

УДК 535.518.8

КОМПЕНСАЦИЯ ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА ПРОСТРАНСТВЕННЫМИ МОДУЛЯТОРАМИ СВЕТА

И. А. Шайкин*

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

В работе предложен новый способ компенсации термонаведённой деполяризации лазерного излучения, основанный на использовании пространственных модуляторов света. Показано, что применение одного модулятора позволяет в разы снизить интегральную степень деполяризации, а с помощью двух модуляторов возможно практически полностью избавиться от деполяризации независимо от её природы. Проанализирован фазовый фронт лазерного пучка и показано, что при компенсации деполяризации с помощью одного модулятора фазовый фронт качественно не меняется, а при компенсации двумя модуляторами неоднородность фазы уменьшается, что приводит к увеличению интенсивности в дальней зоне.

ВВЕДЕНИЕ

Паразитные тепловые эффекты, связанные с неизбежным тепловыделением в активной среде, ухудшают качество пучка, а также ограничивают среднюю мощность непрерывных и импульсно-периодических твердотельных лазеров и частоту повторения импульсов последних. На практике наиболее важными тепловыми эффектами являются термонаведённая деполяризация и тепловая линза. Оба эти эффекта подробно исследовались теоретически и экспериментально начиная с момента появления лазеров [1–3].

В простейшем случае цилиндрической симметрии собственные оси термонаведённого двулучепреломления в каждой точке оптического элемента направлены радиально и тангенциально. Следует заметить, что это справедливо для оптических элементов из стекла и изотропных кристаллов с определённой ориентацией [1], а для произвольной ориентации кристалла [4] и оптических элементов из керамики [5] это не так. Однако в рамках данной работы мы ограничимся простейшим случаем. Набег фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами приводит к искажению исходной (пусть линейной) поляризации и появлению ортогонально поляризованной составляющей поля. Рассмотрим произвольную точку на апертуре пучка (см. рис. 1а, где $(x, y) = \mathbf{r}$ — декартовы координаты на апертуре, $\mathbf{y}_0$ — орт оси y , E_0 — амплитуда электрического поля). Изменение поляризации в этой точке описывается соотношением для компонент E_x и E_y электрического поля:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \mathbf{T}(\varphi, \delta) \begin{pmatrix} 0 \\ E_0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где

$$\mathbf{T}(\varphi, \delta) = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(-i\delta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ -\sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \quad (2)$$

— матрица Джонса, $\delta = \delta(r)$ — набег фаз между термонаведёнными собственными поляризациями, (r, φ) — полярные координаты точки [6]. Функция $\delta(r)$ как при непрерывной, так и при импульсно-периодической накачке определяется средней мощностью тепловыделения. Изменение теплового режима происходит очень медленно, поэтому мы ограничимся стационарным случаем.

