

Система измерения углового рассогласования осей рабочего лазера и маркерного источника на основе дифракционных оптических элементов

08, август 2011

авторы: Барышников Н. В., Денисов Д. Г., Животовский И. В.

УДК. 621.375

МГТУ им. Н.Э. Баумана

baryshnikov@bmstu.ru

denisovdg@bmstu.ru

ilja@rl2.bmstu.ru

Введение

Оптико-электронные системы, использующие лазерное излучение высокой мощности, получили широкое распространение в современной технике. К этим системам относятся лазерные технологические установки для резки, сварки, обработки поверхностей различных материалов, лазерные локационные станции, научно-исследовательские установки для изучения взаимодействия лазерного излучения с веществом и т. д. Как правило, такие системы объединяет одно общее для них требование – угловое положение оси диаграммы направленности пучка излучения рабочего лазера (РЛ) необходимо контролировать с высокой точностью как в процессе предварительной юстировки системы, так и в процессе ее эксплуатации. Действительно, для целого ряда оптико-электронных систем (ОЭС) угловое положение оси пучка излучения РЛ должно измеряться с погрешностью, не превышающей единицы угловых секунд [1].

1. Анализ современного уровня развития систем измерения взаимного углового положения осей лазерных пучков.

В функциональные схемы таких систем включаются дополнительные узлы, обеспечивающие измерение углового положения оси пучка РЛ, а при необходимости – обработку измеренного рассогласования с номинальным положением. Хорошо известны системы автоюстировки многоканальной оптико-электронной аппаратуры, обеспечивающие согласование в реальном масштабе времени углового положения оси диаграммы направленности пучка излучения РЛ, сформированной передающим каналом аппаратуры, с положением оси приемного канала [2].

В большинстве случаев использование для союстировки осей многоканальной оптико-электронной аппаратуры непосредственно излучения РЛ связано с многочисленными проблемами (высокая мощность, ИК диапазон излучения, низкочастотный режим

генерации, габариты пучка). Эти проблемы не позволяют решить задачу союстировки с необходимым качеством. Поэтому в состав системы вводят дополнительный маркерный источник (МИ) излучения, представляющий собой полунатурную модель РЛ [3]. Его параметры целенаправленно определяются как необходимые для решения задачи юстировки с требуемым качеством. Ось пучка излучения МИ предварительно должна быть выставлена относительно контролируемой оси пучка РЛ. Оба пучка распространяются в системе коллинеарно, последовательно проходят одни и те же компоненты оптической системы передающего канала. Затем пучок излучения МИ согласованно заводится в приемный канал, где он является репером пространственного положения оси диаграммы направленности пучка излучения РЛ и используется для его контроля [1, 2].

В таких системах должна быть обеспечена высокоточная предварительная союстировка осей пучков излучения РЛ и МИ. Для ее проведения часть излучения пучков должна быть согласованно выведена из оптической системы передающего канала в измерительный, где проводится измерение углового рассогласования их осей. Затем это рассогласование либо отрабатывается дефлектором, либо учитывается при обработке координатной информации в центральном компьютере системы.

Согласованный отвод излучения РЛ и МИ осуществляется узлом сопряжения осей. Этот узел решает следующие задачи:

- вывод части излучения пучков РЛ и МИ из оптической системы передающего канала с сохранением взаимного углового положения их осей;
- обеспечение необходимого соотношения мощностей отводимого излучения РЛ и МИ. Основными его параметрами являются:
- погрешности, вносимые в контролируемое угловое рассогласование осей пучков излучения РЛ и МИ;
- коэффициент K_{OI} отвода излучения, показывающий, какая доля от общей мощности пучка излучения РЛ отводится в измерительный канал.
- коэффициент $K_{ПИ}$ потерь излучения, показывающий, какая доля от общей мощности $W_{РЛ}$ пучка излучения РЛ теряется при прохождении оптической системы узла отвода.

Мощность $W_{РЛС}$ пучка излучения РЛ отводимая в оптическую систему измерительного канала определяется выражением:

$$W_{РЛС} = K_{OI} W_{РЛ}, \quad (1)$$

Мощность $W_{РЛ0}$ пучка излучения РЛ, прошедшего узел отвода:

$$W_{РЛ0} = (1 - (K_{ОИ} + K_{ПИ}))W_{РЛ}. \quad (2)$$

Мощности излучения РЛ и МИ различаются на несколько порядков, соответственно должны отличаться и их коэффициенты $K_{ОИ}$. Как правило, при проектировании узла отвода требуется минимизировать значения $K_{ОИ}$ и $K_{ПИ}$ для излучения РЛ и оптимизировать значения $K_{ОИ}$ и $K_{ПИ}$ для излучения МИ.

При использовании в качестве узла сопряжения осей плоскопараллельной пластины, оптически прозрачной для излучения РЛ и МИ, значения его параметров будут определяться коэффициентом отражения излучения от поверхности пластины и коэффициентом поглощения излучения в материале пластины. Для просветленных поверхностей плоскопараллельной пластины значения параметров могут достигать: $K_{ОИ} = 10^{-2} \dots 10^{-3}$ и $K_{ПИ} = 1..2\%$, что не всегда бывает достаточно. Кроме того, для высоких плотностей мощности излучения РЛ встает вопрос о лучевой прочности материала пластины. Очевидно, что для уменьшения коэффициентов $K_{ОИ}$ и $K_{ПИ}$ необходимо использовать другие способы отвода излучения РЛ.

Решением проблемы уменьшения коэффициентов потерь и отвода излучения РЛ может стать использование в качестве узла сопряжения осей дифракционного оптического элемента (ДОЭ), работающего на отражение или на пропускание.

Предлагаемый ДОЭ представляет собой отражающую дифракционную решетку, состоящую из эквидистантных полос с прямоугольным профилем, выполненную на оптической поверхности. Такая решетка может быть нанесена непосредственно на зеркале резонатора РЛ или на зеркале оптической системы канала формирования излучения. В случае использования узла отвода на основе дифракционной решетки, работающей на пропускание, она может быть нанесена на выходное окно рабочего лазера.

