

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ДАТЧИКИ

Регистрация импульсов электрического тока волоконно-оптическим датчиком с использованием srip-световодов

Я.В.Пржиялковский, В.П.Губин, Н.И.Старостин, С.К.Моршнев, А.И.Сазонов

Исследованы особенности формирования отклика волоконно-оптического датчика электрического тока с чувствительным контуром на основе srip-световода при регистрации коротких импульсов тока. Теоретически показано, что в отражательном интерферометре поляризационная модовая дисперсия (ПМД) чувствительного srip-световода, в отличие от ПМД соединительной волоконной линии, не влияет на параметры выходного импульсного сигнала датчика. Установлено, что отклик датчика тока на прямоугольный импульс имеет линейные фронты с длительностью, определяемой соотношением длительности импульса тока и времени распространения излучения по srip-световоду. При этом переход от линейного фронта к максимальному значению отклика датчика происходит без переходного процесса. Максимальная амплитуда отклика соответствует отклику на эквивалентный постоянный ток при длительности импульса тока больше времени распространения излучения по srip-световоду. Результаты расчета и эксперимента хорошо согласуются для длительности импульса тока более 300 нс при времени распространения излучения по srip-световоду ~1 мкс.

Ключевые слова: srip-световод, волоконно-оптический датчик, отклик, импульс тока, эффект Фарадея.

1. Введение

Волоконно-оптические датчики электрического тока (ВОДТ) на эффекте Фарадея в настоящее время имеют привлекательные технические, эксплуатационные и экологические характеристики и находят все большее применение в электроэнергетике и электрометаллургии для точного измерения постоянного тока и токов низкой частоты [1, 2]. Другие возможные области применения ВОДТ связаны с малой инерционностью магнитооптического эффекта Фарадея ($\sim 10^{-9}$ с), что позволяет использовать их для точного измерения импульсных токов, например, в линейных импульсных ускорителях электронов, в установках для разогрева и сжатия плазмы [3–5]. При разработке таких ВОДТ необходимо учитывать физические факторы, влияющие на форму регистрируемого импульса. Однако на настоящий момент эти вопросы изучены недостаточно. В частности, важной задачей для оценки точности ВОДТ является исследование длительности переходного процесса установления отклика датчика на перепад тока. Так, в работе [5] предполагается, что для измерения амплитуды импульса тока с малой погрешностью длительность импульса тока должна быть много больше времени распространения света в чувствительном контуре. Однако это условие требует обоснования. В работах [6–8] изучались ограничения верхней границы полосы частот ВОДТ вследствие конечного времени распространения оптического излучения по световоду чувствительного элемента (пролетный механизм).

Я.В.Пржиялковский, В.П.Губин, Н.И.Старостин, С.К.Моршнев, А.И.Сазонов. Филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Акад. Введенского, 1; e-mail: yankus.p@gmail.com, nis229@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 26 сентября 2017 г.

В настоящее время наиболее перспективной схемой ВОДТ является отражательный интерферометр с чувствительным контуром на основе световода со спиральной структурой встроенного линейного двулучепреломления (srip-световод) [9, 10]. Srip-световоды обладают рядом уникальных поляризационных свойств, связанных с вращением осей двулучепреломления (ДЛП). С одной стороны, наличие ДЛП придает им определенную поляризационную устойчивость к внешним механическим воздействиям [11, 12]. С другой стороны, при условии, что длина биений ДЛП L_b существенно больше периода вращения осей ДЛП L_s , спиральная структура световода позволяет удерживать эллиптичность излучения в нем вблизи циркулярного состояния поляризации, что необходимо для эффективного накопления фазового сдвига Фарадея [10–12].

Другое поляризационное свойство srip-световодов состоит в наличии в них поляризационной модовой дисперсии (ПМД), что приводит к разным скоростям распространения ортогонально поляризованных оптических волн, между которыми накапливается фазовый сдвиг Фарадея (механизм ПМД). Поэтому одной из особенностей регистрации импульсных токов с помощью ВОДТ, связанных с применением в качестве чувствительного элемента srip-световода, является возможное влияние ПМД на форму и величину отклика. Этот вопрос в литературе не рассматривался. Целью настоящей работы является изучение физических механизмов, определяющих форму выходного сигнала ВОДТ на основе отражательного интерферометра с использованием srip-световода при регистрации коротких импульсов тока.

2. Теория

Особенности эволюции поляризации излучения, распространяющегося в средах со спиральной структурой двулучепреломления (в частности, в srip-световодах), в стационарном режиме в настоящее время достаточно

подробно изучены [13–19]. Краткое же изложение основных выводов, необходимых для теоретического обоснования импульсного режима работы ВОДТ, приведено в Приложении.

Распространяющееся в *srpn*-световоде длиной L оптическое излучение представляет собой линейную комбинацию ортогональных эллиптически поляризованных мод u и v , азимуты которых вращаются вместе с осями ДЛП (винтовые моды) [17]. При условии $L_s/2L_b \ll 1$ эллиптичность данных мод близка к единице (квазициркулярные моды). В рамках этого приближения показатели преломления мод $n_{u,v}$ имеют вид

$$n_{u,v} \approx \bar{n} \pm \frac{\sigma\beta}{4k_0} \pm \frac{\gamma}{2k_0} = \bar{n}_{u,v} \pm \frac{\gamma}{2k_0}, \quad (1)$$

где \bar{n} – эффективный показатель преломления основной моды в световоде без учета анизотропии; $\bar{n}_{u,v} = n_{u,v}$ ($\gamma = 0$) – показатели преломления мод в отсутствие магнитного поля; $\beta = k_{s1} - k_r = k_0(n_{s1} - n_r)$ – разность постоянных распространения медленной и быстрой линейно поляризованных волн тонкого слоя световода, определяемая встроенным линейным ДЛП $n_{s1} - n_r$; $k_0 = \omega/c$; $\omega = 2\pi c/\lambda$ – частота света; λ – длина волны света; c – скорость света в вакууме; $\gamma = k_r - k_l = 2VB_z$ – разность постоянных распространения циркулярно поляризованных волн излучения, возникающая вследствие эффекта Фарадея; V – постоянная Верде материала световода; B_z – продольная к направлению распространения света компонента вектора индукции магнитного поля; $\sigma = L_s/(2L_b)$. Заметим, что разность показателей преломления мод u и v по порядку величины равна λ/L_b .

