

ДВОЙНОЙ МОНОХРОМАТОР С НЕКЛАССИЧЕСКИМИ ВОГНУТЫМИ ДИФРАКЦИОННЫМИ РЕШЕТКАМИ

Г. П. Старцев и А. В. Савушкин

Предложена простая оптическая схема двойного монохроматора с вогнутыми дифракционными решетками нового типа. Рассмотрены различные варианты оптимизации схемы с использованием вогнутых решеток с переменным шагом нарезки, изменяющимся по линейному закону, и голографических решеток. Определены параметры схемы, при которых качество изображения спектра получается наилучшим.

Широкими возможностями компенсации aberrаций обладают неклассические вогнутые дифракционные решетки с переменным шагом или с искривленными штрихами, а также голографические решетки различных типов [1, 2]. Применение неклассических вогнутых решеток позволяет построить новые приборы с упрощенными оптическими и кинематическими схемами [3, 4]. В качестве примера рассмотрим оптическую схему двойного

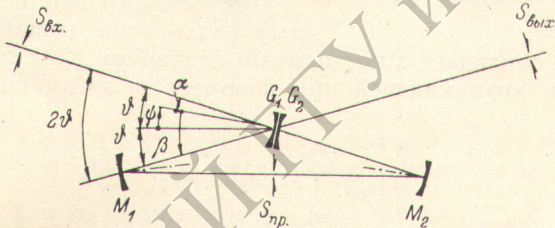


Рис. 1. Оптическая схема двойного монохроматора.

G_1 и G_2 — вогнутые дифракционные решетки; $S_{вх.}$, $S_{вых.}$ и $S_{пр.}$ — входная, выходная и промежуточная щели; M_1 и M_2 — зеркала.

монохроматора с неклассической решеткой, представленную на рис. 1 [5]. Вогнутые решетки G_1 и G_2 расположены на одном поворотном столике, что обеспечивает синхронность их поворота при сканировании спектра. Входная $S_{вх.}$, выходная $S_{вых.}$ и промежуточная $S_{пр.}$ щели неподвижны. Число отражающих поверхностей невелико: кроме двух решеток имеется два зеркала M_1 и M_2 . Схема обеспечивает сложение дисперсий обеих решеток.

Для определения параметров схемы и решеток рассмотрим простой монохроматор и воспользуемся функцией F оптического пути вогнутой решетки [1, 6, 7]

$$F = \sum_{ijk} F_{ijk} Y^i Z^j, \quad (1)$$

где F_{ijk} — члены разложения функции оптического пути по степеням i , j координат Y и Z точки падения луча на поверхность решетки (ось X совпадает с нормалью в вершине решетки). Возможны несколько случаев оптимизации параметров схемы.

Минимизация расфокусировки по трем параметрам схемы

Для простого монохроматора с неподвижными щелями справедливы соотношения $r, r' = \text{const}$, $2\vartheta = \alpha - \beta = \text{const}$, $\alpha = \vartheta + \psi$, $\beta = -\vartheta + \psi$, где r — расстояние от центра входной щели до вершины решетки, r' — расстояние от вершины решетки до центра выходной щели, 2ϑ — угол отклонения, α и β — углы падения и дифракции, ψ — угол между биссектрисой угла отклонения и нормалью к решетке. С целью уменьшения астигматизма угол отклонения 2ϑ выбираем малым, а расфокусировку, возникающую при сканировании спектра, уменьшаем благодаря оптимальному выбору параметров схемы и решетки.

Выражение для фокусировки лучей, идущих в меридиональной плоскости, как для голографической решетки, так и для решетки с переменным шагом нарезки имеет вид

$$F_{200} = \rho \cos^2 \alpha + \rho' \cos^2 \beta - (\cos \alpha + \cos \beta) + A_{200} (\sin \alpha + \sin \beta) = 0, \quad (2)$$

где $\rho = R/r$, $\rho' = R/r'$, R — радиус кривизны решетки, r — расстояние от вершины решетки до изображения входной щели, $A_{200} = (\rho \cos^2 \gamma - \rho_D \cos^2 \delta + \cos \delta - \cos \gamma)(\sin \delta - \sin \gamma)^{-1}$ для голографической решетки. Величина A_{200} определяется параметрами записи решетки $\rho = R/l_C$, γ , $\rho_D = R/l_D$ и δ (рис. 2), $A_{200} = \rho R$ для решетки с переменным шагом нарезки, изменяющимся по линейному закону: $\delta = \sigma_0 (1 + \mu Y)$, где σ_0 — расстояние между соседними штрихами в вершине решетки (при $Y=0$) [1].