Использование ДОЭ не требует включения в оптическую систему преобразования излучения РЛ дополнительных элементов, следовательно, отсутствуют дополнительные потери излучения РЛ. Значение коэффициента потерь излучения РЛ $K_{ПИ} = 0$;

ДОЭ может быть нанесен на металлическое охлаждаемое зеркало оптической системы передающего канала, что обеспечивает необходимую лучевую стойкость.

Указанные преимущества узла отвода на основе ДОЭ говорят о перспективности использования такой системы для контроля углового положения оси пучка РЛ. При проектировании узла отвода необходимо провести исследования с целью обоснования конструктивных параметров ДОЭ, обеспечивающих минимальные значения коэффициента отвода излучения $K_{ОИ}$ для заданной компоновки системы.

2. Разработка математического описания процесса дифракции излучения лазерного пучка на дифракционном оптическом элементе.

Рассмотрим возможности достижения малых значений коэффициента отвода излучения $K_{он}$. Этот коэффициент определяется дифракционной эффективностью M_n ДОО для выбранного порядка n дифракционного максимума, т.е. $K_{он} = M_n$. Исследуем в общем виде дифракционную эффективность ДОО и условия ее минимизации для первого дифракционного максимума [4, 5].

На рисунке 1 показана дифракционная решетка с периодом $2d$, шириной штриха $2a$ и глубиной профиля h . На нее падает плоская волна излучения с длиной волны λ , амплитудой U_0 и под углом α .

Рассмотрим действие одного элемента решетки. Для этого введем ось $O\xi$, расположенную в главном сечении плоскости поверхности ДОО, а также ось Ox , расположенную в плоскости наблюдения дифракции, т.е. в бесконечности.

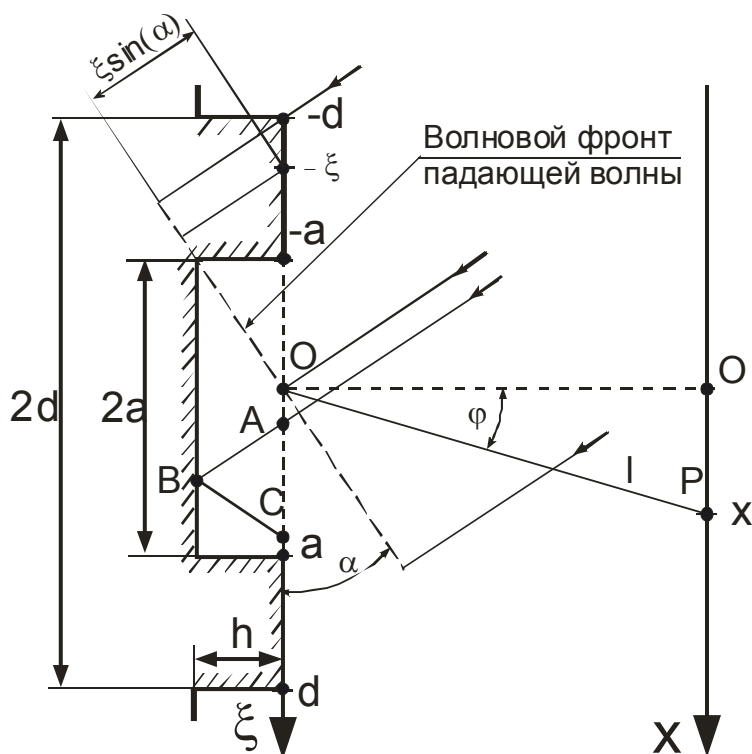


Рисунок 1 - Геометро-оптическая модель падения плоской волны на элемент дифракционной решетки

Разность хода Δ на поверхности решетки в зависимости от координаты ξ относительно точки $\xi = 0$:

$$\Delta(\xi) = \begin{cases} \xi \cdot \sin(\alpha), & |\xi| > a \\ \xi \cdot \sin(\alpha) + \frac{2h}{\cos(\alpha)}, & |\xi| < a \end{cases} \quad (3)$$

Выражение для амплитуды волны на поверхности дифракционной решетки после отражения:

$$U(\xi) = \begin{cases} U_0 \exp[ik\xi \cdot \sin(\alpha)], & |\xi| > a \\ U_0 \exp\left[ik\left(\xi \cdot \sin(\alpha) + \frac{2h}{\cos(\alpha)}\right)\right], & |\xi| < a \end{cases} \quad (4)$$

Дифракционный интеграл Фраунгофера для точки P , лежащей на оси OX с координатой x :

$$U(P) = B \int_{-d}^d U(\xi) \exp\left[-ik \frac{\xi \cdot x}{l}\right] d\xi, \quad (5)$$

где $\frac{x}{l} = \sin \varphi$, φ - угол дифракции, $B = \frac{1}{2i\lambda}$. Разбивая пределы интегрирования интегрального выражения (5) в пределах периода решетки и с учетом (4), получим выражение для амплитуды поля по оси OX в зависимости от угла дифракции φ :

$$U(\varphi) = BU_0 \left[2d \operatorname{sinc}(kd(\sin \alpha - \sin \varphi)) + 2a \operatorname{sinc}(ka(\sin \alpha - \sin \varphi)) \left(\exp\left(ik \frac{2h}{\cos \alpha}\right) - 1 \right) \right]. \quad (6)$$

Полученное выражение описывает дифракцию излучения на одном элементе решетки. Дифракция на всей дифракционной решетке описывается суммой амплитуд поля при дифракции от всех отдельных элементов решетки. Пусть количество элементов решетки равно N . Запаздывание фазы между соседними элементами будет $\delta = 2kd(\sin \varphi - \sin \alpha)$, где $k = 2\pi/\lambda$. Обозначим запаздывание фазы для j -го элемента $\delta_j = (j-1)\delta$. Тогда, после преобразований получим:

$$U_{\Sigma}(\varphi) = \sum_{j=1}^N U(\varphi) \exp(i\delta_j) = U(\varphi) \sum_{j=1}^N \exp(i(j-1)\delta) = U(\varphi) \frac{\exp\left(iN \frac{\delta}{2}\right) \sin\left(N \frac{\delta}{2}\right)}{\exp\left(i \frac{\delta}{2}\right) \sin\left(\frac{\delta}{2}\right)}. \quad (7)$$

