

УДК 535.41; 614.833.5

ПЕРЕДАЧА МНОГОВОЛНОВОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ИССЛЕДУЕМЫЙ ОБЪЕМ ЧЕРЕЗ ПЛОТНЫЕ АЭРОЗОЛЬНЫЕ СЛОИ

В. Ф. Мышкин, В. А. Власов, В. А. Хан, В. Н. Ленский

Томский политехнический университет, 634050 Томск

E-mail: gos100@tpu.ru

Приведены результаты расчетов передачи лазерного излучения через аэрозоль. Показано, что за счет межмодовых биений лазерное излучение может достигать исследуемого объема с меньшими потерями, чем некогерентное излучение.

Ключевые слова: аэрозоль, лазер, межмодовые биения, интерференция, ослабление излучения.

Распространение лазерного излучения в любой среде сопровождается его ослаблением. Ослабление излучения происходит на тех участках трассы, где имеются оптические элементы (линзы, оптические окна, зеркала, световоды); облака аэрозолей, образующиеся при лазерной абляции; суспензии и биологические ткани; гетерогенные плазмохимические системы. В атмосферных открытых оптических линиях связи импульсы излучения передаются через ослабляющий атмосферный аэрозоль.

При лазерной диагностике гетерогенных систем и в лазерных технологиях необходимо использовать методы, способствующие лучшему прохождению оптического излучения в рабочий объем.

При интерференции компонент многоволнового излучения (например, при межмодовых биениях в случае синхронизации мод) формируются сверхкороткие импульсы излучения, период следования которых определяется частотным сдвигом, а полуширина — количеством спектральных составляющих. Явления, сопровождающие прохождение сверхкоротких импульсов многоволнового лазерного излучения, возникающих за счет интерференции компонент, рассмотрены в работах [1–3], в которых не учитывались эффекты, обусловленные распространением сверхкоротких импульсов многоволнового лазерного излучения.

При интерференции нескольких модовых составляющих потери энергии оптического излучения происходят преимущественно в областях их взаимного усиления. Как известно, интерференционный поток, образованный двумя встречными потоками электромагнитных волн, распространяющимися вдоль одной линии, осциллирует вдоль этой линии [4]. При биении модовых составляющих пространственно ограниченные области с высокой интенсивностью излучения в них перемещаются вдоль луча со скоростью света. В явном виде распределение интенсивности излучения I вдоль двухмодового луча можно представить следующим образом [5]:

$$I(z, t) = 2[1 + \cos(k_1 - k_2)(z - ct)].$$

Здесь k_i ($i = 1, 2$) — волновой вектор i -й компоненты лазерного излучения; c — скорость света; t — время; z — координата точки вдоль луча. При этом перераспределение энергии

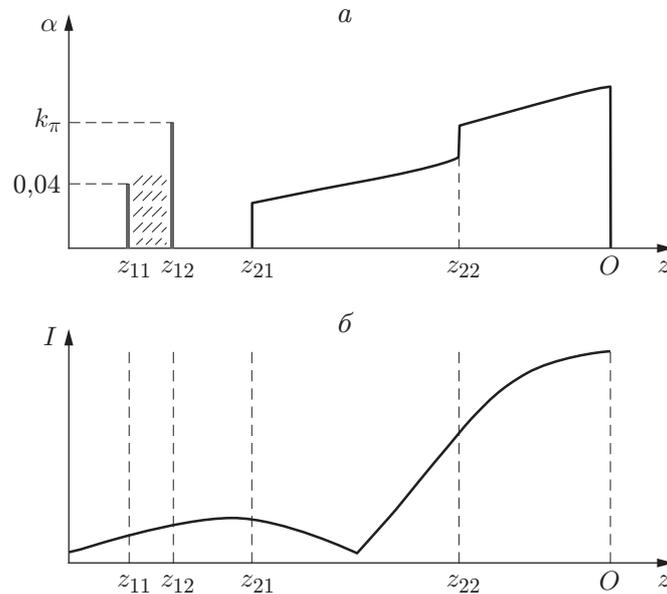


Рис. 1. Распределения коэффициента ослабления $\alpha(z)$ (а) и интенсивности излучения $I(z)$ (б) вдоль луча:

