

УДК 537.874

О НЕЛИНЕЙНЫХ АБЕРРАЦИЯХ ПРИ САМООТКЛОНЕНИИ
СВЕТОВОГО ПУЧКА В ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДЕ

В. А. Трофимов

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Распространение светового пучка в движущейся среде представляет большой интерес в задачах оптического зондирования атмосферы и передачи информации. До настоящего времени теоретический анализ распространения оптического пучка в движущейся среде основывался либо на безабберационном приближении [1, 3, 4], либо на использовании ЭВМ [2]. Использование методов нелинейной геометрической оптики дает возможность аналитически описать aberrации оптического излучения.

Как известно, уравнения распространения светового пучка в присутствии бокового движения среды имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} + iD \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + i\alpha_0 TA &= 0, \\ \frac{\partial T}{\partial x} &= |A|^2. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь A — комплексная амплитуда пучка, нормированная на ее пиковое значение, z — координата, вдоль которой происходит распространение светового пучка, нормированная на длину нелинейной среды L , D — отношение L к дифракционной длине $R_d = 2ka^2$, k — волновое число, a — начальный радиус пучка, x — поперечная координата, измеряемая в единицах a , α_0 характеризует нелинейность процесса, T — нормированное изменение температуры окружающей среды [2].

В случае распространения широкого пучка ($D \ll 1$), характеризуя световой пучок углом θ его наклона к оси z и мощностью P , заключенной в лучевой трубке радиуса x , $P = \int_{-\infty}^x |A|^2 d\xi$, и выполняя стандартные операции [1, 3], систему уравнений (1) преобразуем к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial z} + \theta \frac{\partial \theta}{\partial x} &= \alpha \frac{\partial P}{\partial x}, \\ \frac{\partial P}{\partial z} + \theta \frac{\partial P}{\partial x} &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\alpha = 2D\alpha_0$. Граничные условия в новых переменных запишутся следующим образом:

$$P(z=0, x) = P_0(x), \quad \theta(z=0, x) = 0.$$

Применяя преобразование годографа [5] к системе уравнений (2) и вводя функцию $\Psi = x - \theta z$, получим следующее уравнение для этой функции:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial P} = -\alpha \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \theta^2}. \quad (3)$$

Решение (3) можно записать в виде

$$\Psi = \frac{\theta}{2\sqrt{\pi}\sqrt{-\alpha}} \int_{-\infty}^P \exp\{-\theta^2/[-2\alpha(P-\tau)]\}/(P-\tau)^{3/2} x(\tau) d\tau,$$

где $x(\tau)$ — обратная функция начального распределения мощности. Координаты лучей как функции θ и P выражаются через Ψ :

$$z = -\partial\Psi/\partial\theta, \quad x = \Psi - \theta\partial\Psi/\partial\theta.$$

Проанализируем два важных случая распространения светового пучка с однородным $|A(z=0, x)|^2 = \text{const}$ и колоколообразным $|A|_{z=0}^2 = \text{ch}^{-2}x$ профилями распределения интенсивности. В случае однородного профиля пучок отклоняется как целое, а траектории его лучей представляют собой параболы

$$z = \theta/\alpha, \quad x = x(P_0) + \alpha z^2/2. \quad (4)$$

Решение (4) подтверждается проведенными численными экспериментами для распространения пучка с профилем, близким к прямоугольному ($\exp(-x^{10})$), в случае слабой дифракции ($D=10^{-4}$) с параметром $\alpha_0 = 5 \cdot 10^4$. Однако учет дифракционных явлений приводит, с одной стороны, к уменьшению отклонения оптического излучения и, с другой — к возникновению аберраций.

