

2. Джиган В.И., Алгоритмические основы технологии V-BLAST для беспроводной передачи данных // Первая Миля. №1, 2007. – 19 с.
3. Шлома А.М., Бакулин М.Г., Крейнделин В.Б., Шумов А.П. Новые алгоритмы формирования и обработки сигналов в системах подвижной связи. М.: Горячая линия – Телеком, 2008. – 344 с.
4. Foschini G.J. Layered space-time architecture for wireless communication in a fading environment when using multiple antennas // Bell Laboratories Technical Journal. Vol.1, №2, 1996. – P. 41-59.
5. Hottinen A., Tirkonnen O., Wichman R. Multi-antenna transceiver techniques for G3 and beyond. NJ, Hoboken: John Wiley and Sons, 2003. – 325 p.
6. Jafarkhani H. Space-Time Coding: theory and practice. Cambridge University Press, 2005. – 320 p.
7. Wolniansky P.W., Foschini G.J., Golden G.D., Valenzuela R.A. V-BLAST: an architecture for realizing very high data rates over the rich-scattering wireless channel // Proc. URSI International Symposium on Signals, Systems, and Electronics (IEEE, New York, NY, USA), 1998. – P. 295-300.

## SELECTION OF THE OPTIMAL NUMBER OF RECEIVING AND TRANSMITTING DEVICES WITH DIFFERENT METHODS OF TREATMENTS SYSTEMS V-BLAST

Semenov E.S., Tyukhtyaev D.A.

The latter period is characterized by rapid development of wireless communication systems. In such systems, radio channels operating range of noise and distortion. Strong fading in the channel make it difficult to assess the sent messages and lead to distortions of the transmitted information. . The most promising way to solve this problem is to use multiple transeiving antennas MIMO-system. In this research, have been simulated the V-Blast system in the technical computing software Matlab.

**Keywords:** receiving antennas, transmitting antennas, MIMO-technologies, simulation, signal-to-noise ratio, the error.

Семенов Евгений Сергеевич, к.т.н., доцент, заведующий Кафедрой телекоммуникационных систем (ТС) Волгоградского государственного университета (ВолГУ). Тел. (8-844) 246-03-69. E-mail: esemenov@mail.ru

Тюхтяев Дмитрий Александрович, ассистент Кафедры ТС ВолГУ. Тел. 8-906-408-13-42. E-mail: tyukhtyaevml@mail.ru

УДК 621.375: 535.3

## СПОСОБ СТАБИЛИЗАЦИИ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА

Петропавловский В.М., Топоркова Л.В.

Предложен способ стабилизации мощности излучения одномодового лазера на основе явления тепловой линзы. Рассчитаны зависимость мощности излучения на выходе стабилизатора от мощности излучения лазера и коэффициент стабилизации.

**Ключевые слова:** стабилизация мощности лазера, тепловая линза.

### Введение. Постановка задачи

Для задач контроля качества оптических волокон и метрологии требуются лазеры с высокой долговременной стабильностью мощности излучения. Существующие методы затрагивают только стабилизацию электрической мощности блока питания. Между тем изменение параметров окружающей среды (прежде всего температуры)

приводит к изменению характеристик излучателя (например, за счет частичной разбюстировки), что ведет к уменьшению выходной мощности. В данной статье предлагается способ стабилизации мощности излучения лазера, основанный на явлении самодефокусировки лазерного пучка, проходящего через среду с отрицательной величиной  $\partial n/\partial T$ .

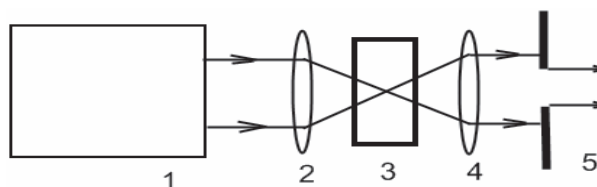


Рис. 1. Принципиальная схема установки

Принципиальная схема установки приведена на рис. 1. Лазерный пучок фокусируется линзой 2 в кювету 3, содержащую жидкость (например, ацетон). Частичное поглощение излучения приводит к выделению тепла и росту температуры жидкости. Происходит изменение показателя преломления жидкости  $\Delta n = \partial n / \partial T \cdot \Delta T$ . Так как распределение интенсивности по сечению лазерного пучка неоднородно, то и изменение показателя преломления в разных точках будет различным. В случае одномодового лазера вблизи оси пучка изменение показателя преломления происходит по квадратичному закону. Такая структура аналогична рассеивающей линзе (так как  $\partial n / \partial T < 0$ ). Расходимость пучка, проходящего через эту линзу, увеличивается, поэтому увеличивается и ширина распределения интенсивности (диаметр) пучка в дальней зоне. Подобрвав диаметр пучка в перетяжке после линзы 2 –  $w_0$ , можно добиться постоянства интенсивности на оси пучка. Линза 4 коллимирует пучок, диафрагма 5 вырезает центральную часть пучка с постоянной мощностью.