* ilya.shaikin@gmail.com

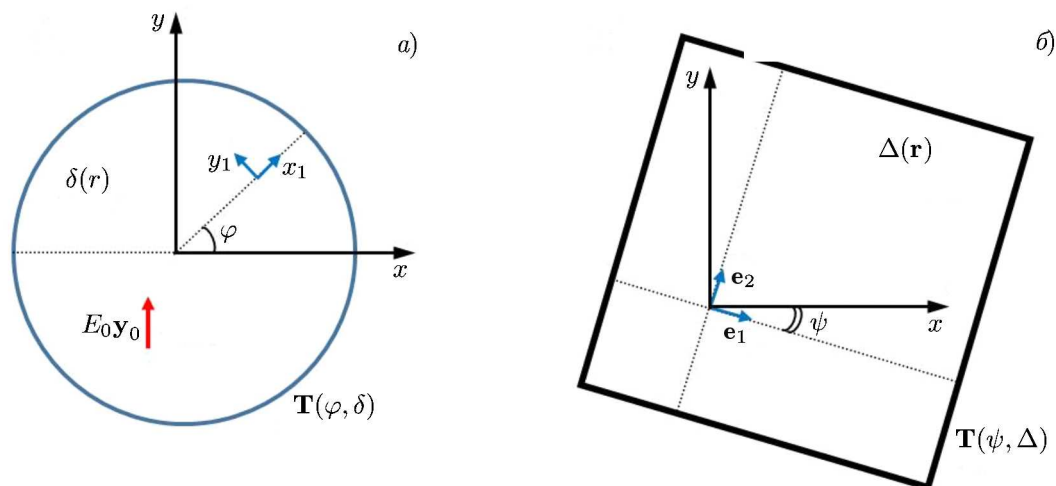


Рис. 1. Панель *a* — направление собственных осей x_1 и y_1 термонаведённого двулучепреломления в некоторой точке оптического элемента с цилиндрической симметрией, *б* — направление собственных поляризаций $\mathbf{e}_1$ и $\mathbf{e}_2$ в матрице SLM (одинаково во всех точках поперечного сечения)

В качестве характеристики деполяризованного излучения будем использовать локальную степень деполяризации $\Gamma(\mathbf{r})$, равную отношению интенсивности излучения, поляризованного ортогонально исходной поляризации, к полной интенсивности:

$$\Gamma(\mathbf{r}) = \frac{|E_x|^2}{|E_y|^2 + |E_x|^2}, \quad (3)$$

и интегральную степень деполяризации γ , равную отношению мощности излучения, поляризованного ортогонально исходной поляризации, к полной мощности:

$$\gamma = \frac{\int |E_x|^2 ds}{\int |E_y|^2 ds + \int |E_x|^2 ds}, \quad (4)$$

где интегрирование осуществляется по апертуре пучка.

Существуют различные способы компенсации деполяризации, т. е. уменьшения величин Γ и γ . Большинство из них основано на использовании дополнительных оптических элементов, которые изменяют поляризацию таким образом, чтобы суммарная деполяризация стала меньше. В качестве таких дополнительных элементов используются, например, кристаллические 90-градусные вращатели поляризации [7] или фарадеевские зеркала [8].

В данной работе предложен новый способ компенсации деполяризации, основанный на использовании пространственных модуляторов света (Spatial Light Modulator, SLM). Это коммерчески доступные приборы, основным компонентом которых является жидкокристаллическая матрица. Жидкие кристаллы обладают оптической анизотропией, а их ориентация определяется приложенным электрическим полем. В последнее время SLM широко используются для формирования пространственного [9] и спектрально-временного профиля лазерного излучения [10, 11]. В последнем случае SLM располагаются после дифракционной решётки. Характерное пространственное разрешение составляет порядка 1 000 пикселей по стороне, характерный размер одного пикселя около 10 мкм. При этом в каждом пикселе матрицы можно независимо управлять набегом фазы одной из собственных поляризаций. Это управление осуществляется с помощью специального контроллера через цифровой видеовыход компьютера. Фаза ортогонально поляризованного излучения при этом остаётся неизменной. Направления собственных поляризаций во всех пикселях

одинаковы и параллельны сторонам матрицы (см. рис. 1б). Таким образом, в каждой точке пучка изменение поляризации за счёт SLM можно описать матрицей Джонса (2) $\mathbf{T}(\psi, \Delta)$, где ψ — угол наклона осей SLM (фиксированный для всех точек поперечного сечения пучка параметр), а $\Delta(\mathbf{r})$ — произвольная функция от поперечных координат.

