

Влияние кубической нелинейности на компенсацию термонаведенных поляризационных искажений в изоляторах Фарадея

М.С.Кузьмина, Е.А.Хазанов

Решена задача о распространении лазерного излучения в двулучепреломляющей среде с учетом термонаведенного линейного двулучепреломления и при наличии кубической нелинейности. Показано, что при больших средней и пиковой мощностях излучения степень изоляции изолятора Фарадея существенно уменьшается из-за кубической нелинейности: более чем на порядок при V -интеграле, равном единице. Данный эффект существует для импульсов с энергией 0.2–3 Дж, длительностью от 10 пс до 4 нс и частотой следования 0.2–40 кГц.

Ключевые слова: лазерные системы с высокими средней и пиковой мощностями, термонаведенное двулучепреломление, кубическая нелинейность, поляризационные искажения.

1. Введение

Одним из перспективных направлений развития лазерной физики является создание лазерных систем, обладающих одновременно высокой средней мощностью и высокой пиковой мощностью. При создании таких лазеров на первый план выходят как тепловые эффекты, ограничивающие среднюю мощность, так и паразитные нелинейно-оптические эффекты, ограничивающие пиковую мощность. Диапазон параметров таких лазеров очень широк: от фемто- и пикосекундных лазеров с энергией импульса в доли джоуля и частотой следования ~ 1 кГц до наносекундных лазеров на неодимовом стекле с энергией в сотни джоулей и частотой следования импульсов в десятые и сотые доли герца; следовательно, широк и диапазон применения этих лазеров.

В связи с этим актуальными становятся исследования совместного (одновременного) влияния тепловых и нелинейно-оптических эффектов. В частности, интерес представляет распространение света через среду с двулучепреломлением, наведенным двумя эффектами одновременно: термоупругими напряжениями и кубической нелинейностью. Вклад перечисленных эффектов принципиально не аддитивен, т. к. термонаведенное двулучепреломление не зависит ни от интенсивности, ни от поляризации лазерного поля, а наведенная кубической нелинейностью анизотропия зависит от интенсивности и поляризации. Изолятор Фарадея, являющийся ключевым элементом многих лазерных систем, относится к тем оптическим элементам, для которых последствия совместного влияния кубической нелинейности и тепловых эффектов могут оказаться весьма критичными.

Тепловые эффекты, возникающие в изоляторе Фарадея, обусловлены относительно высоким поглощением лазерного излучения в его магнитоактивном элементе –

10^{-3} см⁻¹. Поглощение излучения вызывает неоднородное по поперечному сечению распределение температуры и приводит к возникновению тепловой линзы, неоднородному распределению угла поворота плоскости поляризации и линейному двулучепреломлению, связанному с механическими напряжениями из-за градиента температуры (фотоупругий эффект). Появление тепловой линзы не вызывает никаких поляризационных изменений в лазерном излучении и, следовательно, не влияет на изоляцию вентили Фарадея. Согласно [1, 2] наибольший вклад в снижение изоляции дает фотоупругий эффект, а влиянием неоднородного распределения угла поворота плоскости поляризации можно пренебречь. Поэтому в настоящей работе под тепловым самовоздействием мы будем подразумевать исключительно фотоупругий эффект, изменяющий не только разности фаз собственных поляризаций, но и сами собственные поляризации, которые становятся в этом случае эллиптическими. Эллиптичность, ориентация оси эллипса и разность фаз являются функциями поперечных координат. Все это приводит к деполяризации излучения, негативное последствие которой проявляется в отличной от нуля неразвязке (величина, обратная степени изоляции) изоляторов Фарадея. Под деполяризованным излучением мы понимаем излучение с поляризацией, постоянной во времени, но изменяющейся от точки к точке поперечного сечения. Следовательно, деполяризация – это превращение поляризованного излучения в деполяризованное.

В настоящее время существует несколько работ, посвященных проблеме компенсации термонаведенных искажений в изоляторе Фарадея [1–5], поэтому нас будет интересовать влияние кубической нелинейности на уже существующие способы борьбы с упомянутым негативным тепловым эффектом.

Проявление кубической нелинейности в магнитоактивном элементе вращателя Фарадея, обладающем по сравнению с лазерными стеклами относительно небольшой оптической толщиной, обусловлено большим значением нелинейной характеристики среды: $\gamma_{nl} = 7.2 \times 10^{-7}$ (стеклянный магнитоактивный элемент) и 17×10^{-7} ГВт⁻¹·см² (кристалл тербий-галлиевого граната (ТГГ)), где γ_{nl} определяет зависимость показателя преломления от интенсивно-

М.С.Кузьмина, Е.А.Хазанов. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: kmsnn@mail.ru, khazanov@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 16 апреля 2013 г., после доработки – 27 июня 2013 г.

сти $n(I) = n_0 + \gamma_{nl}I$. В качестве меры кубической нелинейности также используют B -интеграл – нелинейный набег фазы в среде длиной L :

$$B(r) = \frac{2\pi}{\lambda} \gamma_{nl} \int_0^L I(r, z) dz,$$

где λ – длина волны света в вакууме; r – радиус в цилиндрической системе координат. Под эффектом, обусловленным кубической нелинейностью, будем понимать поляризационный эффект, связанный с появлением наведенной поляризации. Возникающее при этом различие в коэффициентах преломления для циркулярно поляризованных волн приводит к повороту эллипса поляризации [6, 7].

