

Особенности работы различных схем изолятора Фарадея при высокой средней мощности лазерного излучения

Е.А.Хазанов

Анализируется влияние теплового самовоздействия лазерного излучения на первом проходе через изолятор Фарадея на потери мощности в основной пространственно-поляризационной моде. Для различных схем изоляторов получены аналитические выражения для этих потерь. Показано, что схема с двумя 22.5-градусными фарадеевскими вращателями и с 67.5-градусным взаимным вращателем между ними является наилучшей с точки зрения всех параметров изолятора. Полученные для гауссова пучка результаты обобщены на случай супергауссовых и П-образных пучков. Установлено, что П-образный пучок имеет минимальное самовоздействие.

Ключевые слова: изолятор Фарадея, тепловое самовоздействие, фотоупругий эффект, деполяризация излучения.

Введение

Существенно возросшие за последние годы средние мощности излучения лазерных систем делают все более актуальным исследование и поиск путей подавления тепловых эффектов, вызванных поглощением лазерного излучения в объеме оптических элементов. Вентиль Фарадея является одним из наиболее сильно подверженных тепловому самовоздействию элементов, т.к. поглощение в магнитоактивных средах относительно высокое – порядка 10^{-3} см^{-1} [1]. Исследованию самонаведенных тепловых эффектов в магнитоактивных средах посвящен ряд работ [2–9].

Поглощение излучения в оптических элементах Фарадея вызывает неоднородное по поперечному сечению распределение температуры. Это является причиной появления изотропной тепловой линзы, неоднородного распределения угла поворота плоскости поляризации, вызванного зависимостью постоянной Верде от температуры, а также появления одновременно с циркулярным (эффект Фарадея) линейного двулучепреломления, вызванного фотоупругим эффектом. Последние два механизма приводят к изменению состояния поляризации прошедшего через магнитоактивную среду излучения, что вызывает ухудшение качества развязки.

В [4] было показано, что фотоупругий эффект дает наибольший вклад в ухудшение качества развязки. В [5] были предложены и теоретически обоснованы новые схемы вентиля Фарадея, которые позволяют избежать этого ухудшения. Проведенные в [6] эксперименты подтвердили высокую эффективность новых схем по сравнению с традиционной.

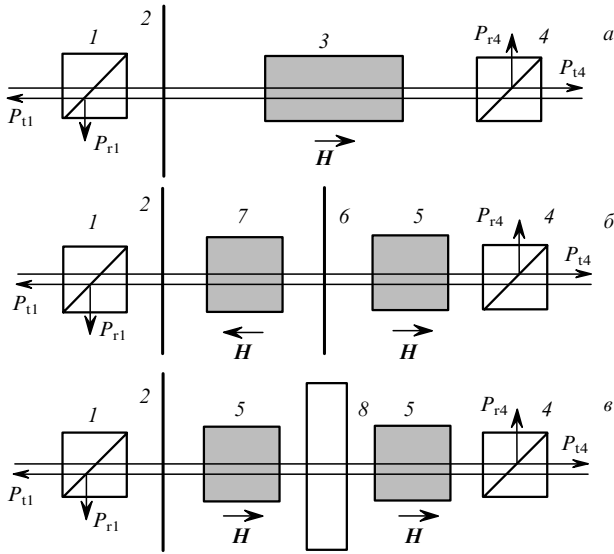
Развязка является, как правило, главным, но далеко не единственным параметром вентиля Фарадея. Другие важные характеристики этого устройства – аберрации пучка и потери мощности на первом проходе. Заметим,

что в некоторых приложениях эти характеристики могут быть не менее важными, чем развязка. В качестве примера можно привести лазерный интерферометр для детектирования гравитационных волн [10], в котором существенную роль играют искажения лазерного пучка. Влияние поглощения лазерного излучения в вентиле на искажения на первом проходе до сих пор не было исследовано ни для традиционной, ни для новых схем. Заметим, что во всех предыдущих исследованиях использовался пучок гауссовой формы. Величина же самонаведенных эффектов может существенно зависеть от формы пучка.

В настоящей работе получены аналитические выражения для потерь мощности и степени аберрации пучка на первом проходе как для традиционной, так и для двух новых [5, 6] схем вентиля Фарадея. На основе полученных результатов, а также результатов работ [5, 9] проведено комплексное сравнение всех трех схем с точки зрения работы при высокой средней мощности лазерного излучения. Результаты, полученные для гауссова пучка в этой и предыдущих работах [4–6, 9], обобщаются на случай супергауссовых и П-образного пучков.

