

(рис. 3) полихроматоры и контроллеры трех маломассогабаритных оптических датчиков (МОД-4 и двух МОД-5) размещены в алюминиевом корпусе формата 1U CubeSat размером  $10 \times 10 \times 10$  см. При этом для реализации методики измерений в надирной и касательной геометрии два объектива полихроматоров МОД на спектральный диапазон 300 - 500 и 470 - 500 нм направлены в надир, а третий объектив полихроматора на спектральный диапазон 300 - 450 нм направлен с помощью углового фокона под  $30^\circ$

вниз относительно вектора скорости полета и в плоскости орбиты спутника.

Маломассогабаритные оптические датчики для регистрации спектров высокого разрешения и изображений с орбит высотой 510-550 км позволят получить новые знания об изменении климата Земли на основе проведения регулярных измерений содержания  $\text{NO}_2$ ,  $\text{O}_3$  и др. малых газовых составляющих тропосферы Земли с образовательных и исследовательских микро- и наноспутников.

УДК 53.082.5:621.373.826

### УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ПРОГРАММЫ ДЛЯ ПРОФИЛОМЕТРА С НАКЛОННЫМ ПАДЕНИЕМ СКАНИРУЮЩЕГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА

Рыжевич А.А.<sup>1,2</sup>, Балыкин И.В.<sup>1,2</sup>, Машенко А.Г.<sup>1</sup>, Смирнов А.Г.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики НАН Беларуси, Минск, Республика Беларусь

<sup>2</sup> Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь

В задачах бесконтактной оптической профилометрии различных поверхностей в качестве рабочего инструмента зачастую используются лазерные световые пучки. В работе [1] рассмотрена оригинальная конструкция профилометра, использующего сфокусированный цилиндрической линзой лазерный пучок, направленный не по нормали к приближенно плоской поверхности объекта, для исследования профиля этой поверхности. Суть предложенного в [1] профилометрического метода состоит в определении величины смещения  $\Delta L$  участка поверхности объекта от прямолинейной образующей по величине поперечного смещения  $\Delta l$  светового пятна в виде полосы с помощью CCD-камеры, оснащенной микроскопом. Для измерения величины смещения полосы был использован алгоритм, основанный на построении аппроксимации усредненного поперечного профиля интенсивности излучения одномерной функцией Гаусса. Однако в силу того, что в используемой схеме излучение падает на поверхность под углом, профиль интенсивности световой полосы на исследуемой поверхности в общем случае отличается от симметричного гауссова, и максимум найденной аппроксимирующей симметричной функции Гаусса, по которому определяется положение полосы, не совпадает с истинным максимумом профиля интенсивности, из-за чего точность измерений уменьшается.

Настоящая работа посвящена усовершенствованию программы для указанного профилометрического устройства путем нахождения аппроксимирующей функции, более точно описывающей профиль интенсивности световой полосы на поверхности исследуемого объекта.

Интенсивность рассеянного излучения в рассмотренной схеме пропорциональна интенсивности падающего, поэтому для построения аппрок-

симирующей функции необходимо получить выражение для поперечного профиля интенсивности пучка в месте «соприкосновения» с поверхностью.

Интенсивность в перетяжке гауссова пучка [1] задается выражением:

$$I(\rho, z) = I_0(z) \exp\left(-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}\right), \quad (1)$$

где  $\rho$  – радиальная координата,  $z$  – продольная координата ( $z=0$  соответствует фокальной плоскости линзы),  $w$  – половинная ширина пучка по уровню  $1/e^2$  (рис. 2 [3]). При этом:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2} \quad \text{или} \quad (2)$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{b}\right)^2},$$

где  $w_0$  – половинная ширина пучка по уровню  $1/e$  в перетяжке,  $\lambda$  – длина волны излучения,  $b = \pi w_0^2 / \lambda$  – рэлеевская длина.

Для определения явного вида  $I_0(z)$  необходимо учесть закон сохранения энергии, который для «одномерного» пучка сфокусированного цилиндрической линзой можно записать в форме:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} I(z, \rho) d\rho = \text{const} = P \quad (3)$$

Отсюда следует, что:

$$I_0(z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{P}{w(z)} \quad (4)$$

Для определения параметра  $P$  использовано условие нормировки вида:

$$I(0, -f) = 1 \quad (5)$$

Суть его состоит в том, что интенсивность на оси пучка в плоскости линзы равна 1 относительной единице. Тогда:

$$I(0,-f) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{P}{w(-f)} = 1 \quad (6)$$

Откуда:

$$P = \sqrt{\frac{\pi}{2}} w(-f) \quad (7)$$

Значит,

$$I_0(z) = \frac{w(-f)}{w(z)} \quad (8)$$

$$I(\rho, z) = \frac{w(-f)}{w(z)} \exp\left(-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}\right) \quad (9)$$

Ширина пучка в перетяжке при фокусировке собирающей линзой определяется выражением:

$$w_0 = \frac{\lambda f}{\pi w_i}, \quad (10)$$

где  $f$  – фокусное расстояние,  $w_i$  – полуширина исходного пучка, падающего на линзу.