Таким образом, и кубическая нелинейность, и термонаведенное двулучепреломление вносят в лазерный пучок поляризационные искажения (появляется деполяризация). Следовательно, для лазерных систем с высокими средней и пиковой мощностями встает вопрос о рассмотрении изменения поляризации лазерного излучения в среде с циркулярным двулучепреломлением (эффект Фарадея) и двумя паразитными эффектами – термонаведенным линейным двулучепреломлением и нелинейным циркулярным двулучепреломлением. Данная задача является продолжением исследованной в [8] проблемы влияния кубической нелинейности на эффективность компенсации термонаведенных искажений в стеклянных активных элементах. Укажем два существенных различия между этими задачами. Во-первых, в задаче об активных элементах не рассматривалось циркулярное двулучепреломление, которое принципиально необходимо учитывать в задаче об изоляторе Фарадея. Во-вторых, при компенсации термонаведенного двулучепреломления в активных элементах остаточная интегральная деполяризация $\sim 1\%$ считается вполне допустимой. Для изолятора Фарадея неразвязка является важнейшим параметром, значение которого в современных устройствах не превышает 0.1% . По этой причине при одинаковых значениях B -интеграла влияние кубической нелинейности на неразвязку в изоляторе Фарадея более существенно, чем ее влияние на точность компенсации термонаведенных искажений в лазерных активных элементах. В то же время тепловыделение и, следовательно, термонаведенное двулучепреломление в изоляторах меньше, чем в активных элементах.

В настоящей работе исследовано распространение лазерного излучения в магнитоактивной среде с термонаведенным линейным двулучепреломлением и кубической нелинейностью. Изучено влияние кубической нелинейности на характеристики современных и широко используемых схем компенсации термонаведенного двулучепреломления в изоляторе Фарадея со стеклянным (МОС 10) и кристаллическим (кристалл ТГГ) магнитоактивными элементами.

2. Распространение лазерного излучения в поглощающем магнитоактивном элементе при наличии кубической нелинейности

Рассмотрим слой магнитоактивной среды и обозначим направление распространения лазерного излучения в ней как ось z . Тогда вектор напряженности электрического поля E имеет проекции на оси x и y . В качестве магнитоактивной среды выберем два возможных ее типа –

магнитоактивное стекло (МОС 10) и кристалл ТГГ с ориентацией [001]. Для обеих сред кубическую нелинейность будем считать изотропной. Для кристалла ТГГ это является приближением, которое обычно хорошо выполняется для изотропных кристаллов (данными о величинах недиагональных компонент тензора нелинейной восприимчивости авторы не располагают).

Пренебрегая дифракцией, запишем стационарную систему дифференциальных уравнений для компонент вектора E в случае распространения излучения в нелинейной среде, обладающей линейным и циркулярным двулучепреломлением:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_x}{\partial z} &= \frac{i6\pi k_0}{n_0} \chi_{xxxx} \left[|E_x|^2 E_x + \frac{1}{3} (2E_x |E_y|^2 + E_x^* E_y^2) \right] \\ &\quad - \frac{i}{2} \frac{\partial \delta_{lin}}{\partial z} \cos(2\Psi) E_x - \left[\frac{\partial \delta_{circ}}{\partial z} + i \frac{\partial \delta_{lin}}{\partial z} \sin(2\Psi) \right] E_y, \\ \frac{\partial E_y}{\partial z} &= \frac{i6\pi k_0}{n_0} \chi_{xxxx} \left[|E_y|^2 E_y + \frac{1}{3} (2E_y |E_x|^2 + E_y^* E_x^2) \right] \\ &\quad + \frac{i}{2} \frac{\partial \delta_{lin}}{\partial z} \cos(2\Psi) E_y + \left[\frac{\partial \delta_{circ}}{\partial z} - i \frac{\partial \delta_{lin}}{\partial z} \sin(2\Psi) \right] E_x, \end{aligned} \tag{1}$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$; χ_{xxxx} – диагональная компонента тензора нелинейной восприимчивости четвертого ранга; δ_{circ} и δ_{lin} – разности фаз при чисто циркулярном (в отсутствие линейного) и чисто линейном (в отсутствие циркулярного) двулучепреломлении соответственно; Ψ – угол наклона собственной поляризации при чисто линейном двулучепреломлении относительно оси x (рис.1). Заметим, что угол поворота плоскости поляризации $\Phi = \delta_{circ}(L)/2$. Несмотря на то что рассматриваемые тепловой и нелинейный эффекты обусловлены самовоздействием лазерного излучения, их вклад в (1) можно описывать в виде суммы соответствующих слагаемых благодаря разнице во времени установления. Действительно, влияние кубической нелинейности характеризуется малым временем релаксации ($10^{-15} - 10^{-16}$ с) [9] и становится актуальным для импульсного излучения с большой пиковой мощностью и малой длительностью (1 нс и менее). Время отклика среды на тепловое воздействие значительно превышает время

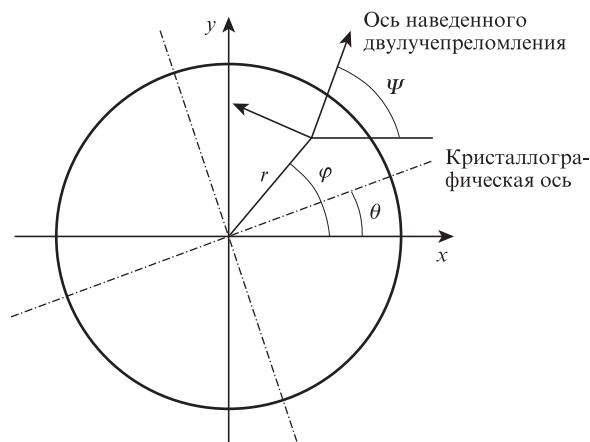


Рис.1. Сечение магнитоактивного кристалла: r, φ – полярные координаты; θ – угол наклона кристаллографической оси; Ψ – угол наклона собственной поляризации при чисто линейном двулучепреломлении (в случае стеклянного магнитоактивного элемента $\Psi = \varphi$).

установления кубической нелинейности. Таким образом, рассматриваемый тепловой эффект самовоздействия проявляется в среде после переходного процесса и установления стационарного режима. По этой причине кубическая нелинейность для одного короткого импульса проявляется мгновенно на фоне стационарного теплового воздействия.