1. Искажения линейно поляризованного гауссова пучка

Рассмотрим три схемы вентиля Фарадея: традиционную (рис.а) и две новые [5] (рис.б, в). В новых схемах вместо одного 45-градусного фарадеевского вращателя 3 используются два 22.5-градусных, между которыми находится полуволновая пластинка 6 с оптической осью, расположенной под углом 22.5° к плоскости поляризатора (рис.б), или взаимный вращатель поляризации 8 на угол 67.5° (рис.в). Во всех схемах в отсутствие тепловых эффектов после первого прохода через вентиль (слева направо) пучок сохраняет горизонтальную (в плоскости рисунка) поляризацию и проходит через поляризатор 4, а на обратном проходе меняет поляризацию на вертикальную (перпендикулярно плоскости рисунка) и отражается поляризатором 1. Вызванное фотоупругим эффектом линейное двулучепреломление в фарадеевских вращателях



Традиционная схема вентиля Фарадея (а) и новые [5] схемы вентиля Фарадея с пластинкой $\lambda/2$ (б) и взаимным вращателем (в): 1, 4 – поляризаторы; 2, 6 – пластинки $\lambda/2$; 3 – 45-градусный фарадеевский вращатель; 5 и 7 – 22.5-градусные фарадеевские вращатели, вращающие плоскость поляризации соответственно против часовой стрелки и по часовой стрелке; 8 – 67.5-градусный взаимный вращатель поляризации.

на обратном проходе приводит к появлению так называемой неразвязки γ , которая определяется соотношением

$$\gamma = \frac{P_{t1}}{P_{t1} + P_{r1}},$$

где P_{t1} и P_{r1} – мощности излучения, прошедшего через поляризатор 1 и отраженного от него. При малых искажениях для гауссова пучка в [5] были получены следующие выражения для γ :

$$\begin{aligned} \gamma_O &= p^2 \frac{A_1}{\pi^2}, \quad \gamma_L = p^4 \frac{8A_2}{\pi^4} \xi_a^2 (2a^2 + b^2), \\ \gamma_R &= p^4 \frac{6a^2 A_2}{\pi^4} \left(1 + \frac{2}{3} \xi_a^2 + \xi_a^4 \right), \end{aligned} \tag{1}$$

где

$$a = \frac{\pi}{8} - \frac{1}{\sqrt{8}}; \quad b = \frac{1}{2} - \frac{1}{\sqrt{8}}; \quad \xi_a = \frac{2p_{44}}{p_{11} - p_{12}};$$

$$p = \frac{L}{\lambda} \frac{\alpha Q}{\kappa} P_0; \quad Q = \frac{1}{L} \frac{dT}{dT} \frac{n_0^3}{4} \frac{1+v}{1-v} (p_{11} - p_{12}); \tag{2}$$

$$A_1 = \int_0^\infty \left[\frac{1}{y} - \frac{\exp(-y)}{y} - 1 \right]^2 \frac{dy}{\exp y} \approx 0.137;$$

$$A_2 = \int_0^\infty \left[\frac{1}{y} - \frac{\exp(-y)}{y} - 1 \right]^4 \frac{dy}{\exp y} \approx 0.042;$$

$L, T, n_0, \alpha, \kappa, v$ и p_{ij} – полная длина, температура, показатель преломления, коэффициент поглощения, теплопроводность, коэффициент Пуассона и коэффициенты фотоупругости магнитоактивной среды соответственно; P_0 – суммарная мощность греющего лазерного излучения; λ –

длина волны. Индексы «O», «L» и «R» здесь и далее относятся соответственно к традиционной схеме (рис.а), схеме с пластинкой $\lambda/2$ (рис.б) и схеме с вращателем поляризации (рис.в).

Рассмотрим теперь распространение пучка на первом проходе и найдем выражения для потерь мощности и искажений пучка. Пусть пучок после поляризатора 1 имеет горизонтальную поляризацию, гауссово распределение интенсивности с радиусом r_0 и плоский волновой фронт, т. е. комплексная амплитуда поля представляется в виде

$$E_1 = E_0 x_0 \exp(-r^2/2r_0^2), \tag{3}$$

где x_0 – единичный вектор, направленный вдоль оси x ; r – полярный радиус.