Для построения функции распределения интенсивности вдоль наклонной прямой, располагающейся в плоскости, содержащей ось пучка, вводится ось  $x$  (см. рис. 1).

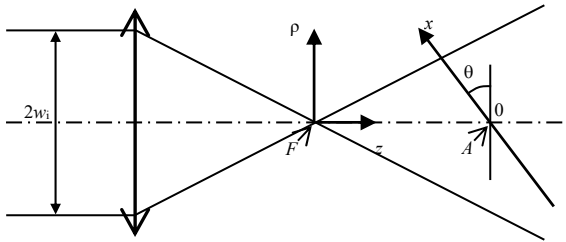


Рисунок 1 – Сечение гауссова пучка плоскостью падения

Расстояние от фокуса линзы до пересечения оси  $x$  с осью пучка (точка А) обозначено как  $z_A$ . Начало координат системы  $\rho Fz$  находится в точке фокуса линзы. Таким образом, координаты точки, лежащей на оси  $x$ , с использованием естественной параметризации записываются в виде:

$$\begin{cases} \rho = x \cos \theta \\ z = z_A - x \sin \theta \end{cases} \quad (11)$$

Подставляя (2) и (11) в (9) с учетом (10), получим:

$$I(x) = \exp\left(-\frac{2\pi^2 w_i^2 x^2 \cos^2 \theta}{f^2 \lambda^2 \left(1 + \frac{\pi^2 w_i^4 (z_A - x \sin \theta)^2}{f^4 \lambda^2}\right)}\right) \times \frac{\sqrt{1 + \frac{\pi^2 w_i^4}{f^2 \lambda^2}}}{\sqrt{1 + \frac{\pi^2 w_i^4 (z_A - x \sin \theta)^2}{f^4 \lambda^2}}} \quad (12)$$

Вводя обозначение  $C^2 = \frac{\pi^2 w_i^4}{f^4 \lambda^2}$ , имеем:

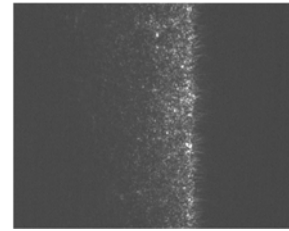
$$I(x) = \exp\left(-\frac{2C^2 f^2}{w_i^2} \frac{(x \cos \theta)^2}{1 + C^2 (z_A - x \sin \theta)^2}\right) \times \frac{\sqrt{1 + C^2 f^2}}{\sqrt{1 + C^2 (z_A - x \sin \theta)^2}} \quad (13)$$

Отсюда получаем выражение для модели аппроксимации:

$$I(x, z_A, A, B, C, D, \theta) = A \cdot \exp\left(-\frac{2C^2 f^2}{w_i^2} \frac{((x - B) \cos \theta)^2}{1 + C^2 (z_A - (x - B) \sin \theta)^2}\right) \times \frac{\sqrt{1 + C^2 f^2}}{\sqrt{1 + C^2 (z_A - (x - B) \sin \theta)^2}} + D \quad (14)$$

Количество свободных параметров в приведенной модели – 6. Для обеспечения устойчивости процедуры аппроксимации значения некоторых из этих параметров (например, угол  $\theta$ ) фиксируются на основании априорных сведений.

Пример применения формулы (14) для аппроксимации экспериментальных данных, полученных для экспериментального лазерного пучка с параметрами  $w_i = 5$  мм,  $f = 30$  мм,  $\lambda = 635$  нм, угол падения  $\theta = 45^\circ$  приведен на рис. 2.



а



б

Рисунок 2 – Исследование профиля светового пятна при наклонном падении одномерного гауссова пучка: световое пятно на поверхности в виде полосы, полученное экспериментально (а), аппроксимация усредненного распределения интенсивности гауссианом и функцией (14) (б)

На рисунке 2(а) показано изображение светового пятна в виде полосы, наблюдаемое в микроскоп. В качестве исходных данных, по которым строится аппроксимирующая функция (рисунк 2(б)), используется усредненный по строкам профиль интенсивности изображения