Пусть излучение после первого прохода через изолятор Фарадея (в точке А на рис.2) имеет гауссово поперечное распределение интенсивности, а поляризация излучения является линейной и направлена вдоль оси x :

$$E_0(r) = x_0 e_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2r_0^2}\right),$$

где x_0 – единичный вектор вдоль оси x . Тогда для бесконечно длинного цилиндрического магнитоактивного элемента воспользуемся выражениями из [3, 10, 11]:

$$\delta_{\text{lin}}(r, \varphi) = 2p \left[r_0^2 \frac{1 - \exp(-r^2/r_0^2)}{r^2} - 1 \right] \times [\cos^2(2\varphi - 2\theta) + \xi^2 \sin^2(2\varphi - 2\theta)]^{1/2}, \quad (2)$$

$$\tan(2\Psi - 2\theta) = \xi \tan(2\varphi - 2\theta), \quad (3)$$

где θ – угол наклона кристаллографической оси (рис.1);

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

$$\xi = \frac{2p_{44}}{p_{11} - p_{12}};$$

$v, \kappa, \alpha, p_{ij}$ – коэффициент Пуассона, теплопроводность, коэффициент поглощения и коэффициенты фотоупругости магнитоактивной среды; $P = \pi r_0^2 I$ – мощность лазерного излучения; T – температура магнитоактивного элемента; $\xi = 2.2$ для кристалла ТГГ [10] и $\xi = 1$ для МОС.

При заданном параметре ξ неразвязка изолятора Фарадея полностью определяется нормированной мощностью тепловыделений p и B -интегралом. При вычислениях полагалось, что $Q = 17 \times 10^{-7} \text{ K}^{-1}$, $\kappa = 5 \times 10^{-2} \text{ Вт} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, $\alpha = 7 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ [5], $L = 2 \text{ см}$, $\chi_{xxxx} = 1.66 \times 10^{-13} \text{ ед. СГСЭ}$ [12, 13] для кристалла ТГГ и $Q = 5 \times 10^{-7} \text{ K}^{-1}$ [14], $\kappa = 0.5 \times 10^{-2} \text{ Вт} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ [14], $\alpha = 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ [15], $L = 3 \text{ см}$, $\chi_{xxxx} = 5.67 \times 10^{-14} \text{ ед. СГСЭ}$ [16] для магнитоактивного стекла.

3. Основные схемы изолятора Фарадея

Рассмотрим основные схемы изолятора Фарадея, приведенные на рис.2: традиционную схему, а также схемы с внутренней [3] и внешней [5] компенсацией термонаведенных поляризационных искажений.

Во всех схемах в отсутствие теплового и нелинейного эффектов после первого прохода (слева направо) через изолятор Фарадея пучок сохраняет горизонтальную поляризацию (в плоскости рисунка) и проходит через поляризатор 4, а на обратном проходе он меняет ее на вертикальную (перпендикулярно плоскости рисунка) и отражается поляризатором 1. Вызванное фотоупругим эффектом линейное двулучепреломление и циркулярное двулучепреломление, обусловленное кубической нелинейностью, приводят к появлению излучения, которое после обратного

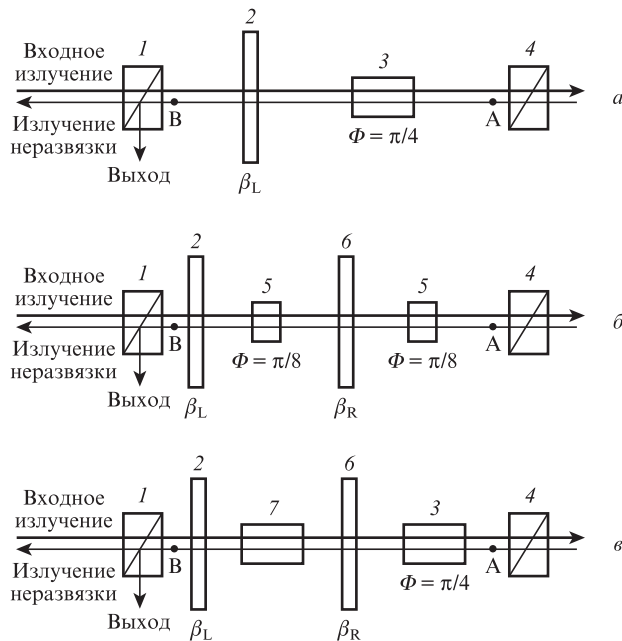


Рис.2. Схемы традиционного изолятора Фарадея (а), изоляторов Фарадея с внутренней [3] (б) и внешней [5] (в) компенсацией:

1, 4 – поляризаторы; 2 – пластинка $\lambda/2$ с углом наклона оптической оси к оси x , равным β_L ; 3 – 45-градусный фарадеевский вращатель; 5 – 22.5-градусный фарадеевский вращатель; 6 – взаимный вращатель плоскости поляризации; 7 – компенсирующий оптический элемент.

прохода имеет горизонтальную поляризацию и проходит через поляризатор 1 (излучение неразвязки). Неразвязку изолятора Фарадея в некоторой точке поперечного сечения определим как долю интенсивности излучения с горизонтальной поляризацией:

$$\Gamma(r, \varphi) = \frac{|EE_0|^2}{|E_0|^2 |E|^2}, \quad (5)$$

где E – поле на обратном проходе через изолятор Фарадея (в точке В на рис.2).

Наибольший интерес представляет интегральная по сечению пучка неразвязка

$$\gamma = \left[\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \Gamma(r, \varphi) \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right) r dr \right] \times \left[\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right) r dr \right]^{-1}. \quad (6)$$

Здесь мы предполагаем, что световой диаметр изолятора Фарадея таков, что можно пренебречь апертурными потерями и интегрировать в (6) по полярному радиусу r до бесконечности.

