \cdot 10^{-3}$	$-0,6 \cdot 10^{-4}$
»	0,5	$-0,58 \cdot 10^{-2}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$-3,7 \cdot 10^{-3}$
»	1,0	$-1,17 \cdot 10^{-2}$	$4,2 \cdot 10^{-3}$	$-7,5 \cdot 10^{-3}$
»	1,5	$-1,76 \cdot 10^{-2}$	$6,2 \cdot 10^{-3}$	$-1,1 \cdot 10^{-2}$
»	2,0	$-2,34 \cdot 10^{-2}$	$8,2 \cdot 10^{-3}$	$-1,5 \cdot 10^{-2}$
»	3,0	$-3,51 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$-2,3 \cdot 10^{-2}$
»	5,0	$-5,85 \cdot 10^{-2}$	$2,1 \cdot 10^{-2}$	$-3,7 \cdot 10^{-2}$
»	10,0	$-11,7 \cdot 10^{-2}$	$4,1 \cdot 10^{-2}$	$-7,6 \cdot 10^{-2}$
»	20,0	$-23,4 \cdot 10^{-2}$	$7,2 \cdot 10^{-2}$	$-16 \cdot 10^{-2}$

няться соотношением $f_2 = d_1 \left(1 + \frac{b_1^2}{4d_1^2} \right)$, то «горловина» выходящего пучка переместится непосредственно к самой линзе, в то время как его расходимость практически не изменится [8].

В табл. 2 приведены результаты расчетов по формулам (4), (5) для пучка с $r_0 = 0,22$ мм и «обратным» телескопом при $d_0 = 70$ мм и $f_2/f_1 = 18$.

Как следует из табл. 2, использование оптической системы дает возможность уменьшить погрешность до $0,7 \cdot 10^{-9}$. При проведении измерений с более высокой точностью (что будет возможно после перехода на новый эталон длины) поправку на сдвиг $\Delta\Phi$ можно вводить в тех случаях, когда справедливы допущения, при которых были получены формулы (1) и (6). Кроме того, в этом случае при больших значениях разности хода становится существенным дополнительный фазовый сдвиг, обусловленный дифракцией на зеркалах интерферометра (см., например, [9]).

ЛИТЕРАТУРА

1. И. М. Корженевич, А. Я. Лейкин, А. М. Ратнер, В. С. Соловьев, В. Б. Телегин. О погрешности интерферометрических измерений длины волны, связанной с искривлением волнового фронта. — «Метрология», 1973, № 1, с. 61—68.
2. В. С. Игнатовский. Влияние формы и положения источника света при измерениях интерференц-компаратором Кестерса. Л.—М., Стандартгиз, 1935. 87 с.
3. Ю. П. Ефремов, Ю. П. Каневский. О поправке на размер выходной диафрагмы при фотоэлектрической регистрации интерференционных полос равного наклона. — «Опт. и спектр.», 1960, т. 8, вып. 2, с. 266—268.
4. Л. А. Вайнштейн. Открытые резонаторы и волноводы. М., «Сов. радио», 1967. 475 с.
5. H. Kogelnik. On the propagation of Gaussian beams of light through lenslike media including those with a loss or gain variation. — «Appl. Opt.», 1965, vol. 4, p. 1562—1569.
6. Когельник, Л. И. Резонаторы и световые пучки лазеров. — «ТИИЭР», 1965, т. 54, № 10, с. 95—113.
7. В. П. Коронкевич, Г. А. Ленкова. Временная когерентность газового лазера. — «Электронная техника. Сер. 3.», 1967, вып. 2, с. 14—18.
8. С. Г. Зейгер, Н. И. Калитиевский, Э. Е. Фрадкин, М. П. Чайка. Структура поля излучения газового лазера со сферическими зеркалами. — «Опт. и спектр.», 1965, т. 19, вып. 2, с. 255.
9. W. Tango, R. Q. Twiss. Diffraction effects in long path interferometers. — «Appl. Opt.», 1974, vol. 13, № 8, p. 1814—1819.

Поступила в редакцию 2 июня 1975 г.;
окончательный вариант — 9 октября 1975 г.

УДК 778.38

**В. М. КЛИМЕНКО, Ф. Н. МАРЧЕВСКИЙ,
И. М. ПОЧЕРНЯЕВ, В. Л. СТРИЖЕВСКИЙ**

(Киев)

ВЛИЯНИЕ ИНТЕРМОДУЛЯЦИОННЫХ ШУМОВ НА ДИНАМИЧЕСКИЙ ДИАПАЗОН ФАЗОВЫХ ТРАНСПАРАНТОВ

Хорошо известно, что использование фазовых транспарантов позволяет существенно увеличить дифракционную эффективность. Однако последнее приводит к увеличению интермодуляционных шумов. Физи-