

Г. А. ЛЕНКОВА  
(Новосибирск)

## ВЛИЯНИЕ РАСХОДИМОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ИЗМЕРИТЕЛЕЙ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ

Известно, что расходимость лазерного излучения приводит к падению контраста интерференционных полос [1] и снижению точности отсчета порядка интерференции [2]. Для уменьшения расходимости на входе интерферометра обычно устанавливается коллиматор, который представляет собой «обратный» телескоп.

В настоящей статье анализируются условия получения минимальной расходимости излучения после коллиматора и устанавливается аналитическая связь между величиной расходимости и падением амплитуды интерференционного сигнала.

**Согласование параметров резонатора и коллиматора.** При расчетах оптических систем, преобразующих лазерное излучение, удобно характеризовать каустику светового пучка конфокальным параметром  $b$ , который связан простыми соотношениями [3] с радиусом минимального сечения (перетяжкой) лазерного пучка  $\omega$  и углом расходимости  $\Theta$  на уровне падения мощности в  $e^2$  раз:

$$\omega = \sqrt{b\lambda/2\pi} = \lambda/\pi\Theta, \quad (1)$$

$$\Theta = \sqrt{2\lambda/\pi b} = \lambda/\pi\omega. \quad (2)$$

Положим, что после лазера установлена «обратная» телескопическая система (коллиматор), состоящая из двух линз: первая (окуляр) с малым фокусным расстоянием  $f_1$  и вторая (объектив) с большим  $f_2$  (рис. 1). Тогда на основании соотношений между конфокальными параметрами и расстояниями между линзой и перетяжкой входящего и выходящего пучков [3], формул (1), (2) и условия получения наименьшей расходимости, которое требует, чтобы перетяжка пучка, прошедшего через первую линзу, находилась в передней фокальной плоскости второй линзы, получаем

$$\Theta_2 = \sqrt{2\lambda b_0/\pi} / \left[ (f_2/f_1) \sqrt{4(d_1 - f_1)^2 + b_0^2} \right], \quad (3)$$

$$\Theta_0/\Theta_2 = (f_2/f_1) \sqrt{4(d_1 - f_1)^2 + b_0^2} / b_0, \quad (4)$$

где  $b_0$  — конфокальный параметр пучка, выходящего из лазера;  $d_1$  — расстояние между перетяжкой лазерного пучка и первой линзой;

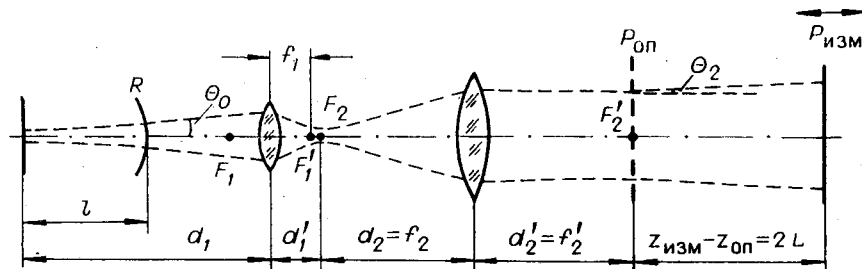


Рис. 1. Оптическая схема освещения интерферометра:

$F$  и  $F'$  — передний и задний фокусы линз;  $R_{оп}$ ,  $R_{изм}$  — положения выходных диафрагм относительно коллиматора соответственно для опорного и измерительного плеча.

