

Когерентное суммирование пучков излучения двухмикронных волоконных лазеров^{*,**}

П. Чжоу, Х.Л. Вонг, Й.К. Ма, К. Хан, З. Дж. Лю

Представлено детальное численное исследование когерентного суммирования пучков излучения двухмикронных волоконных лазеров. Такой лазер хорошо подходит для создания модуля суммирования лазерных пучков благодаря тому, что пороги возникновения нелинейного взаимодействия оптического пробоя для него выше, чем для его одномикронных аналогов. Приведены результаты расчетов, показывающие, что излучение одномикронного волоконного лазера лучше фокусируется в свободном пространстве за счет меньшей длины волны, в то время как двухмикронный лазерный пучок лучше фокусируется в плоскости мишени в условиях реальной атмосферной турбулентности.

Ключевые слова: волоконный лазер, когерентное суммирование пучков излучения, фокусировка лазерных пучков.

1. Введение

Когерентное суммирование пучков излучения волоконных лазеров представляет собой эффективный путь решения проблемы, связанной с ограниченной предельной мощностью отдельного лазера, и активно исследуется в последнее время. Компактность волоконных лазеров/усилителей позволяет использовать их при суммировании пучков лазерного излучения. До настоящего времени почти все исследования были связаны с когерентным суммированием пучков излучения одномикронных волоконных лазеров на основе волокон, легированных ионами Yb^{3+} . Тем не менее возможность масштабирования мощности таких лазеров вызывает серьезные сомнения из-за возникающих в них нелинейных эффектов и оптических повреждений [1]. В то же время двухмикронный лазер на основе волокна, легированного ионами Tm^{3+} , является хорошим кандидатом для использования в модуле суммирования пучков, поскольку пороги возникновения нелинейных взаимодействий и оптического пробоя для него выше, чем для его одномикронных аналогов [2, 3]. Этот лазер может стать идеальным модулем для высокоэнергетической лазерной системы, собранной из матрицы волоконных лазеров.

В последнее время лазер на основе волокна, легированного тулием (ЛЛТ), с длиной волны вблизи 2 мкм привел к революции в технологиях высокоэнергетических волоконных лазеров [4–10]. ЛЛТ может найти широкое применение в медицине, в лидарах, при обработке материалов и нелинейном преобразовании частоты в средний ИК диапазон. Излучение этого лазера (1.9–2.1 мкм) попадает в безопас-

ную для глаз область, что дает ему потенциальные преимущества перед одномикронными лазерами. Масштабирование мощности ЛЛТ активно осуществляется в последние годы. В работе [3] реализован одномодовый, одночастотный ЛЛТ-усилитель с выходной мощностью свыше 600 Вт, а в работе [11] – двухкаскадный усилитель с мощностью, превышающей 1 кВт. Тем не менее дальнейшее увеличение выходной мощности столкнется с серьезными проблемами, связанными с нелинейными процессами, такими как ВРМБ и ВКР, возникающими в активных средах этих лазеров. Поскольку требование увеличения яркости излучения ЛЛТ важно для многих приложений, когерентное суммирование пучков излучения ЛЛТ становится ключевой технологией, которую необходимо исследовать по следующим причинам.

Во-первых, мощные системы на базе двухмикронных волоконных лазеров могут быть полезны вследствие того, что их излучение более безопасно для глаз, т.е. допустимая мощность излучения, передаваемого в свободном пространстве, может на несколько порядков превышать мощность одномикронного излучения. Кроме того, было показано, что излучение ЛЛТ без существенных потерь и искажений распространяется в турбулентной атмосфере [12]. Во-вторых, из-за большей длины волны ЛЛТ можно спрогнозировать более высокий порог ВРМБ для его излучения по сравнению с порогом для излучения одномикронных лазеров на основе волокон, активированных ионами Yb^{3+} [10, 12]. Это делает более перспективной возможность масштабирования мощности отдельного волоконного лазера. Таким образом, при необходимости разработки системы с высокой средней мощностью на основе волоконных лазеров потребуется существенно меньше лазерных каналов, если вместо лазеров на основе волокон, легированных Yb^{3+} , используется ЛЛТ. Это должно сделать лазерную систему менее сложной и более компактной. Хотя излучение одномикронного волоконного лазера лучше фокусируется в свободном пространстве благодаря меньшему углу расходимости из-за меньшей длины волны, излучение двухмикронного лазерного пучка имеет большую длину когерентности при распространении в турбулентной атмосфере. Это может быть преимуще-

* Доложена на конференции «Оптика лазеров», Россия, С.-Петербург, июль 2010 г.