Пространственно-временные (t, z) траектории распространяющихся в *srpn*-световоде световых лучей в приближении геометрической оптики определяются уравнением распространения

$$\frac{dz}{dt} = \frac{c}{n} \quad (2)$$

при подстановке в него $n_{u,v}$ из (1). При отсутствии магнитного поля интегрирование (2) приводит к равенству

$$\bar{z}_{u,v}(t) = \frac{c(t - t_{0u,v})}{\bar{n}_{u,v}}, \quad (3)$$

где введены начальные времена выхода световых лучей из нулевой точки $t_{0u,v}$. Это необходимо для учета влияния ПМД соединительной линии, через которую в *srpn*-световод вводится излучение. При этом весь путь L каждая из волн проходит за время $\tau_{u,v} = \bar{n}_{u,v}L/c$.

Прежде всего заметим, что в общем случае нестационарного магнитного поля импульса тока величина γ и, в свою очередь, $n_{u,v}$ являются функциями как времени t , так и координаты z , отражающей пройденный лучом путь. Поэтому разделить переменные в уравнении (2) можно только в некоторых частных случаях. Однако ввиду слабости эффекта Фарадея вместо координаты z в функции $\gamma(t, z)$ с достаточной степенью точности можно поставить координату $\bar{z}_{u,v}(t)$, соответствующую распространению лучей в отсутствие магнитного поля. В результате показатели преломления $n_{u,v}$ становятся функциями времени: $n_{u,v} = n_{u,v}(t, \bar{z}_{u,v}(t))$.

Рассмотрим фазовый сдвиг, возникающий между распространяющимися в *srpn*-световоде волнами u и v на

длине L в приближении циркулярно поляризованных мод. Волны u и v придут в точку $z = L$ с временными задержками $\Delta t_{u,v}$ относительно времени распространения светового луча в отсутствие магнитного поля. Тогда, интегрируя уравнения распространения (2) для волн u и v , получаем

$$L = \int_0^L dz = \int_{t_0}^{t_{0u,v} + \tau_{u,v} + \Delta t_{u,v}} \frac{cdt}{n_{u,v}} \approx \frac{ct_{u,v}}{\bar{n}_{u,v}} + \frac{c\Delta t_{u,v}}{\bar{n}_{u,v}} \mp \frac{c}{2k_0\bar{n}_{u,v}^2} \times \int_{t_{0u,v}}^{t_{0u,v} + \tau_{u,v}} \gamma(t, \bar{z}_{u,v}) dt, \quad (4)$$

где учтено, что $\gamma \ll k_0\bar{n}_{u,v}$ в силу слабости эффекта Фарадея. Отсюда находим $\Delta t_{u,v}$:

$$\Delta t_{u,v} = \pm \frac{1}{2k_0\bar{n}_{u,v}} \int_{t_{0u,v}}^{t_{0u,v} + \tau_{u,v}} \gamma(t, \bar{z}_{u,v}) dt. \quad (5)$$

В результате для общей временной задержки между волнами в точке $z = L$ имеем

$$\begin{aligned} \Delta t &= t_{0u} + \tau_u + \Delta t_u - (t_{0v} + \tau_v + \Delta t_v) \\ &= \Delta t_0 + \frac{(\bar{n}_u - \bar{n}_v)L}{c} + \frac{1}{2k_0\bar{n}_u} \int_{t_{0u}}^{t_{0u} + \tau_u} \gamma(t, \bar{z}_u) dt \\ &\quad + \frac{1}{2k_0\bar{n}_v} \int_{t_{0v}}^{t_{0v} + \tau_v} \gamma(t, \bar{z}_v) dt. \end{aligned} \quad (6)$$

Учитывая, что $\bar{n}_u - \bar{n}_v = \sigma\beta/(2k_0)$, фазовый сдвиг определяется как

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \omega\Delta t = \omega\Delta t_0 + \frac{\sigma\beta L}{2} + \frac{c}{2\bar{n}_u} \int_{t_{0u}}^{t_{0u} + \tau_u} \gamma(t, \bar{z}_u) dt \\ &\quad + \frac{c}{2\bar{n}_v} \int_{t_{0v}}^{t_{0v} + \tau_v} \gamma(t, \bar{z}_v) dt. \end{aligned} \quad (7)$$

В выражении (7) первое и второе постоянные слагаемые определяются ПМД соединительной волоконной линии (которая приводит к разным временам входа лучей, $t_{0u} \neq t_{0v}$) и ПМД *srpn*-световода ($\bar{n}_u \neq \bar{n}_v$) соответственно. Последние два слагаемых представляют собой интегралы функций $\gamma = \gamma(t, \bar{z}_{u,v}(t))$ вдоль временного окна распространения лучей и определяют фарадеевские фазовые сдвиги для каждой волны. Заменяя интегрирование по времени на интегрирование по координате, то же выражение можно переписать в виде

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \omega\Delta t_0 + \frac{\sigma\beta L}{2} + \frac{1}{2} \int_0^L \gamma\left(\frac{z\bar{n}_u}{c} + t_{0u}, z\right) dz \\ &\quad + \frac{1}{2} \int_0^L \gamma\left(\frac{z\bar{n}_v}{c} + t_{0v}, z\right) dz. \end{aligned} \quad (8)$$

Отметим, что основной вклад в итоговый фазовый сдвиг (при $\Delta t_0 = 0$) вносит второе слагаемое в (7), (8). Так, например, для *srpn*-световода с длиной биений встроенного ДЛП $L_b = 9$ мм и длиной шага вращения $L_s = 3$ мм данное слагаемое дает примерно 19π /м, тогда как даже при значительных магнитных полях (при величинах электрического тока в сотни кА) фазовый набег 2π между циркулярно поляризованными волнами излучения для кварцевых световодов возникает на длинах в десятки метров и более.

Рассмотрим выражения (7) и (8), полученные для распространяющегося в прямом направлении в *srpn*-световоде излучения, для некоторых частных случаев подробнее:

1. Отсутствие ПМД рассматриваемого чувствительно-световода ($\bar{n}_u = \bar{n}_v = \bar{n}$), что соответствует случаю предельного перехода ($\beta \rightarrow 0$) к изотропному световоду. При одновременном отсутствии ПМД у волоконной соединительной линии до рассматриваемого световода, когда $t_{0u} = t_{0v}$, постоянная составляющая фазового сдвига отсутствует. В то же время интегралы в (7), (8), которые определяют фарадеевские фазовые сдвиги каждой волны, вычисляются вдоль одинакового пути в плоскости *tz*, поэтому они совпадают.