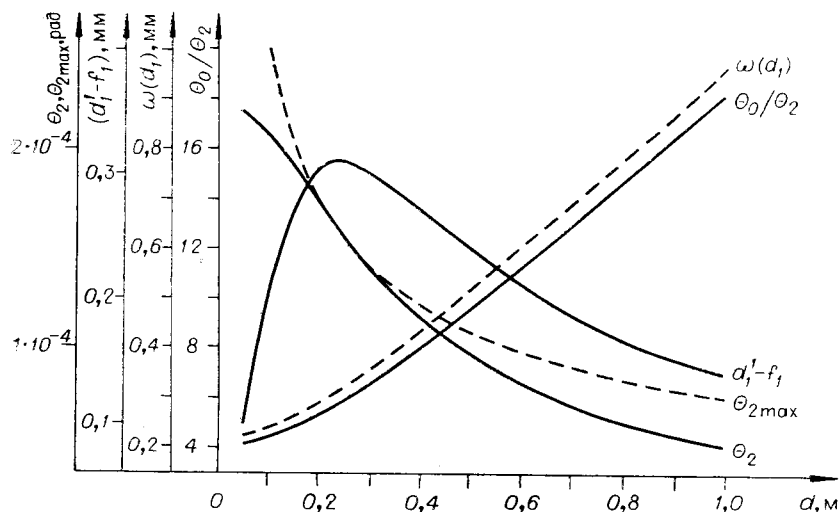


Рис. 2. Графики функций  $\Theta_2(d_1)$ ,  $\Theta_{2\max}(d_1)$ ,  $(d_1' - f_1)$ ,  $\Theta_0/\Theta_2$ ,  $\omega(d_1)$  для  $f_1=12$ ,  $f_2=50$ ,  $b_0=466,5$  мм.

$\Theta_0$ ,  $\Theta_2$  — угол расходимости излучения до и после коллиматора. Конфокальный параметр  $b_0$  определяется конфигурацией резонатора, т. е. расстоянием между зеркалами  $l$  и радиусами их кривизны  $R_1$ ,  $R_2$ , и может быть вычислен по формулам, данным в [3].

Из (3) и (4) следует, что расходимость лазерного пучка уменьшается пропорционально не только увеличению телескопа  $f_2/f_1$ , но также и удалению перетяжки пучка от первой линзы  $d_1$ . На рис. 2 представлена графически зависимость  $\Theta_0/\Theta_2$  от  $d_1$  для  $f_2/f_1=4,2$  и  $b_0=466,5$  мм. Например, при  $d_1=425$  мм расходимость уменьшается в 8,7 раза, т. е. достигается тот же эффект, что и при увеличении кратности телескопа в  $\sim 2$  раза. Для сокращения габаритов прибора можно поворачивать резонатор типа сфера — плоскость к интерферометру сферическим зеркалом, тем самым удаляя перетяжку пучка, которая лежит на плоском зеркале, на длину резонатора (см. рис. 1).

В таблице приведены результаты расчетов параметров излучения  $b$ ,  $\omega$ ,  $\Theta$  для конкретных схем освещения, характерных для лазерных интерферометров ИПЛ [4, 5]. Данные таблицы составлены для резонатора типа сфера-плоскость ( $l=160$  мм,  $R=500$  мм), установленного на расстоянии 110 мм от коллиматора;  $d_1=110$  мм или 270 мм в зависимости от того, каким зеркалом, плоским или сферическим, резонатор обращен к коллиматору;  $b_0$ ,  $\omega_0$ ,  $\Theta_0$  — параметры излучения, выходящего из лазера. Из таблицы видно, что только поворот резонатора дает уменьшение расходимости в 1,3 раза (на  $10''$ );  $L$  — длина перемещения, на которой амплитуда переменного интерференционного сигнала падает в 10 раз при расходимости излучения  $\Theta_2$ .

Зависимость  $\Theta_2$  от  $b_0$  имеет более сложный характер. Дифференцируя (3) и приравнявая нулю производную  $d\Theta_2/db_0$ , найдем сначала условие, при котором  $\Theta_2$  принимает максимальное значение:

$$b_{0\max} = 2(d_1 - f_1). \quad (5)$$

Подставляя (5) в (3), получаем

$$\Theta_{2\max} = \sqrt{\lambda/2\pi} / [(f_2/f_1)\sqrt{d_1 - f_1}]. \quad (6)$$

Если  $b_0$  больше или меньше в  $n$  раз  $b_{0\max}$ , удовлетворяющего (5), то

$t_2/t_1$		4,2				5,8	10
Вариант		I		II		III	IV
$d$ , мм		110		270		270	270
Индекс	0	1	2	1	2	2	2
$b$ , мм	466,5	1,05	9524	0,56	18018	35315	103784
$\omega$ , мм	0,216	0,01	0,98	0,008	1,34	1,88	3,22
$\Theta$ , рад	$9,26 \cdot 10^{-4}$	$1,95 \cdot 10^{-2}$	$2,05 \cdot 10^{-4}$	$3,57 \cdot 10^{-2}$	$1,49 \cdot 10^{-4}$	$1,06 \cdot 10^{-4}$	$0,62 \cdot 10^{-4}$
$\Theta$ , град	3'5''	1°6'	41''	2°3'	30''	21''	12''
$\Theta_0/\Theta_2$			4,52		6,2	8,7	14,9
$L$ , м			48		90	178	521