Схема с внутренней компенсацией термонаведенных искажений (рис.2,б) содержит последовательно расположенные на оптической оси поляризаторы 1 и 4, фарадеевский вращатель плоскости поляризации 5 и полуволновую пластинку 2. Фарадеевский вращатель изготовлен из двух магнитоактивных элементов, помещенных в магнитную систему и поворачивающих плоскость поляризации на 22.5° каждый. Между магнитоактивными элементами находится взаимный оптический элемент в виде кварцевой

Табл.1. Характеристики для трех схем изолятора Фарадея при $B = 0$ и $\theta_1 = \theta_2 = \theta_{opt}$ [3, 5].

Схема	θ_{opt} (ТГГ) (рад)	β_R (рад)	β_L (рад)	p_2/p_1	γ_{min} при $\delta_{lin} \ll 1$
Традиционная (рис.2,а)	$-\pi/8$	–	$-\pi/8$	–	$1.4 \times 10^{-2} p^2$
С внутренней компенсацией (рис.2,б)	$\pi/16$	$3\pi/8$	$\pi/8 - \beta_R/2$	1	$0.4 \times 10^{-5} (\xi^4 + 2/3 \xi^2 + 1) p^4$
С внешней компенсацией (рис.2,в)	$\pi/16$	$3\pi/8$	$\pi/8 - \beta_R/2$	$8^{1/2}/\pi$	$5.3 \times 10^{-5} (\xi^4 + 2/3 \xi^2 + 1) p^4$

пластины 6, вращающей плоскость поляризации на угол $\beta_R = 67.5^\circ$.

В схеме с внешней компенсацией поляризационных искажений (рис.2,в) содержатся последовательно расположенные на оптической оси поляризаторы 1 и 4, фарадеевский вращатель 3, поворачивающий плоскость поляризации на угол 45° , компенсирующий оптический элемент 7, взаимный поляризационный вращатель 6, поворачивающий плоскость поляризации проходящего излучения на угол 67.5° , и полуволновую пластинку 2. Материал компенсирующего элемента может отличаться от материала магнитоактивного элемента 3, а параметры взаимного поляризационного вращателя 6 и элемента 7 рассчитываются исходя из параметров элемента 3 и термооптических констант материала компенсирующего элемента. В настоящей работе рассматривается случай, когда в качестве компенсирующего элемента используется кристалл ТГГ.

В схемах, приведенных на рисунках рис.2,а и б, в качестве магнитоактивной среды рассмотрим как стекло, так

и кристалл ТГГ, а в последней схеме (рис.2,в) – только кристалл ТГГ. В табл.1 даны значения оптимальных с точки зрения наименьшей интегральной неразвязки γ_{min} параметров $\beta_R, \beta_L, \theta_{opt}$ и p_2/p_1 (отношение нормированных мощностей тепловыделения в двух магнитоактивных элементах для схем на рис.2,б, в) для всех трех схем при $B = 0$ и $\theta_1 = \theta_2 = \theta_{opt}$ (для кристалла ТГГ).

4. Влияние кубической нелинейности на неразвязку изолятора Фарадея

На рис.3,а,в представлены зависимости интегральной неразвязки γ от нормированной мощности тепловыделения p при разных значениях B -интеграла для традиционной схемы (рис.2,а) и схемы с внутренней компенсацией (рис.2,б) при использовании магнитоактивного стекла. Те же зависимости для кристалла ТГГ показаны на рис.3,б, г.

Отметим, что приводимые в работе значения B -интеграла и нормированной мощности тепловыделения соот-