2. В случае отсутствия ПМД рассматриваемого световода ($\bar{n}_u = \bar{n}_v = \bar{n}$), но наличия ПМД волоконной соединительной линии (например, на основе световода с сохранением линейной поляризации, или РМ-световода) подынтегральные функции в (8) по первому аргументу смещены во времени. Поэтому фарадеевские фазовые сдвиги каждой волны (*u* и *v*), вообще говоря, будут разные. Например, в случае отражательной схемы, когда свет отражается на конце рассматриваемого световода от зеркала и проходит путь в обратном направлении, временная задержка распространения поляризационных мод в соединительной линии (ПМД) может приводить к эффекту «временного раздвоения» выходного сигнала интерферометра датчика тока (подробнее см. далее).

3. В самом общем случае – наличия ПМД как соединительной линии, так и рассматриваемого световода (*srpn*-световод), оба постоянных слагаемых в (7), (8) отличны от нуля. При этом интегрирование в фарадеевских фазовых сдвигах для каждой волны происходит по разным траекториям в *tz*-пространстве, в результате чего вклады каждой волны в результирующий фазовый сдвиг будут разными.

4. В случае *srpn*-световода интегралы в (7), (8) совпадают только при стационарном токе; это хорошо видно из формулы (8), где первый аргумент функции γ не зависит от *z*.

Для дальнейшего анализа выходного сигнала отражательного интерферометра рассмотрим распространение излучения после отражения от зеркала на конце *srpn*-световода. Фазовый сдвиг между волнами при их обратном распространении получается заменой σ на $-\sigma$ во всех полученных ранее выражениях. В результате постоянный фазовый сдвиг, определяемый вторым слагаемым в (7), (8), будет скомпенсирован. Так как в соединительной линии излучение распространяется в обратном направлении в ортогональной поляризационной моде, после прохождения светом всего оптического тракта в прямом и обратном направлениях постоянный фазовый сдвиг, обусловленный ПМД соединительной линии, также будет скомпенсирован. В результате суммарный фазовый сдвиг между рабочими волнами в случае однородного в пространстве внешнего магнитного поля тока (т.е. когда γ не зависит от второго аргумента: $\gamma(t, z) = \gamma(t) = 2VB_z(t)$), с точностью до членов $\sim \lambda/L_b$ определяется как

$$\Delta\varphi \approx \frac{Vc}{\bar{n}} \left(\int_{t_{0u}}^{t_{0u}+2\tau} B_z(t) dt + \int_{t_{0v}}^{t_{0v}+2\tau} B_z(t) dt \right), \quad (9)$$

где $\tau = \bar{n}L/c$ – время распространения излучения в одном направлении по изотропному световоду с показателем

преломления \bar{n} . В случае же отсутствия ПМД соединительной линии $t_{0uv} = t_0$ выражение для суммарного сдвига упрощается:

$$\Delta\varphi \approx \frac{2Vc}{\bar{n}} \int_{t_0}^{t_0+2\tau} B_z(t) dt. \quad (10)$$

В частности, для постоянного тока и замкнутого волоконного контура получаем $\Delta\varphi = 4VB_zL = 4VI_0$ [9, 12]. Заметим, что данное выражение полностью совпадает с аналогичным выражением, полученным для изотропного световода с показателем преломления \bar{n} . Таким образом, в силу отражательного характера схемы интерферометра влияние ПМД *srpn*-световода в рассматриваемом случае пренебрежимо мало (с точностью $\sim \lambda/L_b$).

3. Регистрация токового импульса низкокогерентным отражательным интерферометром

Рассмотрим регистрацию низкокогерентным отражательным интерферометром одиночного прямоугольного импульса тока амплитудой I_0 , длительностью T , с началом в момент $t' = 0$ («штрихованное» время здесь и далее отсчитывается от начала импульса тока). На рис.1 изображена упрощенная оптическая схема интерферометра. Важными для последующего анализа элементами схемы являются соединительная линия 4 и чувствительный волоконный контур 6 с зеркалом 7. Соединительная линия может быть выполнена как на РМ-световоде, так и на *srpn*-световоде. Если используется соединительная линия на основе РМ-световода, на входе чувствительного контура устанавливается фазовая пластинка. В центре контура располагается проводник с током 8. Через общий вход/выход 1 интерферометра и поляризатор 2 в волоконную линию 4 вводятся две ортогональные линейно поляризованные световые волны равной интенсивности. Четвертьволновая пластинка 5 конвертирует линейные поляризации волн в циркулярные. Циркулярно поляризованные волны света в контуре 6 приобретают фазовые сдвиги Фарадея, пропорциональные магнитному полю тока. После отражения от зеркала 7 волны излучения проходят оптическую схему в обратном направлении, и результат их интерференции регистрируется фотодетектором (на рисунке не показан).

Далее рассмотрим случай, когда продольная компонента внешнего магнитного поля тока B_z во всех точках *srpn*-световода в один и тот же момент времени постоянна. На практике это можно реализовать, например,

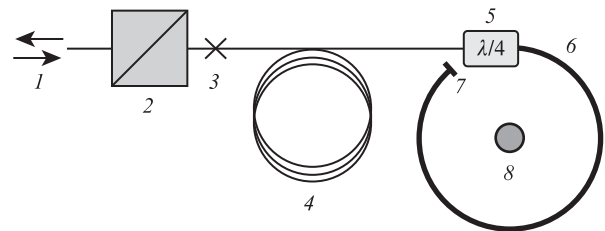


Рис.1. Упрощенная схема интерферометра датчика тока: 1 – вход/выход оптического излучения; 2 – поляризатор; 3 – ориентированная сварка (угол 45° между осями ДЛП); 4 – РМ-световод соединительной линии; 5 – четвертьволновая фазовая пластинка; 6 – чувствительный контур; 7 – зеркало; 8 – проводник с током.