$k_{\Phi} = 0,04$ — коэффициент френелевского отражения от передней поверхности входного окна; k_{π} — коэффициент ослабления на запыленной внутренней поверхности входного окна; O — центр исследуемого объема; $z_{11}z_{12}$ — входное окно; $z_{21}z_{22}$ — ослабляющий участок внутри камеры; $z_{22}O$ — участок трассы лазерного луча внутри исследуемого объема

излучения вдоль луча происходит за счет наличия интерференционного потока [4]. Направление распространения интерференционного потока определяется соотношением фаз компонент [5]: при разности фаз $(180^{\circ} - 360^{\circ}) \pm 360^{\circ}$ направление интерференционного потока, проходящего через ослабляющие участки, совпадает с направлением лазерного луча.

Вместе с тем следует отметить, что возможность передачи лазерного излучения через ослабляющие участки с помощью интерференционного потока изучена недостаточно.

Целью данной работы являлось изучение эффективности передачи лазерного излучения через ослабляющие участки трассы с использованием интерференционного потока. Для этого проведены расчеты коэффициентов пропускания различных светопроводящих структур при различном расположении ослабляющих участков и фаз спектральных составляющих излучения.

Трасса лазерного излучения, использованная для расчетов, содержит следующие участки: входное окно (френелевское отражение на поверхностях, запыленная внутренняя поверхность) вакуумированной камеры, прозрачный и аэрозольный слой в камере и исследуемый объем (рис. 1,а). Входное окно вносит фазовый сдвиг в рассматриваемое излучение. На рис. 1,б показано мгновенное распределение интенсивности многомодового излучения.

При минимизации коэффициента ослабления лазерного луча представляют интерес два случая: 1) положение первого максимума интерференции совпадает с положением прозрачного участка вблизи входного окна, а положение второго — с положением исследуемого объема; 2) положение первого максимума интерференции совпадает с положением исследуемого объема, при этом положение второго максимума не имеет значения. В других случаях ослабление лазерного луча более существенно, чем в случае некогерентного пучка.

Мгновенная интенсивность I многоволнового оптического излучения в заданной точке может быть определена по формулам

$$I(z, t) = \frac{c}{8\pi} \sum_{i=1}^N (E^i)^2 = \frac{c}{8\pi} \sum_{i=1}^N (E_0^i)^2 \cos^2(\omega_i t - k_i z + \varphi_0); \quad (1)$$

$$I(z, t) = \frac{c}{8\pi} \left(\sum_{i=1}^N E^i \right)^2 = \frac{c}{8\pi} \left(\sum_{i=1}^N E_0^i \cos(\omega_i t - k_i z + \varphi_0) \right)^2, \quad (2)$$

где E_0^i , E^i — амплитуда и текущее значение напряженности электрического поля i -й модовой составляющей в расчетной точке; ω_i — частота; φ_0 — начальная фаза i -й компоненты; N — количество модовых составляющих.

В первом случае (некогерентные компоненты) суммарная интенсивность складывается из интенсивностей компонент (см. (1)). Во втором случае (когерентные компоненты) суммарная интенсивность пропорциональна квадрату суммы амплитуд электрических составляющих электромагнитной волны (см. (2)).

При расчете коэффициента ослабления лазерного излучения на различных участках трассы использовался закон Бугера $I = I_0 \exp(-\alpha Z)$, где α — коэффициент ослабления; Z — длина пути оптического излучения.

В первом случае (скалярное некогерентное сложение волн) для определения суммарной начальной интенсивности складывались все спектральные составляющие (см. (1)). Затем по закону Бугера вычислялось значение интенсивности суммарной волны в различных точках ослабляющих участков трассы.