Интенсивность дифрагировавшего излучения в плоскости анализа определяется как $I(\varphi) = \left| U_{\Sigma}(\varphi) \right|^2$. Учитывая, что $\left| \exp\left(iN \frac{\delta}{2}\right) / \exp\left(i \frac{\delta}{2}\right) \right| = 1$, выражение для интенсивности излучения в зависимости от угла дифракции

$$I(\varphi) = B^2 U_0^2 \left| 2d \operatorname{sinc}(kd(\sin \alpha - \sin \varphi)) + 2a \operatorname{sinc}(ka(\sin \alpha - \sin \varphi)) \left(\exp\left(ik \frac{2h}{\cos \alpha}\right) - 1 \right) \right|^2 \times \frac{\sin^2(Nkd(\sin \varphi - \sin \alpha))}{\sin^2(kd(\sin \varphi - \sin \alpha))}. \quad (8)$$

Главным максимумам соответствуют углы дифракции, удовлетворяющие уравнению $kd(\sin \varphi - \sin \alpha) = \pi \cdot n$, где $n = 0, 1, 2, \dots$, тогда для первого $n = 1$ главного максимума получим:

$$(\sin \varphi - \sin \alpha) = \frac{\pi \cdot \lambda}{d \cdot 2\pi} = \frac{\lambda}{2d}. \quad (9)$$

В силу малости угла отклонения $\psi = \varphi - \alpha$ первого главного максимума, преобразуем выражения для угла ψ (см. рисунок 2) при условии, что угол α фиксированный параметр:

$$\sin \varphi - \sin \alpha = \psi \frac{d \sin \alpha}{d \alpha} = \psi \cos \alpha \Rightarrow \psi = \frac{\sin \varphi - \sin \alpha}{\cos \alpha} = \frac{\lambda}{2d \cdot \cos \alpha}. \quad (10)$$

Погрешность сделанного приближения можно оценить при численном расчете угла ψ . Для дальнейшего анализа параметров первого дифракционного максимума ограничимся приближением (10).

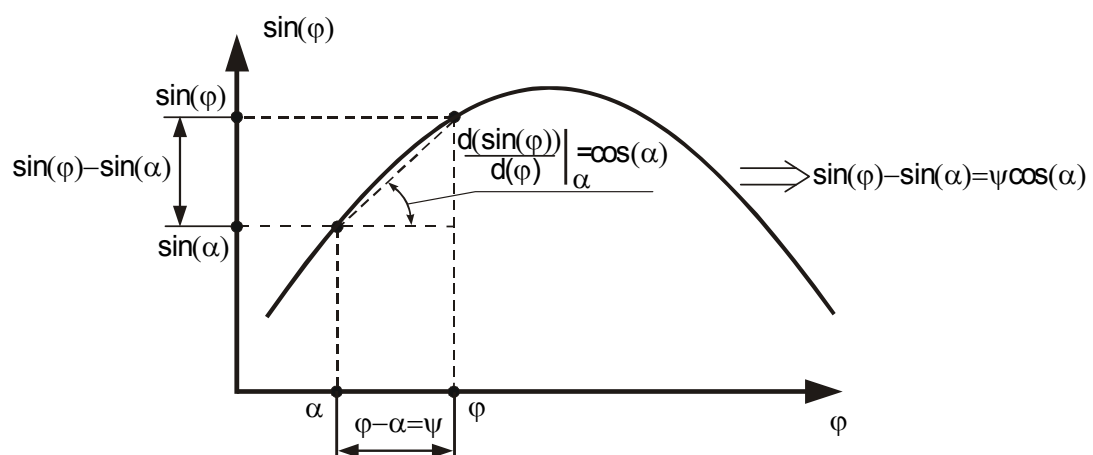


Рисунок 2 – Геометрическая модель приближения при оценке угла ψ отклонения первого главного максимума

С учетом (8) интенсивность излучения I_1 в первом главном максимуме:

$$\begin{aligned}
I_1 &= B^2 U_0^2 \left| 2d \operatorname{sinc}\left(kd \frac{\lambda}{2d}\right) + 2a \operatorname{sinc}\left(ka \frac{\lambda}{2d}\right) \left(\exp\left(ik \frac{2h}{\cos \alpha}\right) - 1 \right) \right|^2 \cdot \frac{\sin^2\left(Nkd \frac{\lambda}{2d}\right)}{\sin^2\left(kd \frac{\lambda}{2d}\right)} = \\
&= B^2 U_0^2 \left| 2d \operatorname{sinc}(\pi) + 2a \operatorname{sinc}\left(\pi \frac{a}{d}\right) \left(\exp\left(ik \frac{2h}{\cos \alpha}\right) - 1 \right) \right|^2 \cdot \frac{\sin^2(N\pi)}{\sin^2(\pi)} = \\
&= B^2 U_0^2 N^2 \frac{4d^2}{\pi^2} \sin^2\left(\pi \frac{a}{d}\right) \left| \exp\left(ik \frac{2h}{\cos \alpha}\right) - 1 \right|^2.
\end{aligned} \tag{11}$$

Обозначим $k \frac{2h}{\cos \alpha} = t$, тогда:

$$\begin{aligned}
I_1 &= B^2 U_0^2 N^2 \frac{4d^2}{\pi^2} \sin^2\left(\pi \frac{a}{d}\right) |e^{it} - 1|^2 = B^2 U_0^2 N^2 \frac{4d^2}{\pi^2} \sin^2\left(\pi \frac{a}{d}\right) ((\cos t - 1)^2 + \sin^2 t) = \\
&= B^2 U_0^2 N^2 \frac{4d^2}{\pi^2} \sin^2\left(\pi \frac{a}{d}\right) (2 - 2 \cos t) = \frac{8B^2 U_0^2 N^2 d^2}{\pi^2} \sin^2\left(\pi \frac{a}{d}\right) (1 - \cos t).
\end{aligned} \tag{12}$$