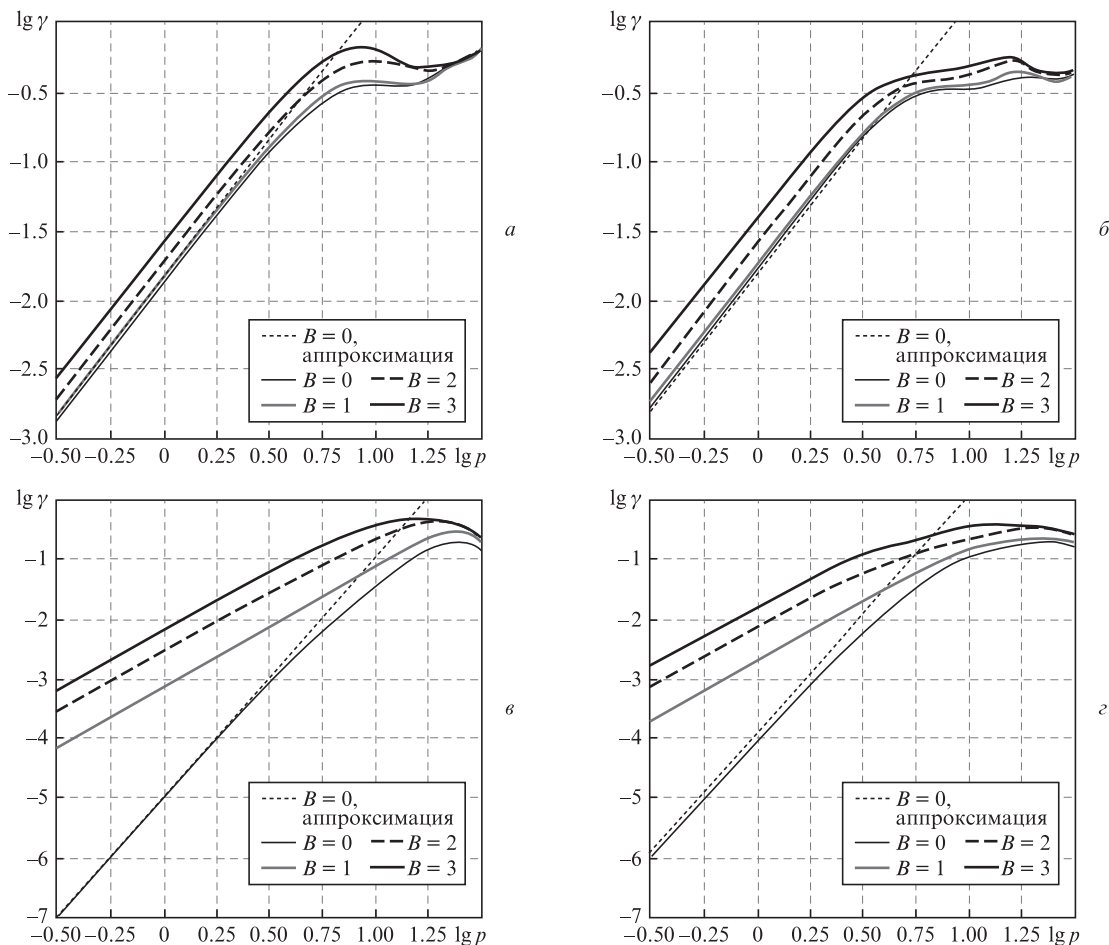


Рис.3. Зависимости интегральной неразвязки γ от нормированной мощности тепловыделения в магнитоактивном элементе p для традиционной схемы (рис.2,а) (а, б) и схемы с внутренней компенсацией (рис.2,б) (в, г) при использовании МОС (а, в) и кристалла ТГГ (б, г). Пунктирные кривые – зависимости, построенные по формулам из табл.1 при $B = 0$ в приближении $\delta_{lin} \ll 1$, остальные кривые построены при численном решении системы (1).

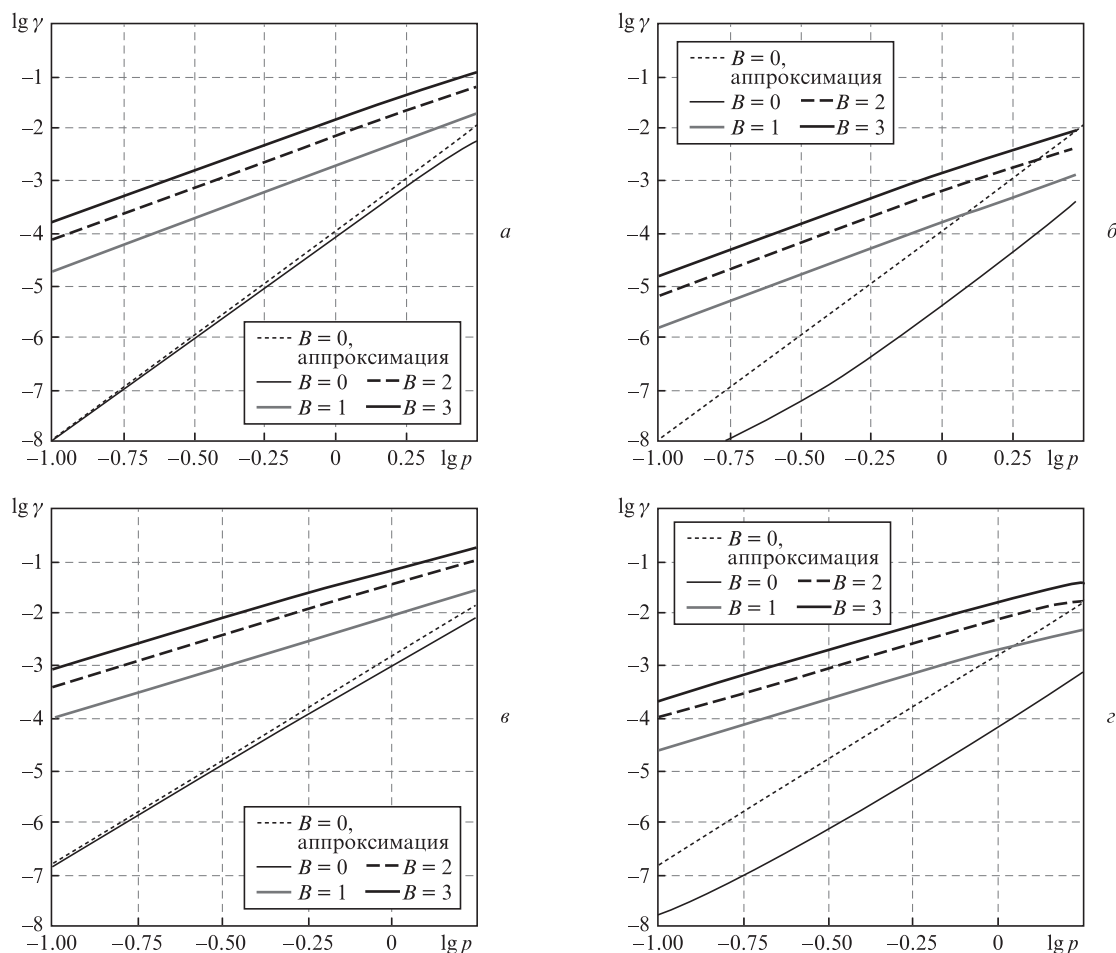


Рис.4. Зависимости интегральной неразвязки γ от нормированной мощности тепловыделения в магнитоактивном элементе p для схем с внутренней (а, б) и внешней (в, г) компенсацией при стандартных (а, в) и оптимальных (б, г) значениях параметров $\beta_R, p_2/p_1, \theta_1$ и θ_2 . Пунктирные кривые – зависимости, построенные по формулам из табл.1 при $B = 0$ в приближении $\delta_{in} \ll 1$, остальные кривые построены при численном решении системы (1).

ветствуют своим значениям в магнитоактивном элементе вращателя Фарадея, осуществляющем поворот плоскости поляризации на угол $\pi/4$ при длине, равной L . Другими словами, сумма величин B (или p) в двух элементах вращателя Фарадея длиной $L/2$ каждый для схемы с внутренней компенсацией равна значению B (или p) в одном элементе для традиционной схемы и схемы с внешней компенсацией деполаризации. Для схем с внутренней и внешней компенсацией деполаризации в расчетах также учтена кубическая нелинейность во вращателе поляризации b и компенсирующем элементе γ соответственно.