** Перевод с англ. В.В.Шувалова.

P.Zhou, X.L.Wang, Y.X.Ma, K.Han, Z.J.Liu. College of Optoelectronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha, Hunan, 410073, China; e-mail: Zhoupu203@gmail.com

Поступила в редакцию 25 февраля 2011 г., после доработки – 5 декабря 2011 г.

ществом для практического использования двухмикронного лазера.

В настоящей работе проводится детальное исследование конкуренции между меньшим углом расходимости и большей длиной когерентности, результаты которого можно использовать для практической реализации высокоэффективной системы на основе волоконных лазеров.

2. Основные формулы

Рассмотрим массив (матрицу) лазеров с кольцевым распределением (рис.1). Такое распределение обеспечивает большой коэффициент заполнения поверхности и хорошо аппроксимирует пучок круглого сечения. Массив с кольцевым распределением элементов состоит из центрального элемента и элементов, центры которых лежат на нескольких концентрических окружностях. Все элементы расположены так, что расстояния между их центрами одинаковы и равны d . Массив с N кольцами будет содержать M лазеров. Предположим, что каждый лазерный пучок с радиусом перетяжки w_0 имеет гауссово одномодовое распределение поля. Определим коэффициент «вакантности» $f = (d - 2w_0)/w_0$ для того, чтобы описать компактность массива: меньшему f соответствует более компактный массив. Диаметр всего массива лазеров $D = 2Nd + 2w_0$. Пусть массив лазеров локализован в плоскости источника ($z = 0$). Лазерные пучки распространяются вдоль оси z в декартовой системе координат. Выражение для распределения поля в плоскости источника, полученное в результате когерентного суммирования пучков излучения каждого лазера массива, можно записать в виде

$$E(\xi, \eta, 0) = \sum_m^M E_m(x_m, y_m, 0), \tag{1}$$

где $E_m(x_m, y_m, 0)$ – поле m -го лазерного пучка, центр которого находится в точке $(x_m, y_m, 0)$. С помощью обобщенного принципа Гюйгенса–Френеля распределение средней интенсивности когерентной суперпозиции пучков в плоскости приемника, находящегося на расстоянии $z = L$, можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \langle I(x, y, z) \rangle &= \frac{k^2}{(2\pi L)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(\xi, \eta, 0) E^*(\alpha, \beta, 0) \\ &\times \exp\left\{ \frac{ik}{2L} [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 - (x - \alpha)^2 - (y - \beta)^2] \right\}, \\ &\times \langle \exp[\psi(\xi, \eta, x, y) + \psi^*(\alpha, \beta, x, y)] \rangle d\xi d\eta d\alpha d\beta, \end{aligned} \tag{2}$$

где k – волновое число; $\psi(\xi, \eta, x, y)$ – случайная составляющая комплексной фазы сферической волны, распространяющейся от точечного источника к приемнику; угловые скобки означают усреднение по ансамблю со статистической среды, включающей в себя лог-амплитудные и фазовые флуктуации, обусловленные турбулентностью атмосферы. В настоящей работе используется спектр Колмогорова и квадратичная аппроксимация 5/3-степенного закона для рытовской фазовой структурной функции. Последний член в подынтегральном выражении уравнения (2) можно записать в виде [13, 14]

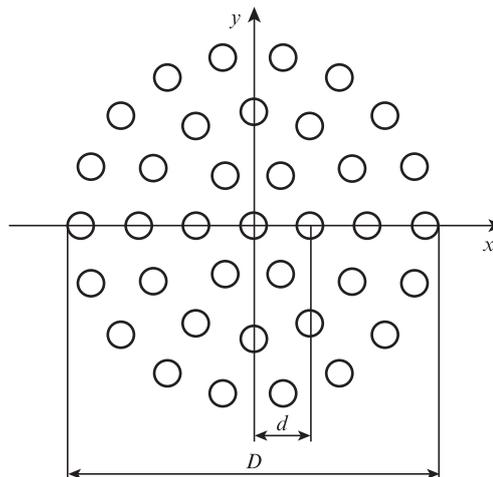


Рис.1. Массив лазерных пучков.