Интенсивность пучка I_0 , зеркально отраженного от ДОО, находится из (8) при условии $\varphi = \alpha$:

$$\begin{aligned}
I_0 &= B^2 U_0^2 \left| 2d + 2a(e^{it} - 1) \right|^2 \cdot N^2 = 4B^2 U_0^2 N^2 \left| d + a(\cos t - 1) + ai \sin t \right|^2 = \\
&= 4B^2 U_0^2 N^2 \left[d^2 + a^2 \cos^2 t + a^2 - 2a^2 \cos t + 2ad(\cos t - 1) + a^2 \sin^2 t \right] = \\
&= 4B^2 U_0^2 N^2 \left[d^2 + 2a(a - d)(1 - \cos t) \right].
\end{aligned} \tag{13}$$

Дифракционная эффективность M_1 первого главного максимума определяется отношением интенсивностей пучка, соответствующего первому дифракционному максимуму и зеркально отраженного пучка. Так что:

$$M_1 = \frac{I_1}{I_0} = \frac{\frac{8B^2 U_0^2 N^2 d^2}{\pi^2} \sin^2\left(\pi \frac{a}{d}\right) (1 - \cos t)}{4B^2 U_0^2 N^2 \left[d^2 + 2a(a - d)(1 - \cos t) \right]} = \frac{\frac{2}{\pi^2} \sin^2\left(\pi \frac{a}{d}\right) (1 - \cos t)}{1 - 2 \frac{a}{d} \left(1 - \frac{a}{d}\right) (1 - \cos t)}. \tag{14}$$

Проанализируем возможный диапазон значений дифракционной эффективности M_1 для первого максимума. Зависимость дифракционной эффективности ДОО от $K = \frac{a}{d}$ примет вид:

$$M_1(K) = \frac{\frac{2}{\pi^2} \sin^2(\pi K) (1 - \cos t)}{1 - 2K(1 - K)(1 - \cos t)}. \tag{15}$$

График зависимости дифракционной эффективности (15) при $h = 100$ нм, $\lambda = 5$ мкм, $\alpha = 0$ приведен на рисунке 3.

Из графика видно, что дифракционная эффективность значительно снижается с уменьшением K , поэтому проведем исследование для малых значений K . (Значения $K = 1$ не представляют практического интереса.) С учетом малости K ($K < 0,1$), воспользуемся приближением $\sin(\pi K) \approx \pi K$, и преобразуем выражение (15) к следующему виду:

$$1 - \cos t = \frac{M_1}{2K^2 + 2KM_1 - 2K^2M_1}. \quad (16)$$

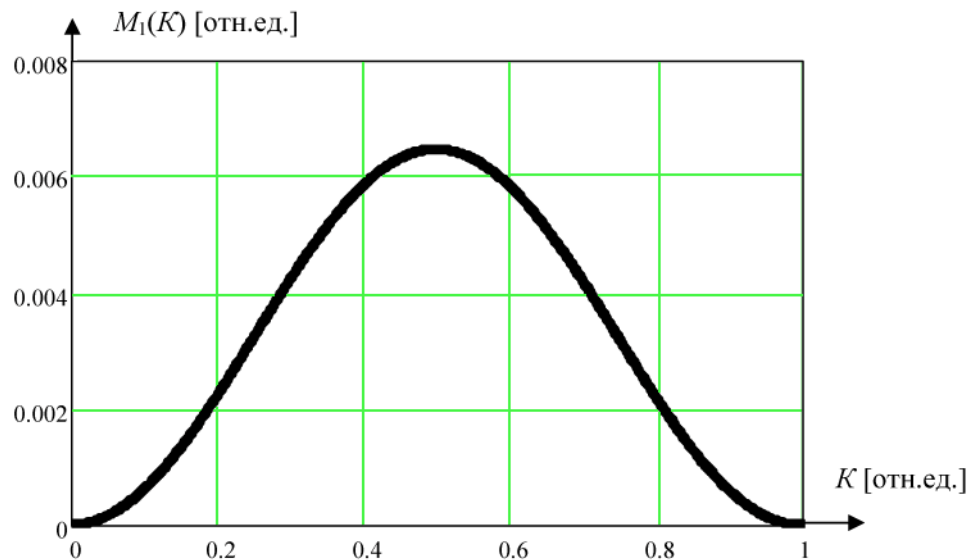


Рисунок 3 - Зависимость дифракционной эффективности первого максимума от отношения ширины полосы дифракционной решетки к ее периоду

Поскольку $M_1 < 10^{-3}$, а для K такие значения технологически недостижимы, можно утверждать, что $K \gg M_1 \Rightarrow 2K^2 \gg 2KM_1 - 2K^2M_1$. Пренебрегая малыми величинами, и с учетом обозначения для t выразим K :

$$K = \frac{a}{d} = \sqrt{\frac{M_1}{2 \left(1 - \cos \left(\frac{4\pi}{\lambda} \cdot \frac{h}{\cos \alpha} \right) \right)}}. \quad (17)$$

На основании соотношения (10), связывающего период решетки $2d$ с углом отклонения первого дифракционного максимума ψ , выражение для ширины полосы дифракционной решетки:

$$2a = \frac{\lambda}{\psi \cos \alpha} \sqrt{\frac{M_1}{2 \left(1 - \cos \left(\frac{4\pi}{\lambda} \cdot \frac{h}{\cos \alpha} \right) \right)}}. \quad (18)$$

Выражение (18) связывает 5 важнейших параметров системы: дифракционную эффективность M_1 , угол падения α , угол отклонения ψ первого дифракционного максимума, ширину a и глубины h полосы.

На рисунке 4 приведены рабочие характеристики ДОЭ - зависимости $2a = f(h)$, рассчитанные для значений $M_1=10^{-5}$, $\alpha = 3,5^\circ$, $\psi = 1, 5, 10, 15^\circ$.