При $B = 0$ различия в использовании магнитоактивного стекла и кристалла ТГГ незначительны. С ростом B наблюдается уменьшение эффективности компенсации термонаведенной деполаризации. Для традиционной схемы характер зависимости $\gamma(p)$ не меняется (рис.3,а, б). Для схемы с внутренней компенсацией (рис.3,в, г) помимо значительного увеличения неразвязки изменяется характер ее зависимости от мощности тепловыделения – γ становится пропорциональной не p^4 , а p^2 . Такое сильное (по сравнению с традиционной схемой) влияние можно объяснить следующим образом. Двулучепреломление, вызванное кубической нелинейностью, пропорционально разности интенсивностей двух циркулярно поляризованных компонент излучения [9]. Такое нелинейное двулучепреломление имеет место только при ненулевой эллиптичности поляризации излучения и отсутствует при распро-

странении линейно поляризованного излучения. Следовательно, в отсутствие тепловых эффектов ($p = 0$) нелинейный эффект также отсутствует ($\gamma = 0$), т. к. поляризация излучения в этом случае всегда линейна. Если $p \neq 0$, то нелинейные искажения поляризации присутствуют, но они малы по сравнению с тепловыми, т. к. являются эффектами второго порядка. В схемах компенсации (рис.2,б, в) тепловые эффекты значительно подавлены, и, следовательно, влияние кубической нелинейности становится уже существенным.

Аналогичное исследование влияния кубической нелинейности на компенсацию термонаведенной деполаризации в двух идентичных активных стеклянных элементах и 90-градусном вращателе плоскости поляризации, установленном между ними, проведено в [8]. В настоящей работе было установлено, что на выходе из одного такого элемента распределение интенсивности деполаризованной компоненты слабо зависит от величины B -интеграла. Для схемы компенсации с 90-градусным вращателем плоскости поляризации кубическая нелинейность оказывает существенное влияние: интегральная степень остаточной деполаризации для этой схемы пропорциональна B^2 . Такой результат объясняется тем, что нелинейное двулучепреломление нарушает равенство разности фаз, приобретаемых собственными линейными поляризациями при прохождении излучения через два идентичных с точки зрения термонаведенных поляризационных искажений активных элемента.

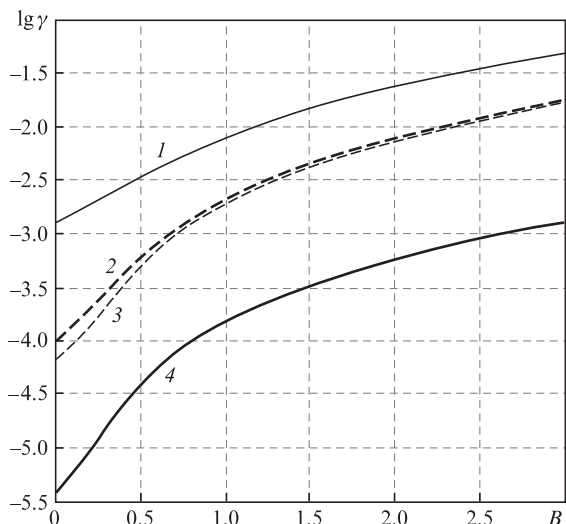


Рис.5. Зависимости интегральной неразвязки изолятора Фарадея γ от B -интеграла при $p = 1$ для схем с внешней (1, 3) и внутренней (2, 4) компенсацией при использовании кристалла ТГГ. Кривые 3, 4 построены при параметрах, оптимизированных для $B = 0$.

На рис.4 приведены зависимости $\gamma(p)$ для схем с внутренней и внешней компенсацией термонаведенных искажений во вращателе Фарадея при увеличении B -интеграла от 0 до 3 для кристалла ТГГ. Отдельное рассмотрение этих двух схем обусловлено тем, что они могут быть оптимизированы с точки зрения наименьшей неразвязки для случая $B = 0$ за счет подбора ориентаций кристаллографических осей (оптимальное соотношение θ_1 и θ_2) в двух кристаллах ТГГ и параметров β_R , p_2/p_1 для каждого значения нормированной мощности тепловыделения p (рис.4,б,в). Так, для схемы с внутренней компенсацией оптимальными были параметры $\beta_R \approx 73.18^\circ$, $p_2/p_1 \approx 0.964$, $\theta_1 \approx 20^\circ$ и $\theta_2 \approx 15.3^\circ$, а для схемы с внешней компенсацией — параметры $\beta_R \approx 73.5^\circ$, $p_2/p_1 \approx 0.908$, $\theta_1 \approx 27.2^\circ$ и $\theta_2 \approx 22.3^\circ$ [5]. Для схемы с внешней компенсацией (рис.2,б), так же как и для схемы на рис.2,б, помимо увеличения неразвязки γ она становится пропорциональной не p^4 , а p^2 при $B > 0$.

На рис. 5 построены зависимости интегральной степени деполаризации от B -интеграла для схем на рис.2,б,в в случае использования кристалла ТГГ при $p = 1$. Учитывая квадратичную зависимость $\gamma(p)$ при $p < 3$ (рис.4), с помощью рис.5 легко определить γ для широкого диапазона изменения параметров p и B . Вычисления показали, что увеличение γ вследствие кубической нелинейности для этих схем пропорционально произведению $p^2 B^2$. В общем случае для схем на рис.2,б,в неразвязка хорошо описывается формулой $\gamma(p, B) = ap^4 + bp^2 B^2$, где коэффициент a при стандартных параметрах может быть найден из выражений для γ_{\min} из табл.1 при $p = 1$. Значения a и b при оптимальных значениях параметров для указанных схем получены с помощью численного решения системы уравнений (1). Параметры a и b приведены в табл.2 для кристалла ТГГ, параметр анизотропии которого $\xi = 2.2$.