уложив *spun*-световод по окружности, через центр которой перпендикулярно ее плоскости расположен проводник с током. При этом временная зависимость $\gamma(t) \sim B_z(t)$ имеет прямоугольный вид.

Распространение волн света в *spun*-световоде проиллюстрируем с помощью *t-z*-диаграмм, на которых отложены траектории лучей, вошедших в *spun*-световод в разные моменты времени. Эти траектории являются решением уравнения $dt/dz = n/c$, обратного уравнению (2), и угол наклона α такой траектории определяется показателем преломления n . Траекторию волны u на *t-z*-диаграммах обозначим сплошной линией, а волны v – пунктирной. При этом распространение волн в обратном направлении будем рассматривать как продолжение их распространения в прямом направлении на протяжении длины от зеркала до выхода интерферометра с соответствующей заменой показателей преломления: $n_{u,v} \leftrightarrow n'_{v,u}$ (и $n_{sl,f} \leftrightarrow n'_{f,sl}$ для РМ-световода соединительной линии). Заметим также, что на всех последующих рисунках наклоны траекторий для ясности иллюстрации отображены существенно разными, при этом в действительности разность углов мала: $\Delta\alpha \approx (n_u - n_v)/c \approx \beta\sigma/(2k_0) \ll \bar{n}/c$.

3.1. Схема без соединительной линии (задержки)

Диаграммы распространения лучей на *tz*-плоскости в схеме без соединительной линии изображены на рис.2. Заштрихованный участок на рисунке соответствует обла-

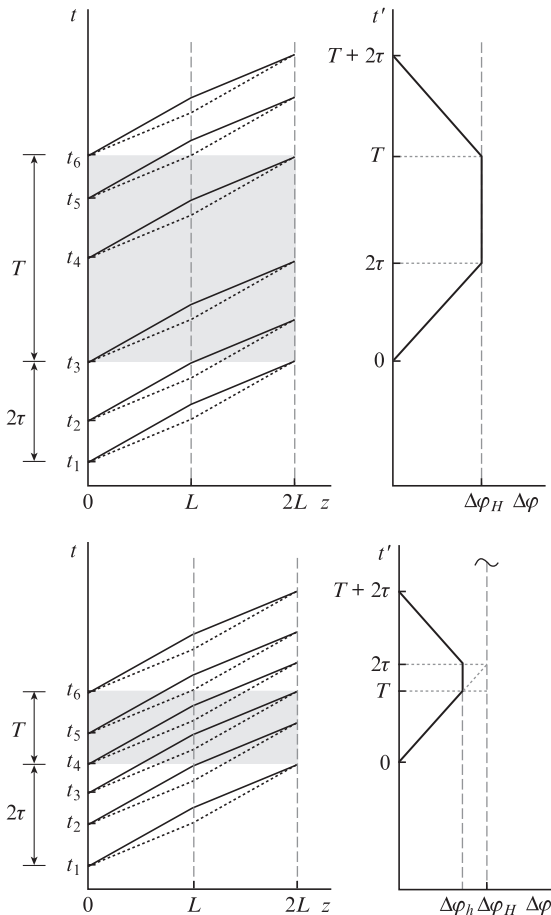


Рис.2. Пространственно-временная диаграмма накопления фазового сдвига при регистрации прямоугольного импульса тока длительностью $T > 2\tau$ (а) и $T < 2\tau$ (б).

сти, в которой световые волны при распространении в *spun*-световоде взаимодействуют с магнитным полем токового импульса длительностью T (начало импульса при $t' = 0$). Временные зависимости фазовых сдвигов (9), соответствующих рассматриваемым *t-z*-диаграммам распространения лучей, относительно времени t' вычисляются по формуле

$$\Delta\varphi(t') = \frac{2Vc}{\bar{n}} \int_{-2\tau}^0 B_z(t-t') dt = \frac{2VcB_0}{\bar{n}} \int_{-2\tau}^0 \Pi(t-t', T) dt \quad (11)$$

и приведены в правых частях рис.2. Здесь B_0 – значение продольной компоненты индукции магнитного поля, соответствующее заданному току I_0 , а функция $\Pi(t, T)$ равна единице на отрезке $0 \leq t \leq T$ и нулю вне его.

Из диаграмм на рис.2 видно, что магнитное поле тока влияет на разность фаз лучей, вышедших из источника в моменты времени $t_1 \leq t \leq t_6$. В случае длинного импульса тока ($T > 2\tau$, рис.2,а) лучи, вышедшие в момент времени t_1 , придут к концу *spun*-световода точно в момент времени $t_3 = t_1 + 2\tau$ включения тока. Начиная с этого момента на фотодетекторе появится выходной сигнал, что отображено на рис.2,а, справа. Все лучи, вышедшие из источника во временном интервале $t_1 \leq t \leq t_3 = t_1 + 2\tau$ будут накапливать фазовый сдвиг только на части своей траектории, которая проходит по закрашенной площади. И поскольку траектория на *tz*-плоскости с большой точностью линейна, то накопленная разность фаз также будет расти линейно в течение времени 2τ . Волны, вышедшие во временном интервале $t_3 \leq t \leq t_4 = t_3 + (T - 2\tau)$, накапливают фарадеевский фазовый сдвиг на протяжении всего времени распространения, поэтому выходной сигнал на протяжении времени $T - 2\tau$ будет постоянным: $\Delta\varphi_H = 4VN I_0$, где N – число витков в волоконном контуре, т. е. равен отклику на эквивалентный постоянный ток. Во временном же интервале $t_4 \leq t \leq t_6 = t_4 + 2\tau$ ситуация обратная начальному этапу – лучи лишь частично будут накапливать фазовый сдвиг, причем тем меньше, чем позже выйдут из источника. В конце концов лучи, вышедшие при $t > t_6$, не будут взаимодействовать с магнитным полем токового импульса, и, начиная с момента $t_6 + 2\tau$, выходной сигнал станет нулевым. Следует отметить, что переходы от фронтов к вершине происходят резко (без плавного перехода).

Для случая $T < 2\tau$, как это видно из рис.2,б, характерно, что из-за короткой длины импульса не существует лучей, которые накапливают фарадеевский фазовый сдвиг на протяжении всего времени своего распространения. Так, лучи, вышедшие в моменты $t_3 \leq t \leq t_4 = t_3 + (2\tau - T)$, накапливают фазовый сдвиг частично – на протяжении времени $T/2\tau$ своего распространения. Поэтому максимальный выходной сигнал будет составлять такую же долю $(T/2\tau)$ от сигнала, соответствующего сдвигу $\Delta\varphi_H$ при постоянном токе I_0 . Увеличение и снижение уровня выходного сигнала происходит с той же скоростью, но в течение времени $T < 2\tau$.