### Фокусное расстояние тепловой линзы

Разложим показатель преломления, распределение которого цилиндрически-симметрично, в ряд Макларена по радиальному смещению от оси:

$$n(r) = n(0) + r \left( \frac{\partial n}{\partial r} \right)_{r=0} + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} \right)_{r=0} + \dots \quad (1)$$

Для цилиндрически-симметричного распределения  $(\partial n / \partial r)_{r=0} = 0$ . Луч, входящий в среду параллельно оси симметрии, будет идти по кривой, радиус кривизны которой рассчитан в [1] как

$$\frac{1}{R} = \bar{v} \cdot \text{grad} [\ln n], \quad (2)$$

где  $\bar{v}$  – единичный вектор главной нормали к кривой. Предполагая, что градиент направлен по радиусу и что среда тонкая, (2) можно преобразовать к виду

$$\frac{1}{R} = \frac{r}{n} \frac{\partial^2 n}{\partial r^2}. \quad (3)$$

Эффективное фокусное расстояние среды длиной  $L$  связано с радиусом кривизны луча  $R$ , вошедшего в среду на расстоянии  $r$  от оси симметрии

$$\frac{1}{F} = -\frac{nL}{rR} = -L \left( \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} \right)_{r=0}. \quad (4)$$

Радиальное распределение показателя преломления можно выразить через радиальное распределение температуры, получаем

$$\frac{1}{F} = -L \frac{dn}{dT} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \right)_{r=0}, \quad (5)$$

то есть оптическая сила тепловой линзы зависит от распределения температуры в среде. В подавляющем большинстве сред  $(dn/dT)$  и  $(\partial^2 n / \partial r^2)_{r=0}$  отрицательны, так что тепловая линза рассеивает свет ( $F < 0$ ).

### Распределение температуры в среде

Функция, описывающая температуру в бесконечной цилиндрически-симметричной среде, в которой в момент времени  $t = 0$  в бесконечно-малом элементе цилиндра радиуса  $r'$  мгновенно выделилась тепловая энергия [2]:

$$G(r, r', t) = \frac{Q}{4\pi Dt} \exp\left(-\frac{r^2 + r'^2}{4Dt}\right) I_0\left(\frac{rr'}{2Dt}\right), \quad (6)$$

$D = k/(\rho c_p)$  – коэффициент температуропроводности;  $k$  – коэффициент теплопроводности;  $c_p$  – удельная теплоемкость;  $\rho$  – плотность;  $I_0(\cdot)$  – модифицированная функция Бесселя;  $Q$  – интенсивность теплового импульса на единицу длины (скачок температуры, возникающий за счет выделения тепла). В случае, если источник тепла действует непрерывно (непрерывный лазер), температура на расстоянии  $r$  от оси в момент времени  $t$  вычисляется как результат интегрирования (6) по временам  $t'$ , лежащим в интервале  $0 \leq t' \leq t$ . В этом случае вместо количества мгновенно выделившейся тепловой энергии вводится скорость выделения тепла на единицу длины  $\dot{Q} = \alpha I$ . Поэтому (6) можно переписать в виде:

$$\dot{G}(r, r', t) = \frac{2\pi r' \dot{Q} / \rho c_p}{4\pi Dt'} \times \exp\left(-\frac{r^2 + r'^2}{4Dt'}\right) I_0\left(\frac{rr'}{2Dt'}\right). \quad (7)$$

В случае одномодового лазера с гауссовым профилем распределения интенсивности по сечению пучка рост температуры может быть найден как

$$T(r,t) = \int_0^t dt' \int_0^\infty dr' \frac{2\pi r'}{4\pi D t'} \exp\left(-\frac{(r^2 + r'^2)}{4Dt'}\right) \times \\ I_0\left(\frac{r r'}{2Dt'}\right) \frac{\alpha P}{\pi w^2} \cdot \exp\left(-\frac{r'^2}{w^2}\right) \times \\ \times \frac{\rho c_p}{\rho c_p}. \quad (8)$$

В этой формуле предполагается постоянство радиуса лазерного пучка  $w$  вдоль длины кюветы, то есть длина кюветы  $L$  должна быть меньше конфокального параметра пучка  $b_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ ,  $\lambda$  – длина волны излучения.