Важную роль играет значение γ при $B = 0$, которое зависит от эффективности компенсации поляризационных искажений для схем на рис.2,б,в в отсутствие кубической нелинейности. Так, если при $B = 0$ схема с внутренней компенсацией и оптимальными параметрами имеет наименьшую неразвязку, то это остается справедливым и при учете кубической нелинейности. Для схемы с внутренней

Табл.2. Значения коэффициентов a и b для схем с внутренней и внешней компенсацией при стандартных и оптимальных значениях параметров β_R , p_2/p_1 , θ_1 и θ_2 для кристалла ТГГ.

Схема	Параметры	a	b
С внутренней компенсацией	Стандартные	1.1×10^{-4}	1.9×10^{-3}
	Оптимальные	4.0×10^{-6}	1.4×10^{-4}
С внешней компенсацией	Стандартные	1.5×10^{-3}	5.4×10^{-3}
	Оптимальные	6.6×10^{-5}	1.9×10^{-3}

компенсацией и для оптимизированной схемы с внешней компенсацией увеличение B от нуля до единицы приводит к уменьшению изоляции с 42 до 27 дБ, а для оптимизированной схемы с внутренней компенсацией — с 54 до 38 дБ. Заметим, что кристалл ТГГ является, вообще говоря, анизотропной средой с кубической кристаллической решеткой. Учет недиагональных компонент тензора нелинейной восприимчивости χ скорее всего приведет к увеличению неразвязки.

5. Обсуждение результатов

Как было показано выше, задача о влиянии кубической нелинейности на неразвязку в изоляторе Фарадея описывается двумя безразмерными параметрами — нормированной мощностью тепловыделений p и B -интегралом. Оценим размерные параметры лазерного излучения, при которых его нелинейное самовоздействие приводит к увеличению термонаведенной неразвязки изолятора Фарадея с кристаллом ТГГ в качестве магнитоактивного элемента. Будем считать, что безразмерные параметры p и B изменяются в следующих пределах: $\lg p \in [-0.5, 0.5]$, а $B \in [0.5, 3]$. Причины рассмотрения именно этих областей значений p и B можно объяснить, пользуясь рис.4 и 5. При $\lg p < -0.5$ величина термонаведенной деполаризации мала даже с учетом ее увеличения из-за кубической нелинейности. Физически это связано с тем, что поляризация излучения остается близкой к линейной, для которой вращение, вызванное кубической нелинейностью, отсутствует. Если $\lg p > 0.5$, то, наоборот, изолятор Фарадея не обеспечивает хорошую развязку из-за теплового эффекта даже при $B = 0$, и влияние кубической нелинейности в этом случае незначительно ухудшает ситуацию (при $B < 3$). Нижняя граница значений B -интеграла определяется тем, что на практике трудно достичь неразвязки $\gamma < 10^{-4}$, а верхняя обусловлена началом развития мелкомасштабной самофокусировки пучка [6, 17–19].

Пусть плотность энергии лазерного излучения соответствует порогу оптического пробоя кристалла (W_{th}). Рассмотрим пучок гауссовой формы с $r_0 = 0.3$ см, что типично для изолятора Фарадея диаметром 1–2 см. Определим для этих условий значение B -интеграла и энергию импульса ε_p как функции его длительности t_p , полагая, что для длительности импульса $t_p^* = 1$ нс пороговая плотность энергии $W_{th}^* = 5$ Дж/см² [20]. Учитывая, что $I = \varepsilon_p / (\pi r_0^2 t_p)$ и $W_{th} \sim t_p^{1/2}$ [21–23], получаем

$$B = k_0 \gamma_{nl} \frac{W_{th}^*}{\sqrt{t_p^*} t_p} L, \quad \varepsilon_p = \pi r_0^2 W_{th}^* \left(\frac{t_p}{t_p^*} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

На рис.6,а приведены зависимости (7), а на рис.6,б — зависимость нормированной мощности тепловыделений p от средней мощности лазерного излучения P , построенная по формулам (4) для кристалла ТГГ с термооптиче-

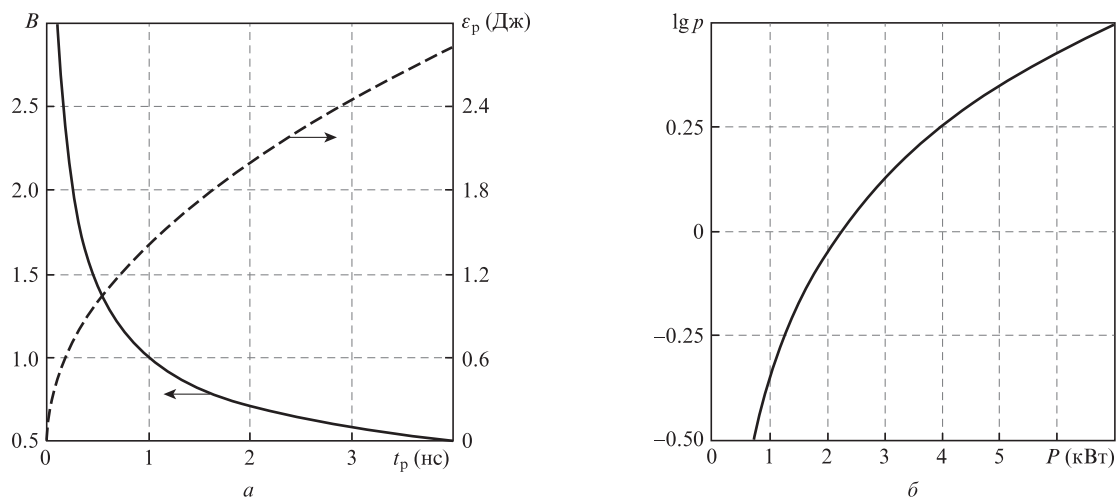


Рис.6. Зависимости B и ϵ_p от длительности импульса t_p для кристалла ТГГ длиной $L = 2$ см при $r_0 = 0.3$ см, $W_{th}^* = 5$ Дж/см², $t_p^* = 1$ нс, а также зависимость нормированной мощности p от средней мощности лазерного излучения P (б).