Во втором случае в каждой точке трассы проводилось векторное суммирование волн (см. (2)). Для ослабляющих участков по закону Бугера вычислялось изменение амплитуды напряженности электрического поля каждой гармонической составляющей между двумя расчетными точками (с учетом отношения суммарной интенсивности когерентного пучка в текущей точке к интенсивности в точке $z = 0$). Для каждой расчетной точки значения амплитуд напряженности электрического поля отдельных волн заменялись их уменьшенными значениями на выходной границе предыдущего участка, определяемыми по формуле

$$E_0^{\text{вых}}(i) = E_0^{\text{вх}}(i) \sqrt{1 - \delta I_0 [1 - \exp(-\alpha \Delta l)]}, \quad E_0^{\text{вх}}(i+1) = E_0^{\text{вых}}(i),$$

$$\delta I_0 = \left[\sum_i E^i \right]^2 / \sum_i (E^i)^2,$$

где $E_0^{\text{вх}}(i)$, $E_0^{\text{вых}}(i)$ — амплитуды напряженностей электрического поля i -й моды на входной и выходной границах расчетного участка; Δl — длина расчетного участка.

Коэффициент δI_0 определяет величину изменения мгновенного значения интенсивности когерентного излучения относительно мгновенного значения интенсивности некогерентного излучения на расчетном участке за счет перераспределения части энергии в виде интерференционного потока в другие точки вдоль направления распространения луча [6–8].

Расчеты проводились для нескольких спектральных составляющих одинаковой амплитуды с равным сдвигом по частоте соседних компонент. Величина сдвига по частоте (в диапазоне $1 \div 100$ МГц) выбиралась в зависимости от расстояния до ослабляющих участков. Начальная разность фаз задавалась таким образом, чтобы в точке трассы с максимальным ослаблением излучения наблюдался минимум интенсивности интерференционного потока.

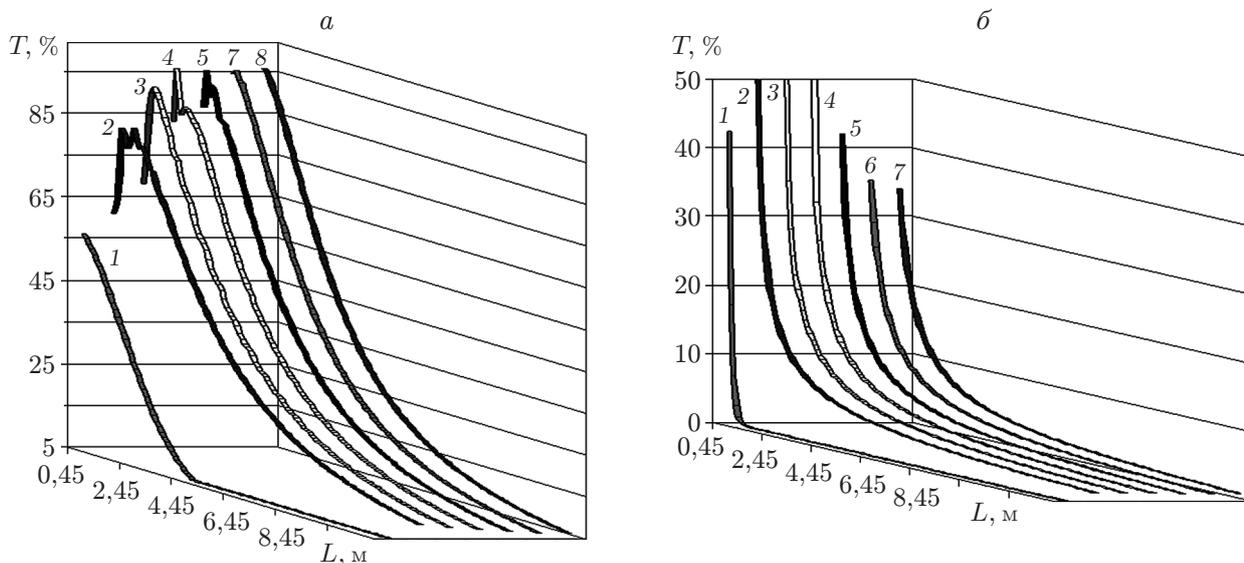


Рис. 2. Зависимость коэффициента пропускания ослабляющего участка от расстояния до исследуемого объема при различном количестве спектральных линий:
 а — $\alpha = 0,15 \text{ м}^{-1}$, б — $\alpha = 9,0 \text{ м}^{-1}$; 1 — некогерентный поток, 2 — $N = 2$, 3 — $N = 3$, 4 — $N = 5$, 5 — $N = 10$, 6 — $N = 30$, 7 — $N = 50$, 8 — $N = 100$