Из-за поляризационных искажений на первом проходе часть излучения отразится поляризатором 1. Поляризационные потери мощности γ_p определяются выражением

$$\gamma_p = \frac{P_{r4}}{P_{t4} + P_{r4}},$$

где P_{t4} и P_{r4} – мощности излучения, прошедшего через поляризатор 4 и отраженного от него. Для вычисления γ_p удобно воспользоваться соотношением

$$\gamma_{pO,pL,pR} = \frac{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty |E_{4O,4L,4R} y_0|^2 r dr}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty |E_{4O,4L,4R}|^2 r dr}, \tag{4}$$

где y_0 – единичный вектор, направленный вдоль оси y ; E_4 – комплексная амплитуда поля перед поляризатором 4. Здесь и далее мы предполагаем, что световой диаметр вентиля Фарадея таков, что апертурными потерями можно пренебречь.

Кроме поляризационных, пучок будет иметь также амплитудные и фазовые искажения, возникающие при его распространении через неоднородно нагретую магнитоактивную среду. Для количественного описания всех искажений удобно ввести величины

$$\gamma_{tO,tL,tR} = 1 - \frac{\left| \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty E_{4O,4L,4R} E_{ref}^* r dr \right|^2}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty |E_{4O,4L,4R}|^2 r dr \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty |E_{ref}|^2 r dr} \tag{5}$$

характеризующие отличие от единицы проекции лазерного поля E_4 на идеальное поле, т. е. на поле в отсутствие тепловых эффектов $E_{ref} = E_0 y_0 \exp(-r^2/2r_0^2)$. Величина γ_t определяет все искажения и представляет собой потери мощности в исходной пространственно-поляризационной моде, в то время как γ_p описывает только поляризационные потери и представляет собой потери мощности излучения в линейной поляризации. Разность $\gamma_t - \gamma_p$ характеризует амплитудно-фазовые искажения. Заметим, что вклад в $\gamma_t - \gamma_p$ дают изотропная тепловая линза и деполяризация излучения. Вклад последнего обусловлен тем, что деполяризованное излучение неоднородно по сечению и после его отражения поляризатором 4 в пучке появляются амплитудные и фазовые искажения.

Для определения поля E_4 удобно использовать формализм поляризационных матриц Джонса. Матрицы вра-

щателя плоскости поляризации на угол β_R ($R(\beta_R)$), пластинки $\lambda/2$, оптическая ось которой направлена под углом β_L ($L(\beta_L)$), а также вращателя Фарадея ($F(\Phi, \delta_1, \Psi)$) можно найти, например, в [4, 5, 11]. Здесь Φ – угол поворота плоскости поляризации, δ_1 и Ψ – разность фаз и угол наклона собственной поляризации наведенного во вращателе линейного двулучепреломления.

Чтобы учесть изотропную тепловую линзу в фарадеевских вращателях, необходимо поле умножить на скалярный множитель

$$\exp(ikLn),$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновой вектор; $n = n(r)$ – показатель преломления. Здесь и далее мы полагаем, что поперечное распределение температуры, а следовательно и показателя преломления, однородно вдоль направления распространения пучка. Кроме того, будем полагать, что дифракционная длина пучка даже с учетом наведенных искажений много больше длины вентилля Фарадея.

Распределение температуры в оптическом элементе, а следовательно и фазы лазерного пучка с учетом абберации, зачастую близко к параболическому. По этой причине большая часть фазовых искажений может быть скомпенсирована при помощи обычной линзы или телескопа (на рисунке не показан), который вносит в волновой фронт дополнительную кривизну (радиус кривизны R_0). Это эквивалентно умножению поля на фазовый множитель

$$\exp\left[\pm ikL\left(\frac{r}{R_0}\right)^2\right].$$

Знак «плюс» необходим для компенсации отрицательной тепловой линзы, а знак «минус» – для компенсации положительной. Варьируя R_0 , можно минимизировать фазовые искажения при $R_0 = R_{0\text{opt}}$. Таким образом, мы можем найти поле E_1 для всех трех схем:

$$\begin{aligned} E_{4O} &= \exp\left[\pm ikL\left(\frac{r}{R_0}\right)^2\right] \exp(ikLn) \\ &\quad \times F\left(\Phi = \frac{\pi}{4}, \delta_1\right) L\left(-\frac{\pi}{8}\right) E_1, \\ E_{4L} &= \exp\left[\pm ikL\left(\frac{r}{R_0}\right)^2\right] \exp(ikLn) \\ &\quad \times F\left(\Phi = \frac{\pi}{8}, \frac{\delta_1}{2}\right) L\left(\frac{\pi}{8}\right) F\left(\Phi = -\frac{\pi}{8}, \frac{\delta_1}{2}\right) L\left(\frac{\pi}{4}\right) E_1, \\ E_{4R} &= \exp\left[\pm ikL\left(\frac{r}{R_0}\right)^2\right] \exp(ikLn) \\ &\quad \times F\left(\Phi = \frac{\pi}{8}, \frac{\delta_1}{2}\right) R\left(\frac{3\pi}{8}\right) F\left(\Phi = \frac{\pi}{8}, \frac{\delta_1}{2}\right) L\left(\frac{\pi}{16}\right) E_1, \end{aligned} \quad (6)$$

Поляризационные искажения в двух фарадеевских вращателях в новых схемах мы считаем одинаковыми. Разность фаз при чисто линейном двулучепреломлении в каждом вращателе в этом случае равняется $\delta_1/2$, т. е. δ_1 для всех схем – это суммарный набег фаз при чисто линейном двулучепреломлении на всей длине магнитоактивной среды.

Для вычисления γ_i и γ_p необходимо определить только δ_1 , Ψ и $n(r)$. В случае использования кристалла цилиндрической формы с ориентацией [001] и углом θ между кристаллографической осью и осью x эти величины определяются через распределение температуры $T(r)$ [12]:

$$\begin{aligned} \delta_1(r, \varphi) &= 4\pi \frac{L}{\lambda} Q \left[\frac{1 + \xi_a^2 \tan^2(2\varphi - 2\theta)}{1 + \tan^2(2\varphi - 2\theta)} \right]^{1/2} \frac{1}{r^2} \int_0^r r^2 \frac{dT}{dr} dr, \\ \tan(2\Psi - 2\theta) &= \xi_a \tan(2\varphi - 2\theta), \end{aligned} \quad (7)$$

$$n(r) = n(0) + [T(r) - T(0)]P,$$

$$P = \frac{dn}{dT} - \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} n_0^3 \frac{1+v}{4(1-v)} (p_{11} + p_{12}).$$

Распределение температуры $T(r)$ легко найти из уравнения теплопроводности (см., напр., [5]).

Рассмотрим случай слабого линейного двулучепреломления, т. е. когда

$$\delta_1 \ll 1. \quad (8)$$

Выражения (7) справедливы также и для стеклянных магнитооптических элементов, для которых $\xi_a = 1$, а зависимость от θ отсутствует. При использовании кристалла δ_1 и Ψ , а следовательно и искажения, зависят от угла θ . Будем рассматривать оптимальные $\theta_{O,L,R}^{\text{opt}}$, при которых неразвязка γ минимальна [5]:

$$\theta_O^{\text{opt}} = -\frac{\pi}{8}, \quad \theta_L^{\text{opt}} = \frac{\pi}{16} + \frac{1}{4} \arcsin\left(\frac{\pi\sqrt{2}/4 - 1}{\sqrt{2} - 1} \frac{\xi_a^2}{\xi_a^2 - 1} + 1\right), \quad (9)$$

$$\theta_R^{\text{opt}} - \text{любое.}$$

Если выражение в скобках больше единицы, т. е. $\xi_a < 1.315$, то $\theta_L^{\text{opt}} = 3\pi/16$. Важным преимуществом схемы на рис. 6 является то, что γ_R вообще не зависит от угла θ ; это позволяет выбрать θ оптимальным с точки зрения минимизации γ_{pR} и γ_{iR} . Используя выражения (3)–(11), можно показать, что γ_{iR} вообще не зависит от θ , а γ_{pR} имеет минимум при

$$\theta_R^{\text{opt}} = \frac{5\pi}{16}. \quad (10)$$

Подставляя (7) в (6), а результат – в (4) и (5), с учетом (3), (8)–(10) получаем выражения для потерь во всех трех схемах:

$$\gamma_{iO,L,IR} = \gamma_{pO,pL,pR} + \gamma_{aO,aL,aR} + \gamma_i, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \gamma_{pO} &= p^2 \frac{A_1}{\pi^2} \xi_a^2, \\ \gamma_{pL} &= p^2 \frac{A_1}{\pi^2} \begin{cases} (2 - \pi/2)(\xi_a^2 + 1), & \xi_a > 1.315, \\ 2(2 - \sqrt{2}), & \xi_a < 1.315, \end{cases} \\ \gamma_{pR} &= p^2 \frac{A_1}{\pi^2} (2 - \sqrt{2}), \end{aligned} \quad (12)$$