скими характеристиками, указанными в разд.2 настоящей работы.

Согласно рис.6,а в кристалле ТГГ при распространении излучения с длиной волны 1.064 мкм набор значений нелинейной фазы $B = 0.5\text{--}3$ рад возможен для импульсов с энергией $\epsilon_p = 0.2\text{--}3$ Дж и длительностью $t_p = 10$ пс–4 нс. Выбранная область изменения параметра p соответствует средней мощности лазерного излучения $P = 0.7\text{--}7$ кВт (рис.6,б). Следовательно, практически интересным является диапазон 0.2–40 кГц частот следования импульсов $f = P/\epsilon_p$.

6. Заключение

В работе получена система стационарных дифференциальных уравнений, описывающая распространение лазерного излучения в среде с циркулярным и линейным двулучепреломлением при наличии кубической нелинейности. Исследовано влияние кубической нелинейности на величину неразвязки современных схем изолятора Фарадея: традиционной, а также схем с внутренней и внешней компенсацией термонаведенных поляризационных искажений.

Показано, что для всех схем увеличение неразвязки γ вследствие кубической нелинейности пропорционально квадрату B -интеграла, причем при $B > 1$ это увеличение составляет порядок величины и более. Для схемы с внутренней компенсацией и для оптимизированной схемы с внешней компенсацией при нормированной мощности тепловыделения $p = 1$ увеличение B от нуля до единицы приводит к уменьшению степени изоляции с 42 до 27 дБ, а для оптимизированной схемы с внутренней компенсацией – с 54 до 38 дБ. Показано, что если при $B = 0$ схема обладает большей изоляцией, то она останется наилучшей и с появлением кубической нелинейности при любой тепловой нагрузке.

Получены оценки параметров лазерного излучения, при которых в изоляторе Фарадея с кристаллом ТГГ необходимо учитывать эффект снижения изоляции из-за совместного влияния тепловых поляризационных эффектов и кубической нелинейности: энергия импульса 0.2–3 Дж, длительность импульса 10 пс–4 нс, частота следования импульсов 0.2–40 кГц.

1. Khazanov E.A., Kulagin O.V., Yoshida S., Tanner D., Reitze D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35** (8), 1116 (1999).
2. Khazanov E., Andreev N., Babin A., Kiselev A., Palashov O., Reitze D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **17** (1), 99 (2000).
3. Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **26** (1), 59 (1999).
4. Андреев Н.Ф., Катин Е.В., Палашов О.В., Потемкин А.К., Райтци Д.Х., Сергеев А.М., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **32** (1), 91 (2002).
5. Snetkov I., Mukhin I., Palashov O., Khazanov E. *Opt. Express*, **19** (7), 6366 (2011).
6. Власов С.Н., Крыжановский В.И., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **9** (1), 14 (1982).
7. Maker P.D., Terhune R.W., Savage C.M. *Phys. Rev. Lett.*, **12**, 507 (1964).
8. Kuzmina M.S., Martyanov M.A., Poteomkin A.K., Khazanov E.A., Shaykin A.A. *Opt. Express*, **19** (22), 21977 (2011).
9. Власов С.Н., Таланов В.И. *Самофокусировка волн* (Н.Новгород, ИПФ РАН, 1997).
10. Khazanov E., Andreev N., Palashov O., Poteomkin A., Sergeev A., Mehl O., Reitze D. *Appl. Opt.*, **41** (3), 483 (2002).
11. Massey G.A. *Appl. Phys. Lett.*, **17** (5), 213 (1970).
12. http://www.mt-berlin.com/frames_cryst/descriptions/faraday.
13. <http://www.northropgrumman.com/BusinessVentures/SYNOPTICS/Products/SpecialtyCrystals/Pages/TGG.aspx>.
14. Андреев Н.Ф., Бабин А.А., Зарубина Т.В., Киселев А.М., Палашов О.В., Хазанов Е.А., Щавелев О.С. *Оптический журнал*, **67** (6), 66 (2000).
15. Зарубина Т.В., Петровский Г.Т. *Оптический журнал*, **59** (11), 48 (1992).
16. Malshakov A.N., Pasmanik G.A., Potemkin A.K. *Appl. Opt.*, **36** (25), 6403 (1997).
17. Speck D.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **17**, 1599 (1981).
18. Bunkenberg J., Boles J., Brown D.C., Eastman J., Hoose J., Hopkins R., Iwan L., Jacobs S.D., Kelly J.H., Kumpan S., Letzring S., Lonobile D., Lund L.D., Mourou G., Reformat S., Seka W., Soures J.M., Ken W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **17**, 1620 (1981).
19. Беспалов В.И., Таланов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **3**, 471 (1966).
20. Ivanov I., Bulkanov A., Khazanov E., Mukhin I.B., Palashov O.V., Tsvetkov V., Popov P. *Abstr. Conf. CLEO/EUROPE-EQEC 2009* (Munich, Germany, 2009).
21. Guenther K.H., Humpherys T.W., Balmer J., Bettis J.R., Casparis E., Ebert J., Eichner M., Guenther A.H., Kiesel E., Kuehnel R., Milam D., Ryseck W., Seitel S.C., Stewart A.F., Weber H., Weber H.P., Wirtenson G.R., Wood R.M. *Appl. Opt.*, **23** (21), 3743 (1984).
22. Rainer F., Lowdermilk W.H., Milam D. *Opt. Eng.*, **22**, 431 (1983).
23. Амосов А.В., Баранов В.С., Герасимов С.Ю., Морозов Н.В., Сергеев П.Б., Степанчук В.Н. *Квантовая электроника*, **21** (4), 329 (1994).