3.2. Схема с соединительной линией (задержкой)

На рис.3 представлены *t-z*-диаграммы накопления фазового сдвига для каждой из волн и форма суммарного выходного сигнала при некоторой конкретной длине $l > 0$ соединительной линии на основе РМ-световода. В данном случае из-за разных скоростей распространения лу-

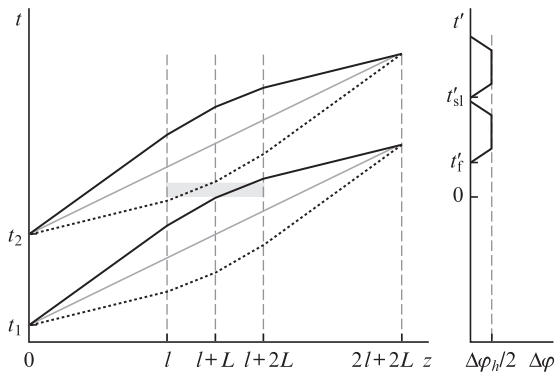


Рис.3. Пространственно-временная диаграмма накопления фазового сдвига при регистрации прямоугольного импульса тока в схеме с соединительной линией.

чей в РМ-световоде соединительной линии (ПМД световода) волны придут к началу srun-световода в разное время. В результате интервалы времени $T + 2\tau$, в течение которых каждая из волн взаимодействует с магнитным полем токового импульса и порождает выходной сигнал, будут смещены друг относительно друга (см. выходной сигнал на рис.3, справа). Кроме того, вклад каждой волны в выходной сигнал будет опаздывать относительно времени начала импульса тока $t' = 0$, т.к. после взаимодействия в srun-световоде свет проходит линию задержки в обратном направлении. Времена запаздывания t'_{sl} и t'_f определяются временем распространения света по медленной и быстрой осям ДЛП РМ-световода в обратном направлении: $t'_{sl,f} = n_{sl,f}l/c$. На рис.4 представлены вклады обеих волн в форму суммарного выходного сигнала при разных длинах линии задержки. Таким образом, общая задержка реакции системы составляет t'_f , а временной сдвиг между выходными сигналами обеих волн $\Delta t' = t'_{sl} - t'_f = l(n_{sl} - n_f)/c$. В частности, при достаточно большой длине

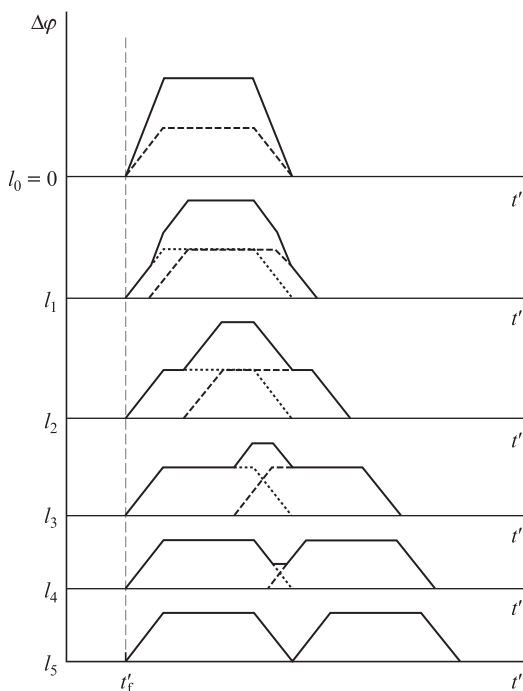


Рис.4. Временная диаграмма фазового сдвига при регистрации прямоугольного импульса тока в схеме с соединительной линией (задержкой) для длин $l_0 < l_i < l_5$ ($i = 1-4$) и $l_5 = c(T + 2\tau)/(n_{sl} - n_f)$.

линии задержки, когда $\Delta t' \geq T + 2\tau$, выходной сигнал раздваивается с уменьшением высоты вдвое.

4. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки показана на рис.5 и представляет собой упрощенный вариант ВОДТ на основе отражательного интерферометра, а также содержит генератор прямоугольных импульсов тока и осциллограф. ВОДТ включает в себя суперлюминесцентный источник света 1 с центральной длиной волны 1550 нм и шириной спектра 20 нм, направленный ответвитель 2, поляризатор 3, дискретный фарадеевский вращатель 4, соединительную волоконную линию 5, чувствительный волоконный контур 6 с френелевским зеркалом 7 на конце. Чувствительный контур помещен в тороидальный соленоид 9 из медного провода, через который пропускали прямоугольный импульс электрического тока 8, сформированный генератором 12. Постоянная времени токозадающей цепи ($\tau_{LR} \approx 50$ нс) определялась резистором 10, форма тока контролировалась с помощью малого сопротивления 11. С помощью вращателя 4 рабочая точка интерферометра смещалась на 90° . Выходной сигнал интерферометра детектировался фотоприемником 14. Постоянная времени фотоприемника τ_{ph} составляла ~ 75 нс. Чувствительный контур и соединительная линия выполнены на основе srun-световода, длина биений встроеного линейного ДЛП которого $L_b = 9$ мм, а длина шага вращения $L_s = 3$ мм. Для уменьшения влияния магнитной наводки от измеряемого тока на соединительную линию она была выполнена в виде многовитковой катушки. В настоящей работе применялась короткая линия длиной ~ 10 м. Srun-световод чувствительного контура был намотан на оправку длиной 20 мм и диаметром 14 мм с числом витков $N_1 = 2000$; число витков соленоида $N_2 = 25$. Расчетное время двойного прохода света по контуру 2τ составляло 1120 нс.

Выходной сигнал датчика, пропорциональный фазовому сдвигу $\Delta\varphi$ и, соответственно, амплитуде импульса тока, снимался с выхода фотодетектора. Линеаризации характеристики интерферометра не проводилось, поскольку сигналы соответствовали малым фарадеевским фазовым сдвигам (менее 0.1 рад). Калибровка чувствительности осуществлялась путем сравнения амплитуд импульсных сигналов и выходного сигнала от эквивалентного постоянного тока.