$$\gamma_{aO} = p^2 \frac{A_1}{\pi^2}, \quad \gamma_{aL} = 0, \quad \gamma_{aR} = p^2 \frac{A_1}{\pi^2} (2 - \sqrt{2}) \xi_a^2, \quad (13)$$

$$\gamma_i(R_0 = \infty) = \frac{A_3}{4} p_i^2, \quad \gamma_i(R_0 = R_{\text{opt}}) = \frac{A_4}{4} p_i^2, \quad (14)$$

где

$$A_3 = \int_0^\infty f^2(y) \exp(-y) dy - \left[\int_0^\infty f(y) \exp(-y) dy \right]^2 \approx 0.268;$$

$$A_4 = \int_0^\infty [f(y) - 0.5y]^2 \exp(-y) dy \quad (15)$$

$$- \left\{ \int_0^\infty [f(y) - 0.5y] \exp(-y) dy \right\}^2 \approx 0.0177;$$

$$f(y) = \int_0^\infty \frac{1 - \exp(-y)}{y} dy; \quad p_i = \frac{L \alpha P}{\lambda z} P_0.$$

Обсудим полученные результаты. Прежде всего отметим, что все потери для всех трех схем не зависят от радиуса пучка r_0 и пропорциональны квадрату мощности греющего излучения P_0 . Неразвязка вентиля Фарадея (1) также не зависит от r_0 и пропорциональна P_0^2 для традиционной схемы и P_0^4 для новых схем.

Полные искажения γ_i (11) представляют собой сумму трех слагаемых. Первые два слагаемых связаны с деполаризацией излучения, вызванной фотоупругим эффектом, а последнее слагаемое отражает чисто фазовые искажения, вызванные изотропной тепловой линзой. Заметим, что вклад в эту линзу вносят как температурная зависимость показателя преломления, так и «изотропная» часть фотоупругого эффекта (см. два соответствующих слагаемых в выражении для P). Изотропные искажения γ_i определяются только параметром p_i . Как и следовало ожидать, γ_i одинаково для всех трех схем и существенно зависит от того, компенсируются параболические аберрации ($R_0 = R_0^{\text{opt}}$) или нет ($R_0 \rightarrow \infty$). Из (14), (15) видно, что при оптимальной компенсации искажения, вызванные тепловой линзой, уменьшаются в $A_3/A_4 = 15$ раз.

Параметр p характеризует искажения, вносимые анизотропией, вызванной фотоупругим эффектом. Эти искажения – первые два слагаемых в (11) – можно разделить на поляризационные (γ_p) и амплитудно-фазовые (γ_a). Как следует из (12), (13), с точки зрения минимизации $\gamma_p + \gamma_a$ обе новые схемы немного лучше традиционной. Выше уже указывалось, что γ_p определяет потери мощности за первый проход через вентиль Фарадея и для ряда приложений является более важной характеристикой, чем полные пространственно-поляризационные искажения γ_i .

Сравним различные схемы с точки зрения минимума γ_p . Величина γ_p сильно зависит от того, какой оптический элемент используется – стеклянный или кристаллический. Для стекла $\xi_a = 1$ и, как видно из (12), схема на рис. в несколько лучше, чем две другие. Для тербий-галлиевого граната (TGG) – наиболее широко используемого в изоляторах Фарадея кристалла – $\xi_a = 3.6$ [4]. С учетом этого при использовании TGG схемы на рис. б и в имеют в 2 и 20 раз меньшие потери, чем традиционная схема (рис. а). Взяв для оценок $Q = 4 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$, $P = 2 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-1}$, из (12)–(14) для TGG получаем, что потери, вызванные деполаризацией ($\gamma_a + \gamma_p$), сравнимы с потерями, связанными с изотропной линзой ($\gamma_i(R_0^{\text{opt}})$).

Полученные в этом разделе формулы для γ_p, γ_a и γ_i справедливы при выполнении условия (8). В общем случае, когда это условие не выполняется, результаты численного интегрирования показывают, что выражения (12)–(14) справедливы при $\gamma_p, \gamma_a, \gamma_i < 0.1$.