Найдем теперь вторую производную температуры по радиусу при  $r = 0$  и вычислим, используя (5) фокусное расстояние тепловой линзы. Интегрирование (8) по  $r'$  дает:

$$\int_0^\infty dr' \frac{2\pi r'}{4\pi D t'} \exp\left(-\frac{(r^2 + r'^2)}{4Dt'}\right) \cdot I_0\left(\frac{r r'}{2Dt'}\right) \times \\ \times \frac{\alpha P}{\pi w^2} \exp\left(-\frac{r'^2}{w^2}\right) / \rho c_p = \quad (9) \\ = \frac{\alpha P}{\pi k} \frac{D}{w^2 + 8Dt'} \exp\left(-\frac{r^2}{w^2 + 8Dt'}\right).$$

Вычислить вторую производную по  $r$  проще до интегрирования по времени. Получим

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} \left( \frac{\alpha P}{\pi k} \frac{D}{w^2 + 8Dt'} \exp\left(-\frac{r^2}{w^2 + 8Dt'}\right) \right) = \\ = -\frac{4\alpha P D}{\pi k (w^2 + 8Dt')^2}. \quad (10)$$

Вычисление интеграла по  $t'$  дает

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} = \int_0^t -\frac{4\alpha P D}{\pi k (w^2 + 8Dt')^2} dt' = \\ = -\frac{\alpha P}{2\pi k w^2 (1 + t_c/2t)}. \quad (11)$$

Параметр  $t_c = w^2/4D$  характеризует временной отклик среды на выделение тепла (время установления теплового равновесия).

Подстановка (11) в (5) дает

$$F(t) = -\frac{2\pi k w^2 (1 + t_c/2t)}{\alpha PL \left(\frac{dn}{dT}\right)},$$

при условии  $t \gg t_c$ :

$$F = -\frac{2\pi k w^2}{\alpha PL \left(\frac{dn}{dT}\right)} = -\frac{C}{P}; \quad C = \frac{2\pi k w^2}{\alpha PL \left(\frac{dn}{dT}\right)}. \quad (12)$$

### Изменение диаметра пучка в дальней зоне. Мощность излучения на выходе стабилизатора

Для гауссового пучка с радиусом перетяжки  $w_0$  радиус пучка  $W$  на экране в дальней зоне (расстояние до перетяжки  $z \gg \frac{\pi w_0^2}{\lambda} = b_0$ ) может быть найден как

$$W = \frac{\lambda z}{\pi w_0}. \quad (13)$$

Если такой пучок с исходной мощностью  $P$  пропустить через диафрагму радиусом  $a$ , то мощность пучка после диафрагмы будет

$$P_1 = P \left[ 1 - \exp\left(-\frac{a^2}{w^2}\right) \right]. \quad (14)$$

Прохождение пучка через линзу приводит к изменению радиуса кривизны волнового фронта  $R$ . Размер и положение перетяжки нового пучка меняются, следовательно, изменятся  $W$  и  $P_1$ . Для расчета параметров нового пучка воспользуемся формализмом комплексного параметра пучка  $q$   $\left(\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - \frac{i\lambda}{\pi w^2}\right)$ . В перетяжке  $q$  – мнимый  $q = \frac{i\pi w_0^2}{\lambda}$ . При распространении в среде длиной  $x$   $q$  меняется по закону  $q_2 = q_1 + x$ . При прохождении через линзу радиус кривизны волнового

фронта меняется по закону  $\left(\frac{1}{R} = \frac{1}{r} - \frac{1}{F}\right)$ . То есть если отрицательная линза помещена в перетяжку пучка, то после линзы будет расходящийся пучок с  $R = F$ . В результате получим уравнение

$$\frac{1}{\frac{1}{F} - \frac{i\lambda}{\pi w_0^2}} = \frac{i\lambda}{\pi v_0^2} + x, \quad (15)$$

где  $x$  – расстояние до новой перетяжки;  $v_0$  – ее размер. Решая (15) получим

$$v_0^2 = \frac{w_0^2}{1 + \left(\frac{b_0}{F}\right)^2}; \quad x = \frac{|F|}{1 + \left(\frac{|F|}{b_0}\right)^2}. \quad (16)$$