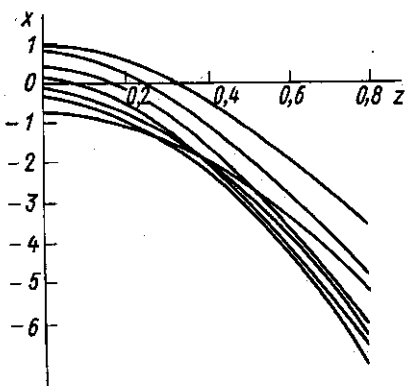
В случае распространения пучка колоколообразной формы образуется сложная аберрационная картина траекторий лучей, которые определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} z &= \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{-\alpha}} \left\{ \gamma \cdot \exp(\mu^2 \gamma^2) (1 - \Phi(\mu\gamma)) - \right. \\ &\quad \left. - \beta^2 \exp(-\mu^2 \beta^2) \left(\gamma^2/\beta^2 + \frac{1}{i\beta} \Phi(i\mu\beta) \right) \right\}, \\ x &= x(P_0) + \theta z + \frac{\sqrt{\pi}}{4\alpha} \left\{ \exp(\mu^2 \gamma^2) \left[\frac{3\sqrt{2}}{2} \mu\gamma (1 - \Phi(\mu\gamma)) - \right. \right. \\ &\quad \left. - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp(-\mu^2 \gamma^2) \right] - \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left[\frac{\gamma}{\beta} \Phi(\mu\beta) - i \Phi(i\mu\beta) \times \right. \\ &\quad \left. \times (1 - \Phi(\mu\beta)) \right] - \frac{\mu\beta}{2} \exp(\mu^2 \beta^2) \left[(1 - \Phi(\mu\beta)) (1 + \sqrt{2} \mu\beta) - \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp(-\mu^2 \beta^2) \right) \right] \right\}, \end{aligned}$$

где

$$\mu = \theta/2\sqrt{-\alpha},$$

$$\gamma^2 = \frac{1}{1-P}, \quad \beta^2 = \frac{1}{1+P}, \quad \Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^x e^{-\xi^2} d\xi$$



— функция ошибок. На рисунке приведены траектории лучей для $\alpha = -7$. В процессе распространения траектории лучей перемешиваются и пересекаются при $z \gg 0,3$ на «наветренной» стороне. Видно, что переход в область тени пучка для «наветренной» стороны более крутой, чем для «подветренной».

Автор благодарен проф. А. П. Сухорукову за постановку задачи и сделанные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Akhmanov S. A. et al. Quant. Electr., 1968, 4, p. 568. [2] Gebhard F. G., Smith D. C. Appl. Opt., 1972, 11, N 2, p. 244. [3] Алешкевич В. А., Сухоруков А. П. Письма в ЖЭТФ, 1970, 12, с. 112. [4] Алешкевич В. А. и др. ЖЭТФ, 1972, 66, с. 551. [5] Шварцбург А. Б. Геометрическая оптика в нелинейной теории волн. М., 1976.

Поступила в редакцию
19.10.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 2

УДК 535.373.132

ИЗЛУЧЕНИЕ СУЛЬФИДА СТРОНЦИЯ В БЛИЖНЕЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ

М.-Л. Ю. Аллсалу, В. В. Михайлин, Э. Ю. Педак, М. А. Рождественский, И. В. Терещенко

(кафедра квантовой теории)

Настоящая работа посвящена исследованию свечения сульфида стронция SrS в ближней ИК-области. Образцы готовились по методике, изложенной в [1]. Фосфоры синтезировались при двух температурах: 900 и 1150°C в атмосфере паров серы и в атмосфере с ограниченным доступом воздуха. Исследовались фосфоры как не активированные, так и активированные хлором и медью.

Источником излучения служила ксеноновая лампа ДКСШ-1000. Излучение пропусклось через монохроматор VSU-1 и фильтр СЗС-25, устраняющий сильное рассеянное ИК-излучение лампы. Излучение фосфоров регистрировалось фотоумножителем ФЭУ-62 через монохроматор ЗМР-3, который использовался как узкополосный фильтр в ближней ИК-области с полосой пропускания 100—200 нм. Видимый рассеянный свет устранялся фильтром КС-18, который располагался перед фотоумножителем, охлаждаемым жидким азотом.

Исследованные фосфоры сульфида стронция обладают очень слабым свечением в ближней ИК-области с максимумом в районе 1,5—1,6 эВ. Спектр возбуждения этого свечения представлен на рис. 1. Он содержит две полосы с максимумами 3,4 и 2,3 эВ. Полоса 2,3 эВ наиболее интенсивна в фосфорах, приготовленных при 1150°C или активированных хлором (концентрация хлора 1 мол. %). Введение меди вызывает постепенное уменьшение интенсивности свечения полосы 2,3 эВ, которое практически исчезает при концентрации меди 0,1 мол. %. Полоса 3,4 эВ хорошо выражена в фосфорах, в которых основные полосы свечения наименее интенсивны. Влияние активатора сводится в этом случае к тому, что свечение полосы возбуждения 3,4 эВ убывает и маскируется длинноволновым краем излучения активатора.

ИК-излучение SrS, возбуждаемое в полосах 2,3 и 3,4 эВ, испытывает температурное тушение в районе 90—280 К. Между ними наблюдается обратное соотношение интенсивностей. Возбуждение SrS в по-