2. Влияние формы пучка

В предыдущем разделе мы рассмотрели самонаведенные тепловые искажения гауссова пучка при первом проходе через изолятор Фарадея. Для этого же профиля в работах [3–9] была исследована неразвязка. Поскольку лазерный пучок одновременно и записывает искажения (являясь источником тепла), и считывает их, самовоздействие может сильно зависеть от поперечного распределения интенсивности, в частности от скорости ее спада от центра к периферии. В этом разделе мы обобщим полученные результаты на случай супергауссова пучка:

$$E_1 = E_0 x_0 \exp\left(-\frac{r^{2m}}{2r_0^{2m}}\right). \quad (16)$$

Параметр m характеризует скорость спада интенсивности. При $m = 1$ интенсивность спадает довольно медленно (гауссов пучок). По мере возрастания m скорость спада интенсивности увеличивается, и при $m = \infty$ пучок превращается в П-образный.

Повторяя описанную в предыдущем разделе процедуру для лазерного пучка (16), можно показать, что соотношения для потерь на первом проходе (11)–(14) остаются справедливыми при любом m , если выражения для A_1, A_3, A_4 заменить на выражения

$$A_1(m) = \frac{1}{\sigma_0^3} \int_0^\infty \left[\int_0^y dz \int_0^z \exp(-y^m) dy \right]^2 \frac{dy}{y^2 \exp y^m},$$

$$A_3(m) = \frac{1}{\sigma_0^3} \int_0^\infty g^2(y) \exp(-y^m) dy - \frac{1}{\sigma_0^4} \left[\int_0^\infty g(y) \exp(-y^m) dy \right]^2, \quad (17)$$

$$A_4(m) = A_3(m) - \frac{\sigma_1}{\sigma_0^4 \sigma_2 \sigma_0 - \sigma_1^2} \times \left[\int_0^\infty g(y) \left(1 - \frac{y\sigma_0}{\sigma_1}\right) \exp(-y^m) dy \right]^2,$$

где

$$\sigma_k = \int_0^\infty y^k \exp(-y^m) dy; \quad k = 0, 1, 2;$$

$$g(y) = \int_0^y \left[\int_0^z \exp(-y^m) dy \right] \frac{dz}{z}.$$

Проведя аналогичные приведенным в [5] вычисления для неразвязки γ , можно показать, что соотношения (1) также остаются в силе при любом m , если для A_2 использовать выражение

$$A_2(m) = \frac{1}{\sigma_0^5} \int_0^\infty \left[\int_0^y dz \int_0^z \exp(-y^m) dy \right]^4 \frac{dy}{y^4 \exp y^m}, \quad (18)$$

а для A_1 – выражение (17). Значения A_{1-4} для некоторых m приведены в таблице. Таким образом, выражения для всех видов потерь во всех трех схемах качественно остаются неизменными при любых m . От формы пучка зависят лишь численные множители A_{1-4} . В то же время эти изменения могут быть весьма значительными (см. таблицу). Обсудим наиболее важные из них.

m	A_1	A_2	A_3	A_4
1	0.137	0.042	0.268	0.0177
2	0.111	0.0265	0.158	0.00205
4	0.095	0.0181	0.111	$1.7 \cdot 10^{-4}$
8	0.087	0.0145	0.092	$1.0 \cdot 10^{-5}$
16	0.085	0.0131	0.086	$4.4 \cdot 10^{-7}$
∞	1/12	1/80	1/12	0

Прежде всего отметим, что с ростом m множители A_{1-4} уменьшаются. Это значит, что все искажения уменьшаются при переходе от гауссова пучка к П-образному. В частности, изотропная тепловая линза, индуцированная этим пучком, может быть полностью компенсирована, т. е. $A_4(\infty) = 0$. Это имеет простое физическое объяснение: при однородном источнике тепла в цилиндрической среде устанавливается строго параболическое распределение температуры.

Для всех трех схем вызванные деполяризацией искажения γ_a и γ_p пропорциональны A_1 , а изотропные искажения $\gamma_i - A_{3,4}$. Поэтому сравнение трех схем, сделанное в предыдущем разделе для гауссова пучка, справедливо для любого пучка (16). Незвязка γ пропорциональна A_1 для традиционной схемы и A_2 – для новых схем (см. (1) и рис.б,в). Отношение $A_2(m)/A_1(m)$ показывает, как зависит от m выигрыш по γ новых схем по сравнению с традиционной. Из таблицы видно, что при переходе от гауссова пучка к П-образному этот выигрыш увеличивается в 2 раза. Отношение незвязки, вызванной температурной зависимостью постоянной Верде, к незвязке, вызванной фотоупругим эффектом, пропорционально отношению $A_3(m)/A_1(m)$ [4]. Поскольку оно уменьшается с ростом m , вывод о пренебрежимо малом вкладе температурной зависимости постоянной Верде, сделанный в [4] для гауссова пучка, остается в силе для любого пучка (16).