Размер пучка на экране станет  $W_1$ :

$$W_1 = \frac{\lambda(z+x)}{\pi v_0}. \quad (17)$$

Подстановка (12), (15) и (16) в (14) дает

$$P_1(P) = P \left\{ 1 - \exp \left[ - \frac{a^2}{w^2(P)} \right] \right\}; C_1 = \frac{C}{b_0}; \quad (18)$$

$$w^2(P) = \frac{w_0^2}{1 + (P/C_1)^2} \cdot \left( 1 + \frac{\lambda^2 \left( z + \frac{C}{P[1 + (C_1/P)^2]} \right)^2}{\pi^2 \left( \frac{w_0^2}{1 + (P/C_1)^2} \right)^2} \right).$$

Построенный по формуле (18) график зависимости мощности излучения на выходе из стабилизатора от мощности излучения лазера приведен на рис. 2.

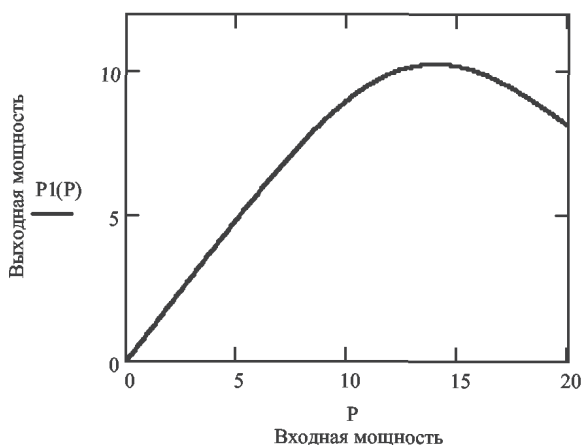


Рис. 2. Зависимость мощности излучения на выходе из стабилизатора от мощности излучения лазера

Как видно из рис. 2, функция  $P_1(P)$  имеет максимум вблизи  $P = 14$  мВт. При изменении  $P$  на величину  $\pm 1,5$  мВт выходная мощность  $P_1$  меняется не более чем на 0,17 мВт, что означает повыше-

ние стабильности в 17 раз. Увеличение стабильности мощности входного излучения приведет к еще большим значениям коэффициента стабилизации.

Таким образом, мы показали, что на основе эффекта тепловой линзы может быть создано устройство, стабилизирующее мощность излучения непрерывного лазера. К недостаткам метода можно отнести уменьшение мощности (в рассмотренном примере почти в 1,5 раза) и невысокое быстродействие ( $\sim 1$  мс). Увеличение размера диафрагмы  $a$  приведет к увеличению выходной мощности, но и к снижению коэффициента стабилизации установки  $\Delta P/\Delta P_1$ . При необходимости повышения коэффициента стабилизации нужно уменьшить диаметр диафрагмы. К преимуществам метода относится простота конструкции стабилизатора и отсутствие внешних управляющих устройств. Подбор рабочей точки для требуемой величины выходной мощности и (или) коэффициента стабилизации осуществляется путем изменения диаметра диафрагмы, поглощения жидкости, длины кюветы или размера перетяжки.

### Литература

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. – 720 с.
2. Карлсруй Х.С., Егер Д. Операционные методы в прикладной математике. М.: ИЛ, 1948. – 624 с.
3. Hansen K.R. e.a. Thermo-optical effects in high-power ytterbium-doped fiber amplifiers // Opt. Express. V19, N24, 2011. – P. 23965-23980.
4. E. Wyss e.a. Thermo-optical compensation methods for high-power lasers // IEEE J. Quantum Electron. V.38, N12, 2002. – P. 1620-1628.

## LASER POWER STABILIZATION METHOD

Petropavlovsky V.M., Toporkova L.V.

**Laser power stabilization method, based on thermal lens effect, is proposed. Output power vs. input power and stabilization ratio was computed.**

**Keywords:** laser power stabilization, thermal lens.

Петропавловский Владимир Максимович, к.ф.-м.н., доцент Кафедры физики Поволжского государственного университета телекоммуникаций и информатики (ПГУТИ). Тел. (8-846)-228-00-37. E-mail: Petropavlovsky-Vlad@yandex.ru

Топоркова Любовь Владимировна, старший преподаватель Кафедры физики ПГУТИ. Тел. (8-846)-228-00-37.