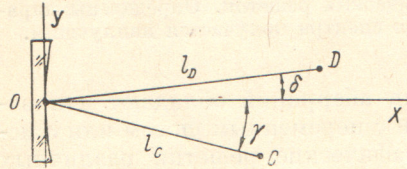


Рис. 2. Схема записи голографической решетки.

C и D — точечные источники света.

При сканировании спектра простым разворотом решетки величина r' изменяется и не совпадает с постоянным значением r' . Условие минимума расфокусировки, возникающей при повороте решетки на углы от ψ_1 до ψ_2 , имеет вид

$$I_{200} = \int_{\psi_1}^{\psi_2} F_{200}^2 d\psi = \min, \quad (3)$$

где $F_{200} \neq 0$ представляет собой выражение (2) с фиксированными значениями ρ и ρ' .

Потребовав обращения в нуль частных производных от I_{200} , по искомым параметрам схемы (ρ , ρ' , A_{200}) получим уравнения, позволяющие найти наилучшие в указанном смысле значения этих параметров

$$\frac{\partial I_{200}}{\partial \rho} = 0, \quad \frac{\partial I_{200}}{\partial \rho'} = 0, \quad \frac{\partial I_{200}}{\partial A_{200}} = 0. \quad (4)$$

Система уравнений (4) была решена для угла отклонения $2\vartheta = 16^\circ$, области спектра $\lambda = 400 - 800$ нм, решетки с $N = 600$ штр/мм, работающей в $m = -1$ порядке. Оптимальные параметры схемы $\rho = -4.731811$, $\rho' = -6.741086$ и $A_{200} = -1.684015$. Отрицательное значение ρ указывает на то, что решетка должна устанавливаться в сходящемся пучке лучей, для чего необходимо дополнительное зеркало. В этом случае условие фокусировки выполняется с высокой точностью во всем диапазоне сканирования спектра, что проиллюстрировано в табл. 1 для решетки с $R = 3000$ мм.

Рассмотрим качество изображения спектра, даваемое вогнутой сферической решеткой с переменным шагом нарезки, изменяющимся по линейному закону, считая, что сходящийся пучок, падающий на решетку, является гомоцентрическим. Такой пучок может быть получен с помощью эллипсоидального зеркала. Результаты точного расчета хода лучей, идущих

Таблица 1

ψ°	$r', \text{ мм}$	ψ°	$r', \text{ мм}$	ψ°	$r', \text{ мм}$
-6.960	445.020	-9	445.038	-12	445.026
-7.7	445.032	-10	445.035	-13.2	445.032
-8	445.034	-11	445.030	-14.026	445.045

Таблица 2

Y	Z	$\lambda = 400 \text{ нм}$	$\lambda = 600 \text{ нм}$	$\lambda = 800 \text{ нм}$
		$\delta y', \text{ мм}$	$\delta y', \text{ мм}$	$\delta y', \text{ мм}$
25	0	-0.435	-0.615	-0.788
15		-0.157	-0.222	-0.286
0		0	0	0
-15		-0.162	-0.227	-0.291
-25		-0.452	-0.636	-0.817

щих в меридиональной плоскости из центральной точки входной щели, приведены в табл. 2. Методика расчета описана в [8].

Такое низкое качество изображения обусловлено большой величиной меридиональной комы. Причем, если в простом монохроматоре для одной длины волны кома может быть скомпенсирована соответствующим выбором угла падения на зеркало, то в двойном монохроматоре накладывается дополнительная связь на выбор этого угла, а именно он равен одной четвертой от угла отклонения. Астигматизм в этой схеме мал. Коэффициент астигматизма первого порядка изменяется в пределах $K=0.006-0.013$. Далее произведем минимизацию комы.