Таким образом, можно резюмировать, что П-образный пучок является оптимальным с точки зрения всех тепловых эффектов во всех рассмотренных схемах вентилля Фарадея, в то время как гауссов пучок имеет наиболее сильное самовоздействие.

Выводы

В заключение перечислим наиболее важные результаты. Тепловое самовоздействие лазерного излучения при первом проходе через вентиль Фарадея приводит к потерям мощности в исходной пространственно-поляризованной моде лазерного излучения. Эти потери состоят из потерь, вызванных изотропной тепловой линзой (γ_i)

и деполяризацией. Последние, в свою очередь, представляют собой сумму чисто поляризационных потерь γ_p (потери мощности в линейной поляризации) и потерь γ_a , связанных с амплитудно-фазовыми искажениями из-за деполяризации. Для трех схем вентилля Фарадея (см. рисунок) в приближении малых искажений получены аналитические выражения для всех видов потерь. Схема с взаимным вращателем поляризации (рис.в) является лучшей с точки зрения как чисто поляризационных потерь γ_p , так и потерь, связанных с деполяризацией ($\gamma_p + \gamma_a$). Заметим, что она же обеспечивает минимальную незвязку (1). С точки зрения изотропной тепловой линзы все схемы одинаковы, причем для гауссова пучка компенсирующая линза позволяет уменьшить вызванные тепловой линзой потери γ_i в 15 раз. Все самонаведенные искажения во всех трех схемах уменьшаются при переходе от гауссова пучка к супергауссовому и далее к П-образному.

Работа была поддержана грантом Национального научного фонда США (NSF) PHY-9900786 и грантом РФФИ № 99-02-17257.

1. Зарубина Т.В., Петровский Г.Т. *Оптич.ж.*, **59**, № 11, 48 (1992).
2. Зарубина Т.В., Мальшаков А.Н., Пасманик Г.А., Потемкин А.К. *Оптич.ж.*, **64**, 11, 67 (1997).
3. Khazanov E.A., Kulagin O.V., Yoshida S., Reitze D. *Proc.CLEO'98* (San Francisco, 1998, paper CWF34).
4. Khazanov E.A., Kulagin O.V., Yoshida S., Reitze D., Tanner D. *IEEE J.Quantum Electron.*, **35**, 1116 (1999).
5. Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **26**, 59 (1999).
6. Khazanov E., Andreev N., Babin A., Kiselev A., Palashov O., Reitze D. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **17**, 99 (2000).
7. Андреев Н.Ф., Бабин А.А., Киселев А.М., Палашов О.В., Хазанов Е.А., Зарубина Т.В., Щавелев О.С. *Оптич.ж.*, **67** (2000) (в печати).
8. Eichler H.J., Mehl O., Eichler J. *Proc.SPIE*, **3613**, 166 (1999).
9. Khazanov E.A. *Proc.SPIE*, **3609**, 181 (1999).
10. Strain K.A., Danzmann K., Muzino J., Nelson P.G., Rudiger A., Schilling R., Winkler W. *Phys.Letts A*, **194**, 124 (1994).
11. Jaecklin A.A., Lietz M. *Appl.Optics*, **11**, 617 (1972).
12. Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. *Термооптика твердотельных лазеров* (Л., Машиностроение, 1986).

E.A.Khazanov. Characteristic features of the operation of different designs of the Faraday isolator for a high average laser-radiation power.

The influence of the thermal self-interaction of the laser radiation in the first pass through a Faraday isolator on the power losses in the main spatiopolarisation mode is analysed. Analytical expressions for these losses were obtained for different designs of the isolators. It is shown that the design with two 22.5° Faraday rotators and with a 67.5° mutual rotator between the former devices is best from the standpoint of all the isolator parameters. The results obtained for a Gaussian beam were extended to the case of super-Gaussian and П-shaped beams. It was established that the П-shaped beam exhibits a minimal self-interaction.