Расчеты показывают, что с увеличением количества спектральных компонент степень ослабления лазерного излучения уменьшается. На рис. 2 приведена зависимость коэффициента пропускания ослабляющего участка T от расстояния до исследуемого объема L при различном количестве спектральных линий N . На кривых зависимости $T(L)$, представленных на рис. 2,а, имеется два участка: на первом коэффициент ослабления увеличивается со значения $\alpha = 0,1 \text{ м}^{-1}$ с градиентом, равным $10 \text{ м}^{-1}/\text{м}$, на втором — со значения $\alpha = 0,15 \text{ м}^{-1}$ с градиентом, равным $0,2 \text{ м}^{-1}/\text{м}$. Расстояние от лазера до исследуемого объема равно половине пространственного периода межмодовых биений. Путем задания начальных фаз первый максимум интерференции совмещался с центром исследуемого объема. При увеличении количества спектральных составляющих независимо от оптической плотности ослабляющего участка коэффициент пропускания потока лазерного излучения незначительно увеличивается.

При малом количестве спектральных составляющих на поверхностях входного окна лазерное излучение существенно ослабляется, поэтому кривые на рис. 2,а имеют один или два экстремума.

Зависимость, приведенная на рис. 2,б, рассчитана для исследуемого объема, находящегося в аэрозоле с большим коэффициентом ослабления (на первом участке коэффициент ослабления увеличивается со значения $\alpha = 0,9 \text{ м}^{-1}$ с градиентом, равным $10 \text{ м}^{-1}/\text{м}$, на втором — со значения $\alpha = 9,0 \text{ м}^{-1}$ с градиентом, равным $0,2 \text{ м}^{-1}/\text{м}$). Для рассматриваемых условий все кривые имеют экспоненциальный характер. Вследствие существенного ослабления лазерного излучения аэрозольным слоем вклад процессов, происходящих на поверхностях входного окна, незначителен.

Из рис. 2 следует, что когерентный пучок может распространяться через ослабляющие участки со значительно меньшими потерями, чем некогерентный пучок. Изменение спектрального состава излучения не приводит к изменению характера зависимости. Кривые на рис. 2 получены для ослабляющего слоя в те моменты времени, когда исследуемый объем в центре ослабляющей среды совмещается с максимумом интерференционной полосы.

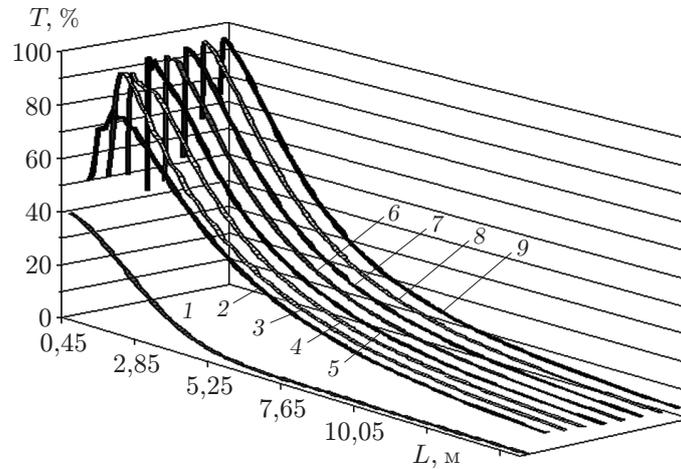


Рис. 3. Зависимость коэффициента пропускания двухслойного ослабляющего участка ($\alpha_1 = 9,0 \text{ м}^{-1}$, $\alpha_2 = 0,1 \text{ м}^{-1}$) от расстояния до исследуемого объема при различном количестве спектральных линий:

1 — некогерентный поток, 2 — $N = 2$, 3 — $N = 3$, 4 — $N = 5$, 5 — $N = 10$, 6 — $N = 15$, 7 — $N = 25$, 8 — $N = 40$, 9 — $N = 50$

Выполнен также расчет коэффициента пропускания трассы при больших значениях коэффициента ослабления на начальном участке $z_{21}z_{22}$ и при его малых значениях на участке $z_{22}O$ (см. рис. 1, а). Такая ситуация возникает при передаче лазерного излучения в исследуемый объем через локальные участки с большими значениями коэффициента поглощения (оптическое окно камеры и слой аэрозоля расположены между зондирующим лазером и исследуемым объемом). Полученные результаты расчетов представлены на рис. 3. Анализ кривых, приведенных на рис. 2, а и рис. 3, показывает, что все они имеют локальные экстремумы. Наличие на кривых участка с зависимостью $T(L)$, близкой к экспоненциальной, обусловлено прохождением лазерного излучения через ослабляющий участок большой длины. Длина начального участка трассы, на котором наблюдается отклонение зависимости $T(L)$ от экспоненциальной, зависит от количества спектральных компонент в лазерном излучении и распределения ослабляющих участков по трассе. По-видимому, это вызвано переносом энергии импульса через участок с равномерным распределением коэффициента ослабления.

В заключение следует отметить, что все приведенные результаты расчетов справедливы для малых промежутков времени, которым соответствует распределение интенсивности, представленное на рис. 1, б.

Результаты проведенного исследования показывают, что за счет биений различных частотных составляющих многоволновой лазерный луч может проходить через ограниченные по длине ослабляющие участки среды с меньшим ослаблением, чем некогерентный луч. Это справедливо при различных законах распределения коэффициента ослабления.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Козлов С. А.** Проблемы нелинейной оптики импульсов предельно коротких длительностей // Вестн. молодых ученых. Сер. Физ. науки. 2000. № 1. С. 7–16.
2. **Kandidov V. P., Militsin V. O.** Computer simulation of laser pulse filament generation in rain // Appl. Phys. B. Lasers Optics. 2006. V. 83, N 2. P. 171–174.

3. Михайлов Ю. М., Платоненко В. Т., Чжан Ц. Однофокусный режим распространения фемтосекундных световых пакетов при их самофокусировке в конденсированной среде // Журн. эксперим. и теорет. физики. 2009. Т. 135, вып. 2. С. 211–226.
4. Афанасьев С. А., Семенцев Д. И. Потоки энергии при интерференции электромагнитных волн // Успехи физ. наук. 2008. Т. 178, № 4. С. 377–384.
5. Сороко Л. М. Сверхразрешение в оптике и затухающие волны [Электрон. ресурс]. Режим доступа: <http://bsfp.media-security.ru/school5/8.htm#top>.
6. Мышкин В. Ф., Тихомиров И. А., Хан В. А. и др. Разработка устройств для управления параметрами оптического пучка: (Итог. отчет о науч.-исслед. работе) / Том. политехн. ун-т; Руководитель темы В. Ф. Мышкин. № ГР 01200305233; Инв. № 02200503133. М., 2005.
7. Мышкин В. Ф., Хан В. А., Ижойкин Д. А., Панков А. В. Разработка способа и устройства модуляции потока оптического излучения с частотой более 1 МГц // Науч. журн. Кубан. аграр. ун-та. 2009. № 52. [Электрон. ресурс]. Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2009/08/pdf/11.pdf>.
8. Хан В. А., Мышкин В. Ф., Ленский В. Н. и др. Передача оптического излучения через атмосферные трассы // Электросвязь. 2010. № 8. С. 39–42.

*Поступила в редакцию 19/І 2010 г.,
в окончательном варианте — 30/VІІ 2010 г.*