Минимизация расфокусировки и меридиональной комы

Выражение для меридиональной комы вогнутой сферической решетки с переменным шагом, изменяющимся по линейному закону, имеет вид

$$F_{300} = \rho \sin \alpha \cos \alpha (1 - \rho \cos \alpha) + \rho' \sin \beta \cos \beta (1 - \rho' \cos \beta) - \left(\frac{2}{3}\right) A_{200}^2 (\sin \alpha + \sin \beta) = 0. \quad (5)$$

Минимальная кома во всем диапазоне сканирования определяется из условия

$$I_{300} = \int_{\psi_1}^{\psi_2} F_{300}^2 d\psi = \min. \quad (6)$$

Минимизируем кому по одному из параметров схемы, например по ρ . Тогда оптимальные параметры схемы могут быть найдены решением следующей системы уравнений:

$$\frac{\partial I_{200}}{\partial \rho'} = 0, \quad \frac{\partial I_{200}}{\partial A_{200}} = 0, \quad \frac{\partial I_{300}}{\partial \rho} = 0. \quad (7)$$

Решение системы уравнений (7) для вышеуказанных исходных данных дает следующие параметры схемы: $\rho=0.953490$, $\rho'=1.037161$, $A_{200}=-0.177368$. При радиусе решетки $R=500$ мм остаточная дефокусировка, как видно из табл. 3, значительно больше, чем в первом случае, но по

Таблица 3

ψ°	$r', \text{ мм}$
-6.960	481.016
-8.45	482.088
-10.50	482.633
-12.52	482.086
-14.026	480.735

абсолютной величине мала, и, как показывает точный расчет хода лучей, приведенный в табл. 4, поперечные составляющие аберраций значительно меньше. Астигматизм возрос, но по абсолютной величине остался невелик: $K=0.024-0.067$. Расчет произведен для точек с максимальной остаточной дефокусировкой ($\lambda=400, 600, 800$ нм) и точек, где она отсутствует ($\lambda=485, 715$ нм).

Таблица 4

Y	Z	λ , нм				
		400	485	600	715	800
		$\delta Y'$, мм				
25	0	0.040	-0.009	-0.029	0.007	0.069
15		0.028	-0.003	-0.017	0.003	0.038
0		0	0	0	0	0
-15		-0.037	-0.003	0.016	0.004	-0.026
-25		-0.066	-0.007	0.027	0.010	-0.036

Симметричная схема
двойного монохроматора

Оптическую схему двойного монохроматора можно упростить, если составить ее из двух симметричных простых монохроматоров. Тогда вогнутые зеркала M_1 и M_2 можно заменить на плоские (рис. 1). Параметры схемы определяются из системы уравнений

$$\frac{\partial I_{200}}{\partial \bar{\rho}'} = 0, \quad \frac{\partial I_{200}}{\partial A_{200}} = 0, \quad \rho = \bar{\rho}'. \quad (8)$$

Решение системы уравнений (8) для рассматриваемых исходных данных дает следующие параметры схемы: $\rho = \bar{\rho}' = 0.995256$, $A_{200} = -0.166305$. Здесь остаточная дефокусировка такая же, как в предыдущем случае. Незначительное увеличение комы практически не сказывается на качестве изображения спектра, так как оно определяется величиной остаточной расфокусировки. В табл. 5 приведены результаты точного расчета хода лучей в данной схеме с решеткой $R=500$ мм.

Таблица 5

Y	Z	λ , нм				
		400	485	600	715	800
		$\delta y'$, мм				
25	0	0.065	0.013	-0.008	0.028	0.093
15		0.037	0.005	-0.010	0.010	0.047
0		0	0	0	0	0
-15		-0.030	0.005	0.025	0.011	-0.020
-25		-0.047	0.015	0.050	0.032	-0.017

Величина коэффициента астигматизма остается прежней: $K=0.025-0.069$.

Использование голографической решетки

Вернемся к рассмотрению оптической схемы, параметры которой ρ и $\bar{\rho}'$, а также неравномерность шага решетки определены решением системы уравнений (4). Условия фокусировки в ней выполняются с высокой

точностью во всем диапазоне сканирования спектра. Меридиональная кома, дающая основной вклад в поперечные aberrации, может быть уменьшена применением голографической решетки с надлежащими параметрами записи. Нахождение оптимальных параметров записи решетки далее сделано по методике, предложенной в [9], с учетом замечаний, высказанных в [2].