$$\begin{aligned} &\langle \exp[\psi(\xi, \eta, x, y) + \psi^*(\alpha, \beta, x, y)] \rangle \\ &= \exp\{-[(\xi - \alpha)^2 + (\eta - \beta)^2]/\rho_0^2\}. \end{aligned} \tag{3}$$

Здесь $\rho_0 = (0.545 C_n^2 k^2 L)^{-3/5}$ – длина когерентности сферической волны, распространяющейся в турбулентной атмосфере со структурной постоянной C_n^2 . Из этой формулы видно, что длина когерентности излучения двухмикронного лазера больше, чем у его одномикронного аналога, при той же структурной постоянной (той же интенсивности турбулентности), т.е. пучок двухмикронного излучения меньше подвержен влиянию турбулентности.

Качество пучка при его распространении в турбулентной атмосфере можно охарактеризовать фактором распространения пучка (beam propagation factor – BPF) [15, 16], который определяется как отношение выходной лазерной мощности в определенной области дальней зоны к полной выходной мощности излучения из эффективной выходной апертуры лазерного пучка в ближней зоне. Размер области в дальней зоне $A_{dl} = (\pi/4)(\theta_{dl} z)^2$, т.е. эта область является дифракционно-ограниченной ($\theta_{dl} = 2.44\lambda/D_{eff}$, а D_{eff} представляет собой размер эффективной выходной апертуры лазерного пучка, а именно диаметр всего массива лазеров D). В общем случае фактор BPF меньше единицы, и чем он ближе к ней, тем лучше сохраняется качество пучка при распространении в атмосфере.

3. Численные расчеты

Численные расчеты характеристик распространения когерентно суммированного излучения массива двухмикронных волоконных лазеров проводились с использованием следующих параметров: $\lambda = 2.0$ мкм, $w_0 = 1$ см, $f = 0.5$, $d = 2.5$ см, $N = 3$, $M = 37$. Были рассчитаны профили интенсивности излучения массива пучков при разных атмосферных условиях для разных длин распространения (рис.2). Установлено, что профиль интенсивности пучка зависит от длины распространения и интенсивности турбулентности и постепенно эволюционирует к фиксированной конфигурации с увеличением длины распространения.

Рассчитанные значения фактора BPF, характеризующие изменения качества пучка при его распространении в атмосфере, представлены на рис.3. Видно, что качество пучка излучения двухмикронного лазера превышает каче-