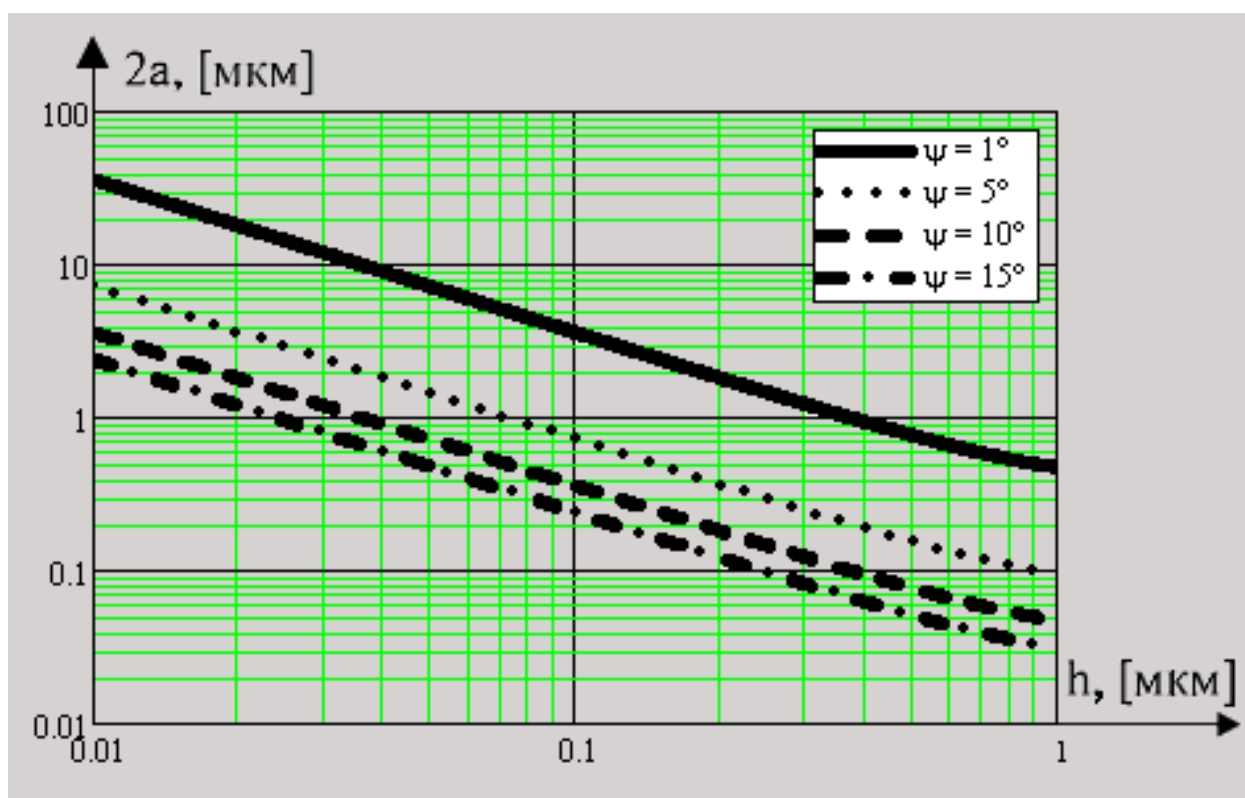


Рисунок 4 – Рабочие характеристики дифракционного оптического элемента для $M_1 = 10^{-5}$

Полученная рабочая характеристика (18) позволяют проанализировать возможность минимизации значения M_1 . Уменьшение значения M_1 достигается за счет уменьшения ширины $2a$ и глубины h полосы. Возможность минимизации M_1 ограничивается технологическими возможностями существующего производства. Отметим, что достижение значений $2a_{\min}$ на уровне единиц микрометров, а $h_{\min}$ на уровне десятых долей микрометра представляется вполне реальной технологической задачей. Это означает, что использование в качестве узла отвода излучения одного ДОЭ обеспечивает получение значений $K_{\text{он}} = M_1$ на уровне $K_{\text{он}} = 10^{-5} \dots 10^{-6}$.

Рассмотренная схема узла отвода на основе одного ДОЭ имеет один существенный недостаток. Как следует из (9), при изменении длины волны излучения изменяется угол дифракции, что вносит погрешности в результаты измерения угловых уводов оси пучка. Если излучение имеет широкий спектральный состав, то при отражении от зеркала с ДОЭ каждая спектральная составляющая будет иметь свой угол дифракции φ_{λ} . В результате пучок отводимого излучения РЛ размывается, и в некоторых случаях возникают проблемы с измерением его координат.

3. Исследование системы отвода, состоящей из двух дифракционных оптических элементов.

Возможное решение этой проблемы связано с использованием свойства пары последовательно установленных дифракционных решеток, имеющих одинаковые конструктивные параметры $(2a, 2d, h)$. На рисунке 5 показаны два ДОЭ. Излучение РЛ широкого спектрального состава $(\lambda_{\min}, \lambda_0, \lambda_{\max})$ падает под углом α_1 на ДОЭ1. Углы дифракции, φ_1 для первого дифракционного максимума каждой спектральной составляющей определяются из уравнения:

$$(\sin \varphi_{1,\lambda} - \sin \alpha_1) = \frac{\lambda}{2d}. \quad (19)$$

На ДОЭ2 каждая спектральная составляющая падает под углом $\alpha_{2,\lambda}$. Уравнение дифракции на втором ДОЭ имеет вид:

$$(\sin \varphi_{2,\lambda} - \sin \alpha_{2,\lambda}) = \frac{\lambda}{2d}. \quad (20)$$

Рассмотрим случай параллельного расположения плоскостей зеркал ДОЭ1 и ДОЭ2, для которого выполняется условие $\varphi_{1,\lambda} = \alpha_{2,\lambda}$. Вычитаем левые и правые части этих уравнений (19) и (20), и для каждой спектральной составляющей, получаем:

$$\sin \varphi_{2,\lambda} = \sin \alpha_1. \quad (21)$$

Это условие выполняется независимо от длины волны каждой спектральной составляющей. Следовательно, после дифракции на ДОЭ2 все спектральные составляющие распространяются параллельно.