уменьшение расходимости составляет соответственно

$$\Theta_{2\max}/\Theta_2 = \sqrt{(n^2 + 1)/(2n)}. \quad (7)$$

Следовательно, для каждого расстояния коллиматора от лазера  $d_1$ , которое в общем случае определяется конструкцией прибора, существует конфокальный параметр  $b_{0\max}$ , при котором расходимость излучения после коллиматора имеет максимальное значение  $\Theta_{2\max}$ . Изменение  $b_0$  независимо в сторону уменьшения или увеличения относительно (5) всегда приводит к уменьшению расходимости  $\Theta_2$  пучка, выходящего из коллиматора (см. (7)). На рис. 2 графически представлена зависимость (6) для  $f_1 = 12$ ,  $f_2 = 50$  мм. В области, где  $b_0 \approx 2(d_1 - f_1)$ , графики, соответствующие (6) и (3), совпадают.

Влияние расходимости излучения на амплитуду переменного интерференционного сигнала. В [2] получено аналитическое выражение для среднего значения интерференционного сигнала на выходной диафрагме радиусом  $r$  и проведена оценка влияния отклонений излучения лазера от идеальной плоской волны на точность измерения на основе анализа фазовой составляющей сигнала. При измерении больших перемещений, порядка нескольких десятков метров, существенное значение имеет также падение контраста полос  $m$ , вызванное расходимостью излучения [4]:

$$m = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) = 2\sqrt{I_1 I_2} / (I_1 + I_2),$$

где  $I_{\max}$ ,  $I_{\min}$  — максимальное и минимальное значения интерференционного сигнала;  $I_1$ ,  $I_2$  — интенсивности опорного и измерительного пучков;  $2\sqrt{I_1 I_2}$ ,  $(I_1 + I_2)$  — переменная и постоянная составляющие сигнала.

В интерференционных измерителях перемещений обычно каким-либо способом вводится модуляция разности хода, поэтому на резуль-

тат измерения влияет изменение только переменной составляющей. Аналитическое выражение этой составляющей было получено в общем виде в [2] и в наших обозначениях имеет вид

$$A = 2 \sqrt{I_1 I_2} \simeq 4\omega_2^2 I_0 / [\omega_{оп} \omega_{изм} r^2 (a^2 + b^2)^{1/2}]. \quad (8)$$

Здесь

$$a = (1/\omega_{оп}^2) + (1/\omega_{изм}^2); \quad (9)$$

$$b = \frac{\pi}{\lambda} \left\{ \frac{1}{z_{изм} [1 + (\pi\omega_2^2/\lambda z_{изм})^2]} - \frac{1}{z_{оп} [1 + (\pi\omega_2^2/\lambda z_{оп})^2]} \right\}; \quad (10)$$

$I_0$  — выходная интенсивность опорного пучка на оси;  $\omega_{оп}$ ,  $\omega_{изм}$  — радиусы опорного и измерительного пучков на уровне падения мощности в  $e^2$  раз, связанные с радиусом перетяжки лазерного пучка  $\omega_2$ , выходящего из коллиматора, соотношением  $\omega(z) = \omega_2 \sqrt{1 + [\lambda z / (\pi\omega_2^2)]^2}$ ;  $z_{оп}$ ,  $z_{изм}$  — расстояния выходной диафрагмы от перетяжки лазерного пучка, входящего в интерферометр после коллиматора, соответственно для опорного и измерительного плечей;  $z_{изм} - z_{оп} \simeq 2L$  ( $L$  — длина перемещения).

Конструктивно расстояние  $z_{оп}$  в интерферометрах обычно не превышает 0,5 м. На таком расстоянии от перетяжки пучка, выходящего из коллиматора, можно считать радиус пучка неизменным. Поэтому, полагая  $\omega_{оп} = \omega_2$  и учитывая соотношение (1), преобразуем (9) и (10) в

$$a = (\Theta_2^2 \pi^2 / \lambda^2) (2 + c^2) / (1 + c^2), \quad (11)$$

$$b = (\Theta_2^2 \pi^2 / \lambda^2) c / (1 + c^2), \quad (12)$$

где

$$c = \Theta_2^2 \pi z_{изм} / \lambda. \quad (13)$$

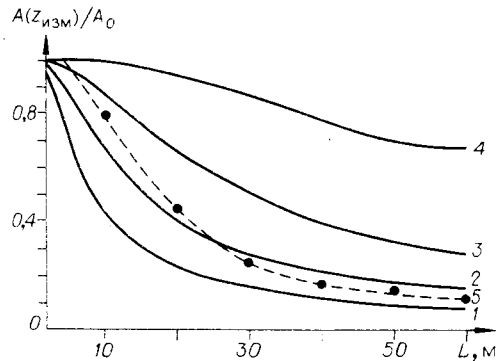
Исходя из (8), (11) и (12) находим зависимость падения амплитуды переменной составляющей интерференционного сигнала от расходимости излучения в виде