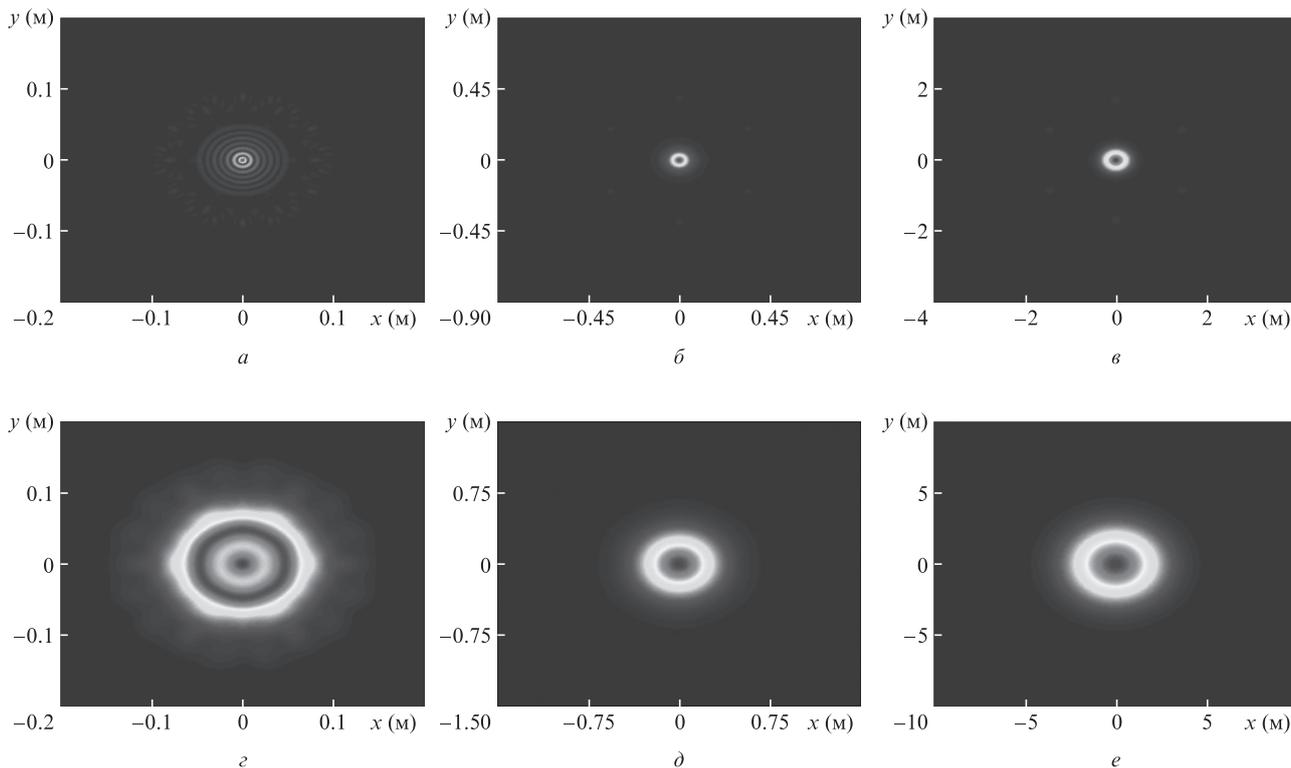


Рис.2. Профили интенсивности излучения массива пучков двухмикронных лазеров для различных атмосферных условий и длин распространения: $C_n^2 = 1 \times 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$, $z = 1 \text{ км}$ (а), $C_n^2 = 1 \times 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$, $z = 5 \text{ км}$ (б), $C_n^2 = 1 \times 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$, $z = 20 \text{ км}$ (в), $C_n^2 = 5 \times 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$, $z = 1 \text{ км}$ (г), $C_n^2 = 5 \times 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$, $z = 5 \text{ км}$ (д) и $C_n^2 = 5 \times 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$, $z = 20 \text{ км}$ (е).