1. КОМПЕНСАЦИЯ ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ С ПОМОЩЬЮ ОДНОГО ИЛИ ДВУХ SLM

Рассмотрим возможность уменьшения интегральной деполяризации излучения при помощи одного SLM. Электрическое поле в произвольной точке пучка после его прохождения через SLM и оптический элемент можно записать как

$$\begin{pmatrix} E_{1x} \\ E_{1y} \end{pmatrix} = \mathbf{T}(\varphi, \delta) \mathbf{T}(\psi_1, \Delta_1) \begin{pmatrix} 0 \\ E_0 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

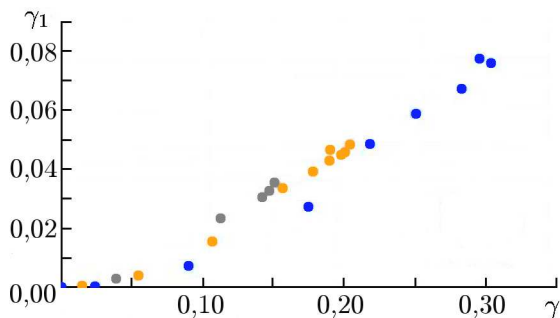


Рис. 2. Зависимость интегральной деполяризации γ_1 после компенсации от интегральной деполяризации γ без компенсации. Синий, оранжевый и серый цвета соответствуют зависимостям $\delta \propto r$, $\delta \propto r^2$ и $\delta \propto r^3$

Подставляя (5) в правую часть (4), получим степень интегральной деполяризации γ_1 при компенсации с помощью одного SLM. Значения угла наклона SLM ψ_1 и фазы $\Delta_1(\mathbf{r})$, вносимой SLM, подбирались численно таким образом, чтобы минимизировать значение γ_1 . Расчёты проводились в сетке с размером 100×100 , фаза подбиралась независимо для каждого пикселя. Численное моделирование показало, что наилучшая компенсация интегральной деполяризации, т. е. минимальное значение γ_1 , достигается при $\psi_1 = \pi/4$. На рис. 2 приведены зависимости минимальных значений γ_1 от степени интегральной деполяризации без компенсации γ при различных формах зависимости $\delta(\mathbf{r})$ — линейной, квадратичной и

кубической. При моделировании использовался круглый пучок с радиальной зависимостью интенсивности $I(r) \propto \cos[(r/r_0)^8]$, где r_0 — апертура пучка.

На рисунках в табл. 1 приведены распределения интенсивности для исходно поляризованной (E_y) и деполяризованной (E_x) компонент для разных значений набега фаз на образующей активного элемента и те же распределения после компенсации деполяризации для квадратичной зависимости $\delta(r)$.

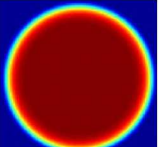
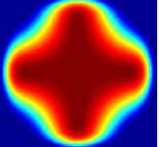
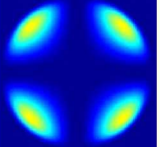
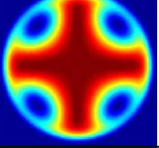
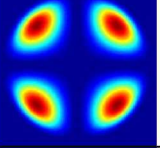
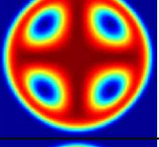
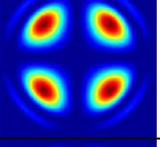
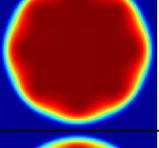
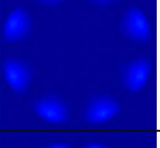
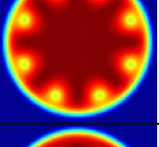
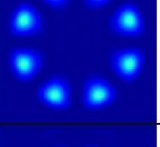
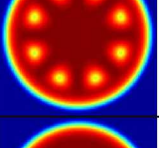
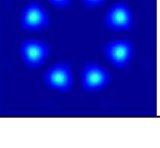
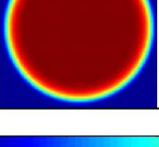
Эффективность компенсации (см. рис. 2) практически не зависит от вида зависимости $\delta(r)$. Как видно из рис. 2 и табл. 1, один SLM при $\gamma < 0,1$ позволяет уменьшить деполяризацию более чем на порядок. Таким образом, остаточная деполяризация составляет $\gamma_1 < 0,01$, что делает её пренебрежимо малой для большинства практических приложений. В то же время при больших значениях $\gamma > 0,2$ деполяризация уменьшается лишь в 4 раза и значения $\gamma_1 > 0,05$ могут оказаться неприемлемо высокими. В этом случае целесообразно использовать два SLM.