Выражение для меридиональной комы голографической сферической решетки имеет вид

$$F_{300} = \rho \sin \alpha \cos \alpha (\rho \cos \alpha - 1) + \rho' \sin \beta \cos \beta (\rho' \cos \beta - 1) + A_{300} (\sin \alpha + \sin \beta) = 0, \quad (9)$$

где

$$A_{300} = [\rho_C \sin \gamma \cos \gamma (\rho_C \cos \gamma - 1) - \rho_D \sin \delta \cos \delta (\rho_D \cos \delta - 1)] (\sin \delta - \sin \gamma)^{-1}.$$

Тогда оптимальное значение A_{300} находится из уравнения

$$\frac{\partial I_{300}}{\partial A_{300}} = 0, \quad \text{где } I_{300} = \int_{\psi_1}^{\psi_2} \bar{F}_{300}^2 d\psi, \quad (10)$$

а \bar{F}_{300} представляет собой выражение (9) с фиксированными значениями ρ и ρ' .

Минимизируем также астигматизм. Член, выражающий условие фокусировки лучей, идущих в сагиттальной плоскости, имеет вид

$$F_{020} = \rho - \cos \alpha + \rho' - \cos \beta + A_{020} (\sin \alpha + \sin \beta) = 0, \quad (11)$$

где $A_{020} = (\rho_C - \cos \gamma - \rho_D + \cos \delta) (\sin \delta - \sin \gamma)^{-1}$. Тогда значение A_{020} , при котором астигматизм будет минимален во всей рабочей области спектра, находится из уравнения

$$\frac{\partial I_{020}}{\partial A_{020}} = 0, \quad \text{где } I_{020} = \int_{\psi_1}^{\psi_2} \bar{F}_{020}^2 d\psi, \quad (12)$$

а \bar{F}_{020} представляет выражение (11) с фиксированными значениями ρ и ρ' .

Оптимальные параметры записи голографической решетки находятся решением следующей системы уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \sin \delta - \sin \gamma &= \lambda_0 / \sigma_0, \\ (\rho_C \cos \gamma - 1) \cos \gamma - (\rho_D \cos \delta - 1) \cos \delta &= (\lambda_0 / \sigma_0) A_{200}, \\ \rho_C - \cos \gamma + \rho_D + \cos \delta &= (\lambda_0 / \sigma_0) A_{020}, \\ \rho_C \sin \gamma \cos \gamma (\rho_C \cos \gamma - 1) - \rho_D \sin \delta \cos \delta (\rho_D \cos \delta - 1) &= (\lambda_0 / \sigma_0) A_{300}. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

где λ_0 — длина волны записывающего лазера, σ_0 — эффективная постоянная решетки, т. е. постоянная в вершине решетки (при $Y=0$).

Используя решение системы уравнений (4), (10) и (12), решение системы (13) для $\lambda_0=488$ нм дает два ряда корней: $\gamma=-16.7485^\circ$, $\rho_C=-6.557774$, $\delta=0.2652^\circ$, $\rho_D=6.548826$ и $\gamma=1.1629^\circ$, $\rho_C=-5.475428$, $\delta=18.2459^\circ$, $\rho_D=-5.576856$. В первом случае заготовка решетки должна устанавливаться в расходящихся когерентных световых пучках, а во втором — в сходящихся. Результаты точного расчета хода лучей с решеткой, полученной в расходящихся пучках, приведены в табл. 6 (для схемы с $R=3000$ мм, $\rho=-4.731811$, $\rho'=6.741086$). Методика расчета описана в [10, 11]. Здесь также решетка стоит в сходящемся гомоцентрическом пучке.

Сравнивая результаты расчетов, приведенных в табл. 2 и 6, можно заключить, что в данной схеме поперечные составляющие aberrаций для голографической решетки в десятки раз меньше, чем для решетки с переменным шагом, изменяющимся по линейному закону. Астигматизм практически равен нулю во всей рабочей области спектра ($K=0.0002-0.0005$). Данные табл. 4—6 показывают, что для краев и середины рабочего интервала длин волн поперечные составляющие aberrаций для голографической

Таблица 6

Y	Z	λ , нм				
		400	485	600	715	800
		$\delta y'$, мм				
25	0	0.048	0.035	0.016	-0.010	-0.034
15		0.016	0.011	0.004	-0.005	-0.014
0		0	0	0	0	0
-15		0.013	0.008	0.001	-0.008	-0.016
-25		0.029	0.019	-0.001	-0.026	-0.047

Таблица 7

Y	Z	λ , нм				
		400	485	600	715	800
		$\delta y'$, мм				
25	0	0.026	0.004	-0.027	-0.003	0.050
15		0.036	0.001	-0.016	-0.001	0.031
0		0	0	0	0	0
-15		-0.032	0.002	0.017	-0.001	-0.037
-25		-0.051	0.004	0.030	-0.003	-0.064

решетки в два с лишним раза меньше, чем для решеток с переменным шагом в схемах, параметры которых определяются решением (7) или (8).