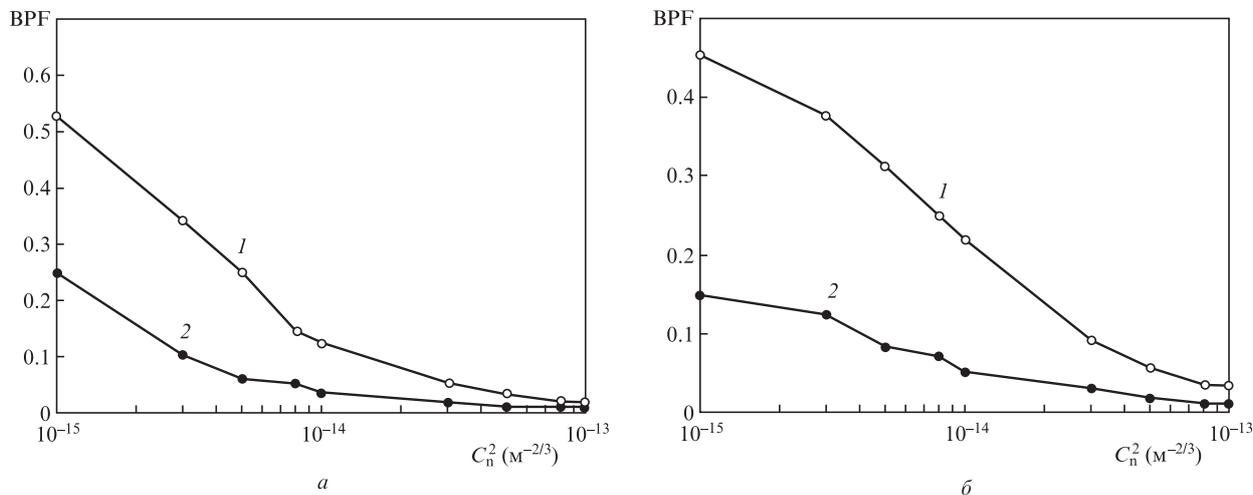


Рис.3. Факторы распространения BPF пучков излучения массивов двухмикронных (1) и одномикронных (2) лазеров при $z = 5$ (а) и 10 км (б).

ство пучка его одномикронного аналога для различных длин распространения и турбулентностей, что связано, по-видимому, с большей длиной когерентности двухмикронного излучения, которая приводит к подавлению влияния турбулентности.

Следует подчеркнуть, что при численных расчетах мы не учитывали прозрачность атмосферы для излучения волоконного Тм-лазера, хотя в спектральной полосе его излучения имеется много пиков поглощения [12]. При практическом использовании этого лазера длина волны его излучения должна быть тщательно подобрана (например, это может быть $\lambda = 2.04 \text{ мкм}$), чтобы обеспечить мак-

симальную прозрачность атмосферы для лазерного излучения.

4. Заключение

В настоящей работе представлен детальный анализ когерентного суммирования пучков излучения двухмикронных лазеров. Хотя излучение одномикронного волоконного лазера лучше фокусируется в свободном пространстве благодаря меньшему углу расходимости вследствие меньшей длины волны, тем не менее обнаружено, что когерентное суммирование пучков излучения двухмикрон-

ных лазеров дает преимущества не только в максимальной выходной мощности, но и в качестве фокусировки в плоскости мишени в условиях реальной атмосферной турбулентности.

1. Dawson J.W. et al. *Opt. Express*, **16** (17), 13241 (2008).
2. Moulton P.F. et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **15** (1), 85 (2009).
3. Goodno G.D. et al. *Opt. Lett.*, **34** (8), 1204 (2009).
4. <http://www.nufern.com/library/item/id/169/>.
5. Geng J., Wang Q., Luo T., Jiang S., Amzajerdian F. *Opt. Lett.*, **34**, 3493 (2009).
6. Zhang Y.J., Wang W., Song S.F., Wang Z.G. *Laser Phys. Lett.*, **6**, 723 (2009).
7. Meleshkevich M., Platonov N., Gapontsev D., Drozhzhin A. *Proc. Eur. Conf. Lasers Electro-Optics* (Munich, 2007).
8. Moulton P.F., Rines G.A., Slobodtchikov E.V., Wall K.F., Frith G., Samson B., Carter A.L.G. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **15**, 85 (2009).
9. Zhang Z., Shen D.Y., Boyland A.J., Sahu J.K., Clarkson W.A., Ibsen M. *Opt. Lett.*, **33**, 2059 (2008).
10. Moulton P.F. *Proc. Conf. on Laser and Applications in Science and Engineering (LASE 2008)* (2008, paper 6873-15).
11. Ehrenreich T., Leveille R., Majid I., Tankala K., Rines G., Moulton P.F. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7580**, 758016 (2010).
12. McComb T., Shah L., Sims R.A., Sudesh V., Szilagyi J., Richardson M. *Proc. Conf. on Lasers Electro-Optics* (2009).
13. Cai Y., Chen Y., Eyyuboglu H.T., Baykal Y. *Appl. Phys. B*, **88**, 467 (2007).
14. Wang S.C.H., Plonus M.A. *J. Opt. Soc. Am.*, **69**, 1297 (1979).
15. Zhou P., Liu Z., Xu X., Chen Z. *Appl. Opt.*, **47** (18), 3350 (2008).
16. [http://www.darpa.mil/Our_Works/MTO/Programs/Architecture_for_Diode_High_Energy_Laser_Systems_\(ADHEL\).aspx](http://www.darpa.mil/Our_Works/MTO/Programs/Architecture_for_Diode_High_Energy_Laser_Systems_(ADHEL).aspx).