Для двух SLM по аналогии с предыдущим случаем запишем

$$\begin{pmatrix} E_{2x} \\ E_{2y} \end{pmatrix} = \mathbf{T}(\varphi, \delta) \mathbf{T}(\psi_2, \Delta_2) \mathbf{T}(\psi_1, \Delta_1) \begin{pmatrix} 0 \\ E_{0y} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где ψ_1 и ψ_2 — углы наклона осей SLM-матриц относительно исходной поляризации пучка, $\Delta_1 = \Delta_1(\mathbf{r})$ и $\Delta_2 = \Delta_2(\mathbf{r})$ — фазы, вносимые SLM (произвольные функции от поперечных координат).

Таблица 1. Распределения интенсивности для исходно поляризованной (E_y) и деполяризованной (E_x) компонент для разных значений набег фаз на образующей активного элемента для квадратичной зависимости $\delta(r)$

	$\delta(r = R)$	$ E_y ^2$, отн. ед.	$ E_x ^2$, отн. ед.	γ
без искажения	0		0	0,00
без компенсации	π			0,18
	2π			0,29
	3π			0,23
один SLM	π			0,03
	2π			0,07
	3π			0,05
два SLM	любая		0	0,00
 0,0 0,2 0,4 0,6 0,8 1,0				

Подставляя (6) в правую часть (4), получим степень интегральной деполяризации γ_2 при компенсации с помощью двух SLM. Оказалось, что при $\psi_1 = \pi/4$ и $\psi_2 = 0$ для любых значений φ и δ существует решение уравнения $E_{2x} = 0$ относительно переменных Δ_1 и Δ_2 (уравнение

Таблица 2. Распределение добавочной фазы на SLM-матрицах для случая набега фазы 2π на образующей элемента для квадратичной зависимости $\delta(r)$, фазовый фронт излучения для исходной поляризации и распределение интенсивности излучения в дальней зоне

	идеальный пучок	без компенсации	компенсация одним SLM	компенсация двумя SLM		
				SLM1	SLM2	
добавка фазы, вносимая SLM, рад						
фазовый фронт выходного излучения, рад						
нормированная интенсивность в дальней зоне выходного излучения, I/S						
S	1,00	0,20	0,20	0,33		

решалось с помощью встроенных инструментов среды MATLAB). Таким образом, использование двух последовательно расположенных SLM с направлениями собственных осей $\psi_1 = \pi/4$ и $\psi_2 = 0$ позволяет полностью компенсировать локальную деполяризацию Γ в любой точке пучка.

2. ИСКАЖЕНИЯ ФАЗОВОГО ФРОНТА

При компенсации деполяризации важно не вносить в лазерный пучок дополнительных фазовых aberrаций, а в идеальном случае желательно уменьшить термонаведённые aberrации. Рассмотрим влияние SLM на фазовые искажения. Используя (4)–(6), легко найти распределение фазы поляризованной компоненты излучения E_y . На рисунках в табл. 2 для случая набега фазы 2π на образующей элемента показан фазовый фронт излучения для исходной поляризации без компенсации, с компенсацией одним и двумя SLM, а также распределение добавочной фазы, вносимой SLM, и распределение интенсивности пучка в дальней зоне. Здесь мы не учитываем изотропную тепловую линзу.

Из табл. 2 видно, что компенсация деполяризации одним SLM приводит к повороту характерной для деполяризованного излучения цилиндрической линзы на угол $\pi/8$, однако качественно не меняет фазовый фронт пучка. В случае компенсации деполяризации двумя SLM фазовый фронт исходно поляризованной компоненты даже улучшился: разность фаз в различных точках поперечного сечения уменьшилась до π . Улучшение качества пучка можно заметить и в дальней зоне: число Штреля S (отношение интенсивности на оси к интенсивности того же пучка с плоским фазовым фронтом) увеличилось с 0,20 до 0,33.