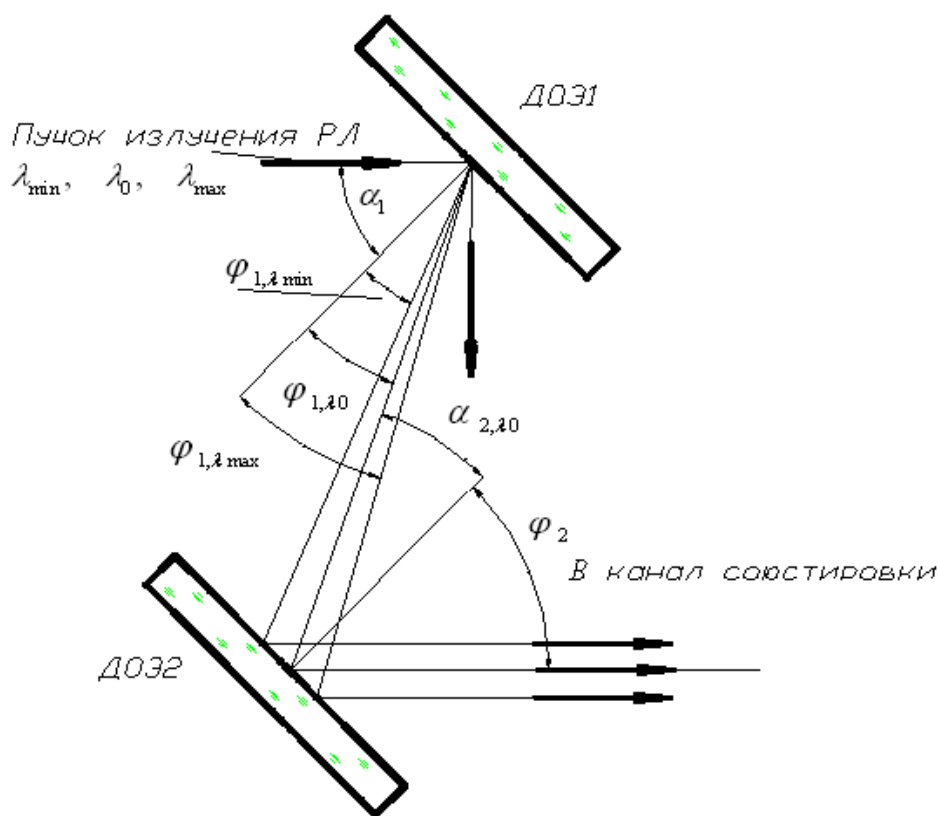


Рисунок 5 - Система из двух дифракционных оптических элементов

Таким образом, использование системы из двух ДОЭ для отвода излучения РЛ позволяет исключить проблемы, связанные с нестабильностью рабочей длины волны выводимого излучения, а также с его широким спектральным составом.

Коэффициент отвода излучения $K_{он}$ для такой системы определяется дифракционной эффективностью первой и второй решеток:

$$K_{он} = M_{11} \cdot M_{12}. \quad (22)$$

При значениях $M_1 = 10^{-3...-5}$ значение коэффициента отвода излучения составит $K_{он} = 10^{-6...-10}$. Таким образом, использование в узле сопряжения системы из двух параллельных ДОЭ обеспечивает как параллельность распространяющихся спектральных составляющих, так и достаточно малый коэффициент отвода излучения.

Рассмотрим некоторые особенности проектирования систем отвода излучения РЛ и измерения углового положения оси его пучка, построенных на основе двух ДОЭ. Пример такой системы показан на рисунке 6.

Пучок излучения РЛ отражается от зеркала 1, затем от зеркала 2 и распространяется далее в оптическом тракте системы.

На зеркале 1 выполнен ДОЭ1. При отражении от ДОЭ1 падающий пучок распадается на дифракционные порядки (см. рис. 6а), каждый из которых распространяется в

своём направлении. Для отвода излучения в системе контроля используется $k=+1$ – й порядок дифракционного спектра. Соответствующий ему пучок излучения падает на ДОЭ2 и дифрагирует на его структуре. В результате дифракции пучок так же распадается на порядки дифракционного спектра, которые распространяются каждый в своём направлении (см. рис. 6б).

Плоскости ДОЭ1 и ДОЭ2 параллельны, поэтому ось падающего на зеркало 1 (ДОЭ1) пучка излучения РЛ всегда остаётся параллельной оси пучка $k=-1$ порядка дифракционного спектра на ДОЭ2.

Излучение мощного (рабочего) лазера соответствует среднему инфракрасному диапазону. Для проведения юстировочных работ в системе предусмотрен дополнительный маркерный источник излучения, например полупроводниковый лазер, работающий на длине волны $0,65 \dots 0,69$ мкм.