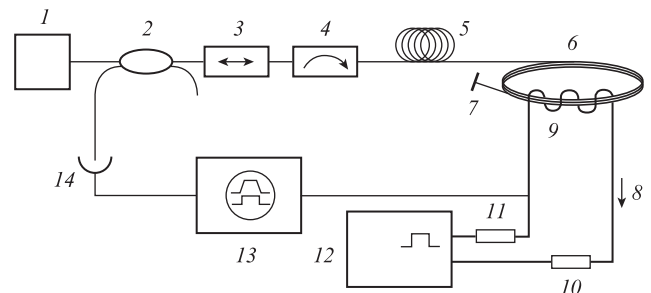


Рис.5. Схема экспериментальной установки: 1 – источник света; 2 – ответвитель; 3 – поляризатор; 4 – фарадеевский вращатель; 5 – волоконная соединительная линия; 6 – измерительный волоконный контур; 7 – зеркало; 8 – измеряемый ток; 9 – соленоид; 10 – токозадающий резистор; 11 – контрольный резистор; 12 – генератор прямоугольных импульсов тока; 13 – двухлучевой осциллограф; 14 – фотоприемник.

5. Результаты и их обсуждение

На рис.6 показана форма импульса тока (нижний трек) и выходного сигнала датчика (верхний трек) при длительностях одиночного импульса тока в соленоиде $T = 2000$ нс ($T > 2\tau$), 1120 нс ($T = 2\tau$) и 500 нс ($T < 2\tau$) и величине тока в соленоиде $I_0 = 133$ мА. В экспериментах скважность импульсов устанавливалась равной 1000. На рис.7 приведены экспериментальные зависимости относительной амплитуды $\Delta\varphi_h/\Delta\varphi_H$ и относительной ширины на полувысоте $T_{1/2}/(2\tau)$ регистрируемого импульса тока от относительной длительности импульса тока $T/(2\tau)$. Штриховыми линиями показаны расчетные кривые. Погрешность измерений определялась отношением сигнала к шуму.

Сначала рассмотрим фактор, связанный с конечным временем взаимодействия света и магнитного поля тока. Форма отклика $\Delta\varphi$ ВОДТ на одиночный прямоугольный импульс тока представляет собой равнобедренную трапецию, вырождающуюся в треугольник при $T = 2\tau$ (см. рис.6,б). Фронты отклика имеют вид линейной функции со скоростью нарастания, пропорциональной амплитуде импульса тока. При $T \geq 2\tau$ длительность фронтов τ_{ed} равна времени распространения излучения по s-pin-световоду: $\tau_{ed} = 2\tau$, а при $T < 2\tau$ $\tau_{ed} = T$. Амплитуда отклика при $T \geq 2\tau$ равна отклику на эквивалентный постоянный ток: $\Delta\varphi = \Delta\varphi_H = 4VN_1N_2I_0$, а при $T < 2\tau$ снижается как $\Delta\varphi_h = \Delta\varphi_H(T/2\tau)$ для одного и того же значения амплитуды импульса, что ведет к повышенной погрешности измерения амплитуды токового импульса. Экспериментальные результаты удовлетворительно согласуются с расчетами. Поскольку в расчетах переход от линейного фронта к плоской вершине не имеет переходного процесса, то наблюдаемый в эксперименте переходной процесс установления максимума отклика длительностью $\tau_{adj} \approx 250$ нс имеет инструментальную причину. Он определяется постоянной времени фотоприемника $\tau_{ph} \approx 75$ нс и длительностью фронтов импульса тока, которые, в свою очередь, определяются постоянной времени LR -цепи ($\tau_{LR} \approx 50$ нс).

Инструментальные постоянные времени начинают заметно влиять на форму отклика ВОДТ при сопоставимой с ними длительности импульса тока. Это влияние проявляется прежде всего в виде искажения плоской вершины трапеции отклика (см. рис.6,в). Важно отметить, что влияние переходного процесса не сказывается на максимальном значении отклика ВОДТ, если регистрируемый токовый импульс имеет прямоугольную форму при $T > \tau_{adj}$. Это подтверждается измерениями ширины отклика на

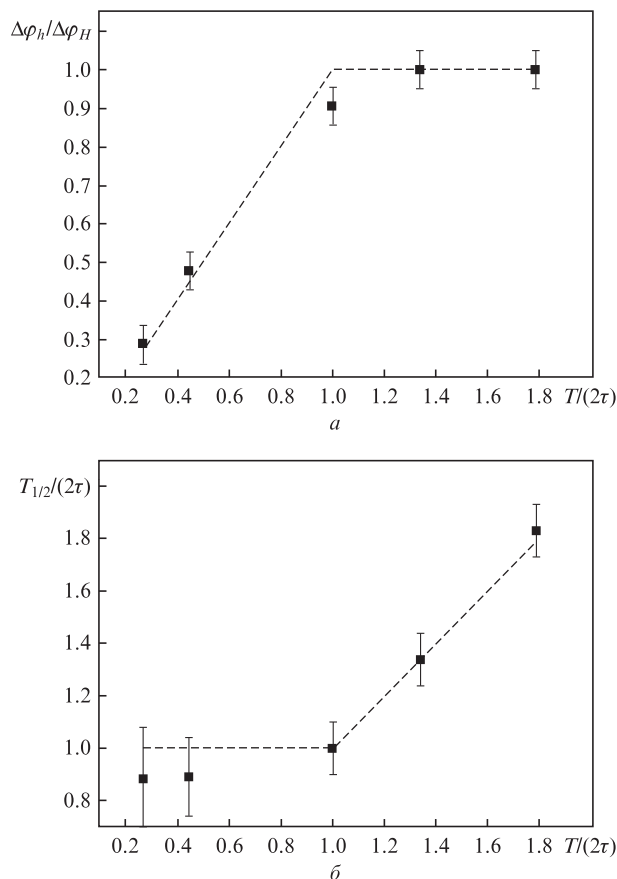


Рис.7. Зависимости относительной амплитуды h/H (а) и относительной ширины $T_{1/2}/(2\tau)$ (б) регистрируемого импульса тока на полувысоте от длительности импульса тока (штриховая линия – расчет).