Вогнутую голографическую решетку можно использовать и в симметричной схеме двойного монохроматора, параметры которой находятся решением системы (8). Оптимальные параметры записи голографической решетки находятся аналогично рассмотренному выше случаю, т. е. из условий минимальных остаточной расфокусировки, астигматизма и меридиональной комы. В табл. 7 приведены результаты точного расчета хода лучей в симметричной схеме ($\rho = \bar{\rho}' = 0.995256$, $2\theta = 16^\circ$, $R = 500$ мм) для решетки со следующими параметрами записи ($\lambda_0 = 488$ нм): $\gamma = -17.0640^\circ$, $\rho_c = 0.991240$, $\delta = -0.0367$, $\rho_D = 0.998604$.

Сравнение поперечных aberrаций, представленных в табл. 5 и 7, которые рассчитаны для симметричной схемы, показывает, что последние значительно меньше у голографических решеток для длин волн $\lambda = 485$ и 715 нм, соответствующих точкам, в которых расфокусировка отсутствует. Для длин волн $\lambda = 400$, 600 и 800 нм поперечные составляющие aberrаций примерно одинаковы, так как в основном определяются остаточной расфокусировкой, одинаковой как для голографической решетки, так и для решетки с переменным шагом нарезки. Астигматизм практически отсутствует: $K = 0.006 - 0.009$.

Выводы

Рассмотрев различные варианты оптимизации оптической схемы двойного монохроматора с использованием неклассической вогнутой сферической дифракционной решетки, можно сделать вывод о том, что возможно построение простой с точки зрения оптики и кинематики схемы, причем, если использовать решетку с переменным шагом нарезки, изменяющимся по линейному закону, то параметры схемы должны определяться решением (8). Если использовать голографическую решетку, то параметры схемы и решетки должны определяться из (4), (10), (12) и (13).

Реальную разрешающую способность можно приблизить к теоретической, если при сканировании спектра перемещать выходную щель двой-

ного монохроматора в пределах ± 1.8 мм. Тогда параметры схемы с решеткой с переменным шагом нарезки, изменяющимся по линейному закону, должны определяться из (7), а параметры схемы с голографической решеткой — из (8), а также из (10), (12) и (13).

Небольшое количество оптических деталей при применении высокоотражающих покрытий дает возможность использовать предложенную схему для работы в области вакуумного ультрафиолета до 120—100 нм, лучшую концентрацию света в этой области спектра обеспечивают решетки, нарезаемые механически. Причем хорошее качество изображения спектра при неподвижных щелях может быть получено в схеме, параметры которой определяются решением (4) с вогнутой решеткой с переменным шагом нарезки, изменяющимся не по линейному закону.

Литература

- [1] И. В. Пейсахсон. Оптика спектральных приборов. «Машиностроение». Л., 1975.
- [2] Ю. В. Бажанов. Автореф. канд. дисс., Л., 1978.
- [3] D. L e r e g. Nouv. Rev. d'Opt., 6, 173, 1975.
- [4] В. В. Афанасьев, А. В. Савушкин, Г. П. Старцев. Опτικο-механич. промышл., № 6, 52, 1977.
- [5] А. В. Савушкин, Г. П. Старцев. Бюлл. изобр. № 12, Автор. свид. № 600401, 1978.
- [6] T. N a m i o k a. J. Opt. Soc. Am., 49, 446, 951, 1959.
- [7] H. N o d a, T. N a m i o k a, M. S e y a. J. Opt. Soc. Am., 64, 1031, 1974.
- [8] И. В. Пейсахсон, Л. А. Нестеренко. Ж. прикл. спектр., 24, 356, 1976.
- [9] H. N o d a, T. N a m i o k a, M. S e y a. J. Opt. Soc. Am., 64, 1043, 1974.
- [10] H. N o d a, T. N a m i o k a, M. S e y a. J. Opt. Soc. Am., 64, 1037, 1974.
- [11] Г. Г. Парицкая, В. Е. Медведев. Опτικο-механич. промышл., № 3, 25, 1975.

Поступило в Редакцию 9 ноября 1978 г.