$$A(z_{изм})/A_0 = 2\sqrt{(1+c^2)/(4+5c^2+c^4)}. \quad (14)$$

Здесь  $A_0$ ,  $A(z_{изм})$  — амплитуды переменного сигнала при  $z_{изм} = z_{оп}$  и  $z_{изм} \simeq z_{оп} + 2L$ . При заданном значении  $A(z_{изм})/A_0$  можно рассчитать допустимую расходимость излучения лазера  $\Theta_2$ . Положим, что  $A(z_{изм})/A_0 = 0,1$  (падение сигнала в 10 раз), тогда на основании (13) и (14) находим, что  $c = 19,9$  и расходимость излучения  $\Theta_2 = 1,83 \cdot 10^{-4}$  (37").

На рис. 3 графически показаны падение амплитуды переменного интерференционного сигнала для четырех вариантов освещения интерферометра, данных в таблице, и экспериментальная кривая для второго варианта. Отклонения экспериментальных значений от расчетных объясняются погрешностью изготовле-

Рис. 3. Графики падения амплитуды переменного интерференционного сигнала  $A(z_{изм})/A_0$  для вариантов 1—4 освещения интерферометра, 5 — экспериментальный график для 2-го варианта.



ния уголкового призмы и турбулентностью воздуха, поскольку измерения проводились в обычном подвальном помещении.

Результаты работы могут быть полезны для разработчиков оптических схем лазерных интерферометров различных конструкций.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ленкова Г. А. Особенности интерферометров перемещений с обычными и лазерными источниками излучения.— *Автометрия*, 1972, № 5.
2. Шур В. Л., Эцин И. Ш. О влиянии расходимости пучка лазера на точность измерений в двухлучевом интерферометре.— *Автометрия*, 1976, № 3.
3. Когельник, Ли. Резонаторы и световые пучки лазеров.— *ТИИЭР*, 1966, т. 54, № 10.
4. Коронкевич В. П., Ленкова Г. А. Лазерный интерферометр для измерения длины.— *Автометрия*, 1971, № 1.
5. Ведерников В. М. и др. Устройство для измерения линейных перемещений. (Автор. свид-во № 586323.) — *БИ*, 1977, № 48.

*Поступила в редакцию 2 марта 1979 г.*

УДК 681.327.535

**А. А. ТИТОВ**

(Москва)

### ЗАПИСЬ ОДНОМЕРНЫХ ГОЛОГРАММ НА ПОДВИЖНЫЙ НОСИТЕЛЬ

Существенное увеличение скорости обмена данными в запоминающих устройствах можно ожидать при использовании в них метода одномерной голографии. В экспериментальных голографических запоминающих устройствах (ГЗУ) достигнута скорость обмена данными ~750 Мбит/с [1, 2]. В работе [3] рассмотрены вопросы записи и воспроизведения одномерных голограмм на неподвижный носитель. Вопросы же записи одномерных голограмм на движущийся носитель исследованы еще недостаточно. В частности, отсутствуют аналитические выражения для расчета полосы пропускания ГЗУ, что весьма важно для определения пропускной способности устройства, нет методики расчета основных параметров ГЗУ в динамическом режиме.

Рассмотрим процесс записи голограмм на подвижный носитель. Положим, что при записи и воспроизведении голограмм носитель движется в направлении  $y$ , со скоростями  $V_s$  и  $V_v$  соответственно, а энергия излучения лазера меняется скачком. Определим распределение энергии на подвижном носителе при записи скачка интенсивности лазерного излучения. Для этого проинтегрируем полученное в работе [3] выражение для интенсивности луча в плоскости фокусировки объектива записи. Тогда после некоторых преобразований для линейной регистрирующей среды получим

$$W(U) = W_m \Phi(U), \quad (1)$$

где

$$W_m = W_0 \left[ 1 + \frac{VL}{N(1+L)} \sum_{n=1}^N \{ \exp(i\varphi_n - 2\pi i \xi \Delta n - 2\pi i \xi x_{оп}) + \right. \\ \left. + \exp(-i\varphi_n + 2\pi i \xi \Delta n + 2\pi i \xi x_{оп}) \} \right] \exp - \pi l^2 \xi^2.$$