Заметим, что фазовые искажения могут быть компенсированы с помощью дополнительного (третьего) SLM.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, использование одного SLM позволяет значительно (в разы) уменьшить термонаведённую деполяризацию практически независимо от радиальной зависимости термонаведённого двулучепреломления. Ось SLM должна быть наклонена относительно поляризации падающего излучения на 45° . Использование двух SLM позволяет практически полностью устранить термонаведённую деполяризацию, если оси SLM расположены под углами 45° и 0° к поляризации падающего излучения. В этом случае уменьшается и термонаведённый астигматизм пучка. Заметим, что величина тепловых искажений практически не ограничивает работу SLM, т. к. вносимая им модуляция может быть больше 2π . Чтобы градиент искажений также не ограничивал применимость метода, необходимо, чтобы изменение фазы на 2π происходило на масштабе много больше 10 мкм (размер одного пикселя), что практически всегда выполняется при апертуре пучка более 1 мм. Данный метод может быть использован не только для подавления тепловых эффектов, но и для компенсации деполяризации, вызванной другими причинами, например остаточными механическими напряжениями в оптических элементах.

Необходимо отметить, что на практике использование SLM ограничено их размерами ($10 \div 15$ мм), оптической стойкостью (50 мДж/см² для импульса с длительностью 1 нс), вносимыми потерями энергии ($5 \div 10$ %) и быстродействием ($10 \div 50$ мс). Кроме того, эффективность компенсации деполяризации может быть уменьшена из-за дифракции пучка при распространении между SLM и оптическим элементом. Учёт влияния последней является предметом дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы» (субсидия 14.607.21.0196, уникальный идентификационный номер проекта RFMEFI60717X0196).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ананьев Ю. А., Козлов Н. А., Мак А. А., Степанов А. И. // Журн. прикладной спектроскопии. 1966. Т. 5. С. 51.
2. Quelle F. W. // Appl. Opt. 1966. V. 5. P. 633.
3. Foster J. D., Osterink L. M. // J. Appl. Phys. 1970. V. 41. P. 3656.
4. Сомс Л. Н., Тарасов А. А., Шашкин В. В. // Квантовая электроника. 1980. Т. 7. С. 619.
5. Khazanov E. A. // Opt. Lett. 2002. V. 27. P. 716.
6. Jones R. C. // J. Opt. Soc. Am. 1941. V. 31. P. 488.
7. Scott W. C., de Wit M. // Appl. Phys. Lett. 1971. V. 18. P. 3.
8. Giuliani G., Ristori P. // Opt. Commun. 1980. V. 35. P. 109.
9. Maxson J. M., Bartnik A. C., Bazarov I. V. // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105. Art. no. 171109.
10. Weiner A. M. // Rev. Sci. Instrum. 2000. V. 71. P. 1929.
11. Zhu J., Tanigawa T., Chen T., et al. // Appl. Opt. 2010. V. 49. P. 350.

Поступила в редакцию 22 октября 2018 г.; принята в печать 24 декабря 2018 г.

COMPENSATION FOR LASER BEAM DEPOLARIZATION BY THE SPATIAL LIGHT MODULATORS

I. A. Shaikin

We propose a new method for compensating the thermally induced depolarization of laser radiation, which is based on using spatial light modulators. It is shown that using one modulator we can reduce the integral depolarization degree by several times and two modulators make it possible to almost entirely rule out depolarization irrespectively of its nature. The phase front of the laser beam is analyzed and it is shown that this phase front remains qualitatively unchanged when depolarization is compensated by one modulator, while in the case of compensation by two modulators the phase inhomogeneity decreases, which leads to an increase in the far-field intensity.