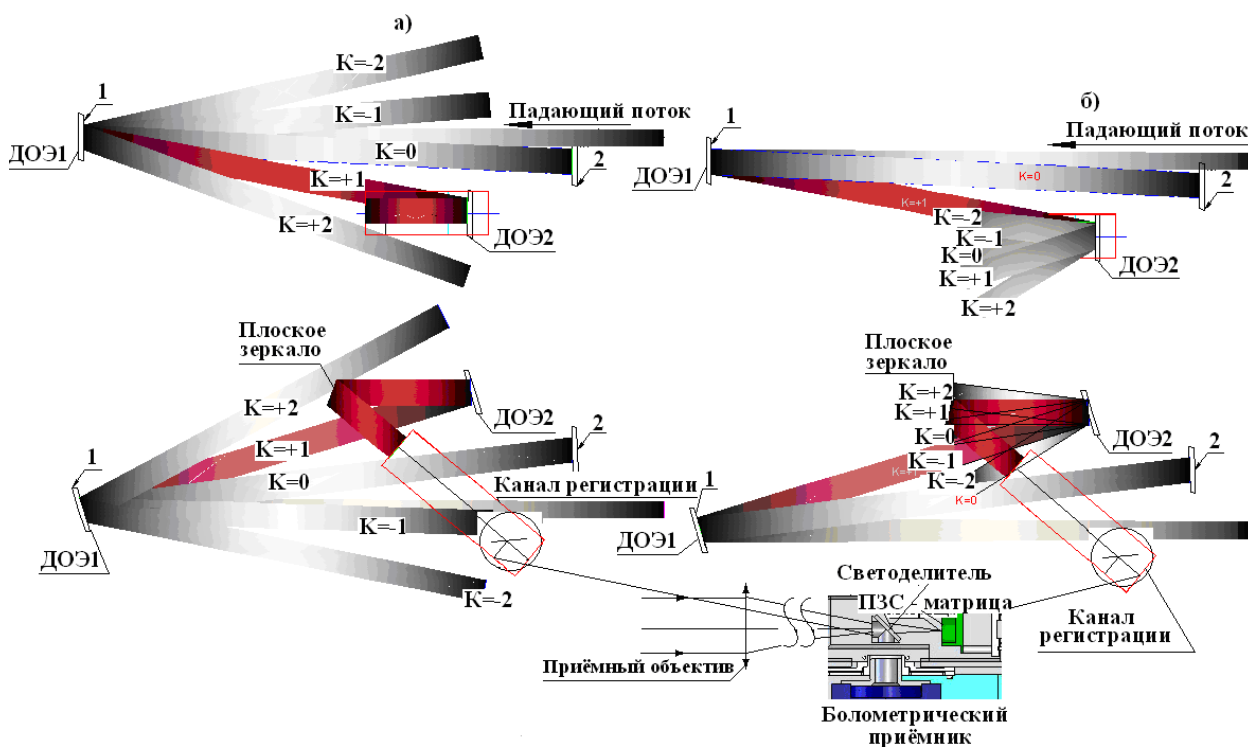


Рисунок 6 - Компонировка системы измерения углового рассогласования осей лазерных пучков на основе ДОЭ:

- а) распространение высших дифракционных порядков от первого ДОЭ;
- б) распространение высших дифракционных порядков от второго ДОЭ.

Если сечение пучка излучения РЛ имеет форму кольца, то пучок излучения маркерного лазера оптимально расположить в его центральной части, по оси. Тогда для отвода излучения на рабочих поверхностях двух ДОЭ наносятся по две дифракционные решётки с различными геометрическими параметрами и характеристиками (рисунок 7).

Внешняя кольцевая зона представляет собой дифракционную решетку, работающую на отражение мощного инфракрасного излучения РЛ, а внутренняя часть представляет собой дифракционную решетку, работающую с пучком излучения маркерного источника.

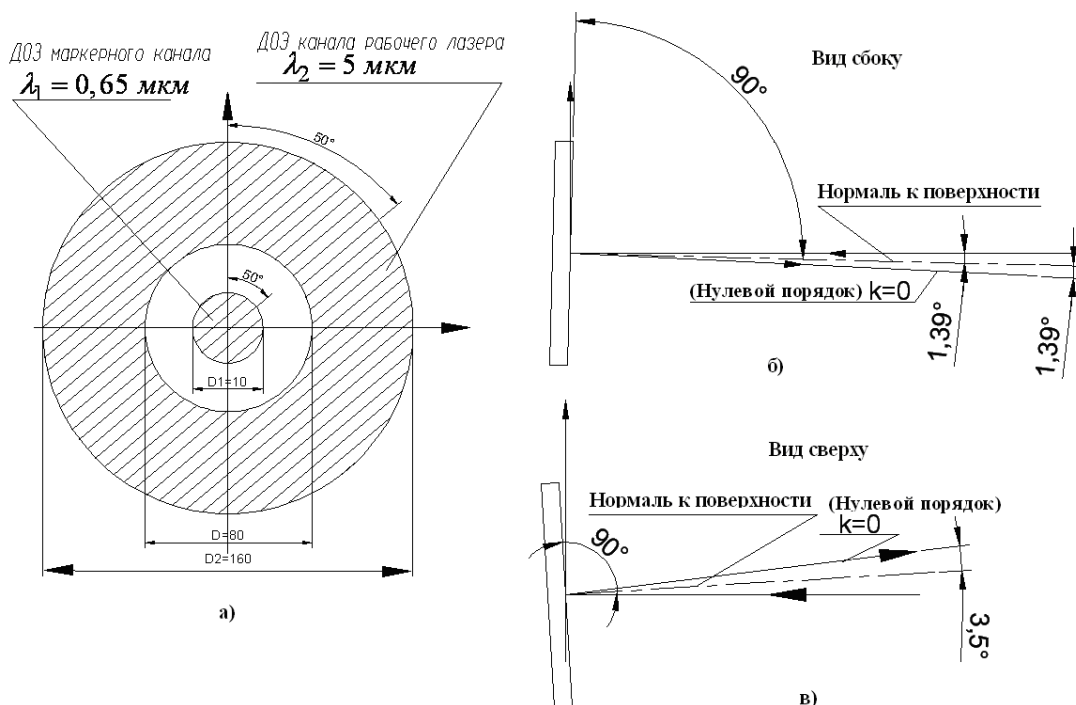


Рисунок 7 - Внешний вид ДОЭ:

а) геометрические размеры; б), в) углы дифракции ДОЭ (расположение ДОЭ в оптическом тракте в двух проекциях).

Плоскости ДОЭ1 и 2 развёрнуты по азимутальному углу на $\alpha = 3.5^\circ$, а по углу места на $\beta = 1.39^\circ$. Параллельный пучок лучей $k=-1$ порядка дифракции после ДОЭ2 при помощи дополнительного плоского зеркала вводится в канал регистрации с целью последующего измерения углового положения и рассогласования осей пучков излучения РЛ и МИ.

Канал регистрации представляет собой зеркальный объектив, в фокальной плоскости которого после спектрального светоделителя установлены два матричных фотоприёмника - болометрический приёмник и ПЗС – матрица. Регистрируемые с их помощью координаты положения осей пучков излучения РЛ и МИ передаются на единое вычислительное устройство, где происходит измерение их углового положения и взаимного рассогласования.

4. Компьютерное моделирование исследуемой системы

Оптическая схема представленной компоновки моделировалась в системе автоматизированного проектирования оптических систем (САПР) «Zemax». Подобный подход

достаточно эффективен при назначении конструкторско-технологических требований, как на каждый узел, так и на всю систему в целом. Он позволяет:

- 1) Определить, каким образом распространяются лазерные пучки основного и высших дифракционных порядков ($k = 0; \pm 1; \pm 2$) используемых ДОО и насколько критично их распространение в окружающем пространстве по отношению к другим элементам системы;
- 2) Провести анализ погрешностей установки двух ДОО (исследовать влияние их взаимной разъюстировки на точностные характеристики системы);
- 3) Исследовать влияние ширины спектрального состава излучения РЛ и МИ на точностные характеристики системы.

Распространяющиеся в оптическом тракте высшие порядки дифракционного спектра могут привести к нежелательным эффектам, связанным с взаимодействием лазерного излучения с оптико-механическими элементами системы, а так же возникновению паразитных бликов в приёмном оптико-электронном тракте. Моделирование в САПР «Zemax» позволяет определить рациональное расположение ловушек излучения, чтобы исключить подобные эффекты.