полувысоте (см. рис.7,б), которая при малых T близка к теоретическому значению $2\tau = 1120$ нс. Запоздывание отклика по отношению к току (~ 400 нс) связано как с выше указанной инструментальной причиной, так и с временем распространения излучения в соединительной линии.

Из приведенного выше анализа следует, что форма отклика (выходного сигнала ВОДТ) на прямоугольный импульс тока для случая $T < 2\tau$ позволяет скорректировать амплитудную погрешность измеряемого пикового значения импульса, т.е. пересчитать величину $\Delta\varphi_h$ в значение $\Delta\varphi_H$, используя временные параметры отклика: $\Delta\varphi_H = \Delta\varphi_h(2\tau/T)$. Следует отметить, что в работе [8] утверждается, что при известной произвольной форме

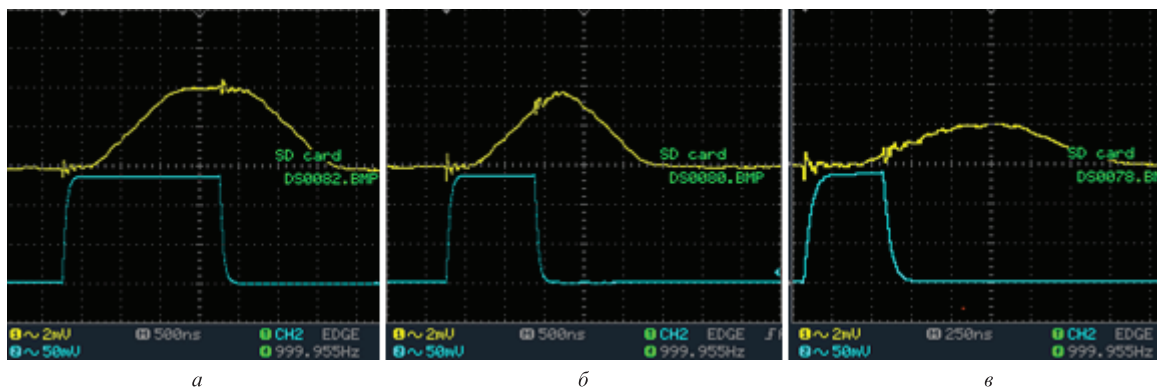


Рис.6. Импульсы тока (нижний трек) и выходной сигнал датчика (верхний трек) при $T = 2000$ (а), 1120 (б) и 500 нс (в).

импульса тока можно получить соотношение для уменьшения погрешности измерения амплитуды импульса, используя параметры формы отклика. В нашей работе это утверждение подтверждено экспериментально для импульса прямоугольной формы.

Что касается влияния на форму отклика ПМД соединительной линии, то оно невелико при длине линии, соответствующей реальным условиям эксперимента. Приведем оценки для соединительной линии длиной 1 км:

1. Hi–bi-линия ($L_b = 3$ мм, $\lambda = 1.55$ мкм). Задержка между медленной и быстрой волнами $t_{sl} - t_f = l\lambda/(cL_b) = 1.72$ нс. Такая задержка будет приводить к искажению отклика при импульсах с длительностью $T < 10-20$ нс.

2. Sripn-линия ($L_b = 10$ мм, $L_s = 3$ мм, $\lambda = 1.55$ мкм). Результат расчета с использованием формулы (7): $t_{sl} - t_f = \Delta\varphi/\omega = 0.04$ нс, где $\Delta\varphi = \sigma\beta L/2$. В этом случае задержка еще меньше.

6. Заключение

Теоретически и экспериментально исследованы характеристики выходного сигнала волоконно-оптического датчика тока на основе эффекта Фарадея при регистрации импульсных токов. Особенностью проведенного анализа является рассмотрение sripn-световода в качестве чувствительного элемента датчика, являющегося частью низкоконтрастного отражательного интерферометра. Изучено влияние на форму и величину импульсного отклика двух физических механизмов – пролетного, обусловленного конечным временем распространения излучения по чувствительному sripn-световоду, и поляризационной модовой дисперсии как соединительной линии, так и sripn-световода.

Показано, что при резком перепаде тока пролетный механизм приводит к отклику датчика с линейными фронтами и длительностью, определяемой соотношением времени распространения излучения по sripn-световоду и ширины импульса тока, причем переход к максимальному значению отклика не сопровождается каким-либо переходным процессом. Наблюдаемый в эксперименте дополнительный переходный процесс длительностью τ_{adj} имеет инструментальную природу, причем его влияние не приводит к ошибке измерения максимального значения прямоугольного импульса длительностью T при условии $T > \tau_{adj}$.

Теоретически показано, что в случае отражательного интерферометра ПМД sripn-световода чувствительного контура в первом приближении не влияет на параметры отклика. В то же время ПМД волоконной соединительной линии (задержки), расположенной перед чувствительным контуром, такое влияние оказывает.

Приложение. Распространение оптического излучения в среде со спиральной структурой ДЛП

Электромагнитная волна оптического излучения, распространяющегося в слабонаправляющем диэлектрическом круглом световоде, имеет, как известно, преимущественно поперечный характер. Поэтому, в подавляющем большинстве прикладных задач вместо рассмотрения волноведущей структуры световода пользуются, как правило, приближением плоских волн, распространяющихся в

сплошной среде. При этом показатель преломления данной среды принимается равным эффективному показателю преломления основной моды исходного световода. Рассмотрим распространение оптического излучения в sripn-световоде, используя данное приближение.

Поперечные компоненты тензора диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$, который входит в материальные уравнения $\mathbf{D} = \hat{\epsilon}\mathbf{E}$ и характеризует диэлектрические свойства среды, в случае равномерной спиральной структуры линейного двулучепреломления (для определенности далее рассматривается левый винт спиральной структуры) и циркулярного двулучепреломления, индуцированного внешним магнитным полем (эффект Фарадея), имеют вид [17, 21, 22]

$$\hat{\epsilon} = \bar{\epsilon} + ig \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + \delta \begin{pmatrix} \cos 2\xi z & -\sin 2\xi z \\ -\sin 2\xi z & -\cos 2\xi z \end{pmatrix}, \quad (P1)$$

где $\bar{\epsilon}$ – средняя диэлектрическая проницаемость среды без учета анизотропии, определяемая эффективным показателем преломления невозмущенного световода, $\bar{\epsilon} = \bar{n}^2$; $\xi = 2\pi/L_s$ – пространственная угловая частота вращения осей линейного двулучепреломления с периодом L_s . Постоянные δ и g , определяющие линейное и циркулярное двулучепреломление, выражаются через соответствующие разности констант распространения $\beta = k_y - k_x$ и $\gamma = k_r - k_l$ как $\{\delta, g\} = \{\beta, \gamma\} \bar{n}/k_0$.