Компьютерное моделирование позволяет также исследовать влияния на точностные характеристики системы отвода взаимных разъюстировок ДОО, прежде всего, непараллельность положения плоскостей ДОО1 и ДОО2. Моделирование азимутального и угломестного взаимного разворота плоскостей ДОО в пределах нескольких минут угловых минут показывает, что угловое направление осей пучков излучения РЛ с МИ изменяется, но, что особенно важно, величина их углового рассогласования остаётся неизменной. Это свидетельствует о надёжности и устойчивости предложенной системы к внешним возмущающим воздействиям.

В качестве примера РЛ рассмотрим СО лазер, генерирующий излучение на длинах волн 5,0884 мкм, 5,1559 мкм, 5,225 мкм, 5,2847 мкм, 5,3569 мкм, а в качестве МИ – полупроводниковый лазер с рабочей длиной волны 0,65 мкм и шириной спектра 20 нм. Рассмотрим учёт ширины спектральной линии РЛ для двух характерных случаев, когда излучение не имеет расходимость и когда оно распространяется с определённой расходимостью.

Представленный ниже рисунок 8а иллюстрирует случай параллельных пучков излучения РЛ и МИ. Оба пучка собираются в фокальной плоскости приемного объектива в компактные пятна. Их положение на матричном фотоприемнике, а следовательно и взаимные рассогласования могут быть однозначно определены.

Рисунок 8б иллюстрирует случай расходящихся пучков. Как видно, плоскость наилучшей установки удалена от фокальной плоскости приемного объектива. Оси пучков

излучения, соответствующих отдельным спектральным линиям, оказываются смещенными друг относительно друга после ДОЭ2 на входе приемного объектива. В результате в плоскости наилучшей установки регистрируются серия пятен, каждое из которых соответствует своей спектральной линии. Если для МИ этот эффект неярко выражен, то для РЛ наблюдается серия отдельных пятен. Этот эффект необходимо учитывать при проектировании системы.

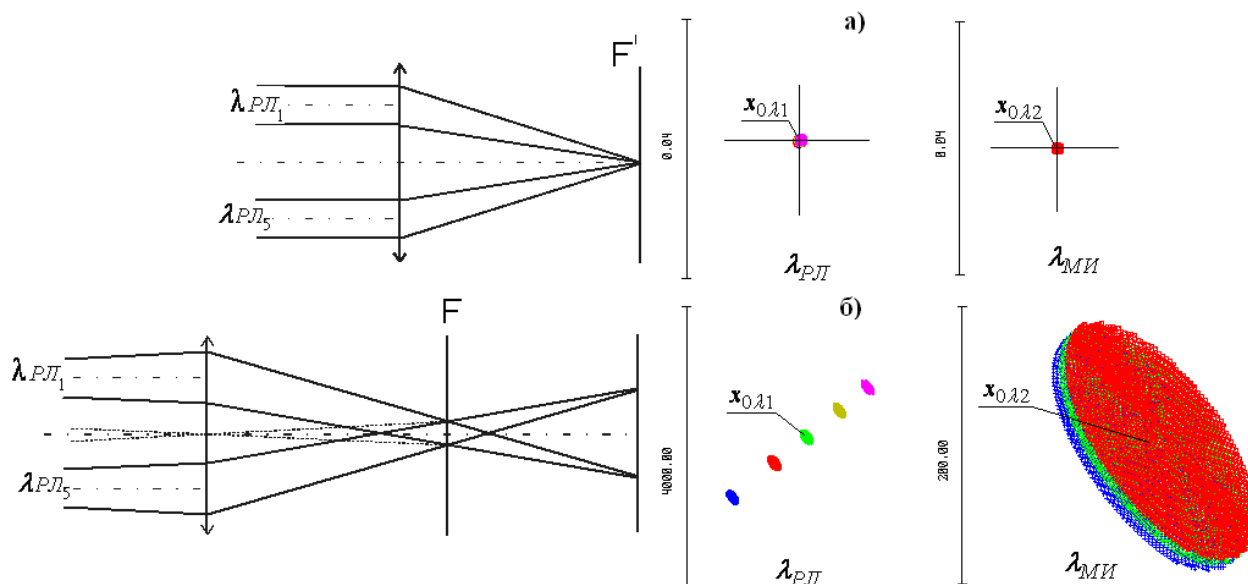


Рисунок 8 - Ход лучей и их геометрические точки схода:

- а) при параллельном (без расходимости) падающем оптическом пучке на первый ДОЭ;
- б) при расходящемся падающем оптическом пучке на первый ДОЭ.

Выводы

В целом можно заключить, что система отвода излучения на основе двух ДОЭ отличается минимальными значениями коэффициента K_{OI} отвода излучения, высокой точностью измерений и устойчивостью к внешним возмущающим воздействиям, что делает ее перспективной для использования в системах контроля углового положения оси пучка излучения РЛ.

Список литературы

1. Н.В.Барышников. Разработка и исследование устройств параллельного переноса пучка излучения для систем автоюстировки каналов лазерных локационных станций. Измерительная техника. №4 2011г. Стр. 65-70.
2. Барышников Н.В., Карачунский В.В., Козинцев В.И., Румянцев А.С., Худяков Д.В.. Разработка и экспериментальные исследования оптико-электронной системы автоюстировки.

Тезисы докладов III научно-технической конференции «Радиооптические технологии в приборостроении», 12-16 сентября 2005г., г. Сочи, Россия, с.172 – 177.

3. Барышников Н.В. Использование полунатурных методов моделирования при проектировании сложных лазерных оптико-электронных систем //technomag.edu.ru:Наука и Образование: электронное научно-техническое издание. 2011. выпуск 2. URL <http://technomag.edu.ru/doc/166411.html> (дата обращения 12.04.11)
4. Борн М. Основы оптики. / М.Борн, Э.Вольф. – М.: Наука – 1970. – С.432. – 855С.
5. Пейсахсон И.В. Оптика спектральных приборов. Изд. 2-е, доп. и перераб., Л., «Машиностроение» (Ленингр. отд-ние), 1975.