В общем случае будем рассматривать неоднородное вдоль направления распространения света и медленно меняющееся во времени циркулярное двулучепреломление, т. е. $g = g(t, z)$. При достаточно медленном изменении g , когда $\Delta g/g \ll 1$, где Δg – изменение за период колебаний $T = 2\pi/\omega$, производными $\hat{\epsilon}$ по времени при выводе волнового уравнения можно пренебречь. Учитывая это, для волнового уравнения имеем

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} = \frac{\hat{\epsilon} \partial^2 \mathbf{E}}{c^2 \partial t^2}. \quad (P2)$$

Решение данного уравнения (в случае плоских волн, распространяющихся вдоль продольной оси z , $E_{x,y} = E_{x,y}(z)$, $E_z = 0$) будем искать в виде комбинации двух циркулярно поляризованных волн [21]

$$\mathbf{E} = A \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - kz)}, \quad \mathbf{E}_0 = \begin{pmatrix} E_l \\ E_r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{i\xi z} \\ a e^{-i\xi z} \end{pmatrix}. \quad (P3)$$

Подставляя это решение в (9), получаем систему уравнений для a и k :

$$\begin{aligned} (k - \xi)^2 &= k_0^2 (\bar{n}^2 + g + a\delta), \\ (k + \xi)^2 &= k_0^2 (\bar{n}^2 - g + a^{-1}\delta). \end{aligned} \quad (P4)$$

Заметим, что уравнения (P4) симметричны относительно замены $k \rightarrow -k$ (смена направления распространения на обратное), $g \rightarrow -g$ и $a \rightarrow 1/a$. Таким образом, при имеющемся общем решении для распространяющейся в положительном направлении волны решение для распространяющейся в обратном направлении волны можно получить, выполнив указанную замену.

Рассмотрим теперь приближенное решение при $\delta, g \ll \bar{\epsilon}$, а также в случае $\xi \ll k_0$ (т. е. большого периода враще-

ния осей по сравнению с длиной волны: $L_s \gg \lambda$). Общее решение уравнения (П2) для волн, распространяющихся в положительном направлении, имеет вид линейной комбинации решений вида (П3) с коэффициентами

$$a_{u,v} = \frac{1}{\sigma}(-1 \pm \sqrt{\sigma^2 + 1}), \quad (\text{П5})$$

$$k_{u,v} = k_0 \bar{n} \left(1 \pm \frac{\delta}{2\bar{n}^2} \sqrt{\frac{1}{\sigma^2} + 1} \right) = k_0 \bar{n} \pm \frac{\Omega}{2},$$

где $\Omega = (2\xi + \gamma)\sqrt{1 + \sigma^2} = \sqrt{(2\xi^2 + \gamma)^2 + \beta^2}$.

В случае $\sigma \leq 1$, как следует из (П5), $a_u \rightarrow 0$ (знак «+») и $a_v^{-1} \rightarrow 0$ (знак «-»). Таким образом, моды u и v преимущественно лево- и правоциркулярно поляризованные соответственно. Если эти моды в первом приближении рассматривать как циркулярно поляризованные (квазициркулярные), их показатели преломления определяются как

$$n_{u,v} \approx \frac{k_{u,v} \mp \xi}{k_0} = \bar{n} \pm \frac{\Omega - 2\xi}{2k_0} \approx \bar{n} \pm \frac{\beta\sigma}{4k_0} \pm \frac{\gamma}{2k_0}, \quad (\text{П6})$$

где использовано справедливое при малых значениях σ разложение $\Omega \approx 2\xi + \beta\sigma/2 + \gamma$. Соответствующие волновые уравнения для данного приближения имеют вид

$$\frac{\partial^2 E_{l,r}}{\partial z^2} = \frac{n_{u,v}^2}{c^2} \frac{\partial^2 E_{l,r}}{\partial t^2}, \quad E_{l,r} \approx 0. \quad (\text{П7})$$

В заключение рассмотрим отражение световых волн от зеркала. Учитывая указанную выше симметрию ($k \rightarrow -k$, $g \rightarrow -g$ и $a \rightarrow 1/a$), падающая преимущественно левоциркулярно поляризованная волна u с $k_u = \bar{n}k_0 + \Omega/2$ возбуждает преимущественно правоциркулярно поляризованную волну с $k'_v = \bar{n}k_0 - \Omega'/2$, и наоборот; здесь Ω' равна Ω с заменой знака γ . При этом показатели преломления волн после отражения преобразуются как

$$n_{u,v} \approx \bar{n} \pm \frac{\beta\sigma}{4k_0} \pm \frac{\gamma}{2k_0} \rightarrow n'_{v,u} \approx \bar{n} \mp \frac{\beta\sigma}{4k_0} \pm \frac{\gamma}{2k_0}. \quad (\text{П8})$$

Отсюда следует, что при отражении от зеркала рабочих волн u и v постоянная добавка показателя преломления, возникающая из-за наличия спиральной структуры, меняет знак (вторые слагаемые в (П8)). Это значит, что после прохождения волн в обратном направлении фазовый

набег, определяющийся спиральной структурой световода, полностью компенсируется. В то же время последнее слагаемое в (П8), определяемое индуцированным в среде циркулярным двулучепреломлением, при отражении знак сохраняет, в результате чего после прохождения света в обратном направлении фазовый сдвиг Фарадея между волнами удваивается.

1. Bohnert K., Gabus P., Kostovic J., et al. *Opt. Laser Eng.*, **43**, 511 (2005).
2. Starostin N.I., Ryabko M.V., Chamorovskii Y.K., et al. *Key Eng. Mater.*, **437**, 314 (2010).
3. Жилин А.Н., Ловчий И.Л. *Труды XII Международной конф. «Прикладная оптика» 2016* (СПб, 2010, т.1, секция 3, стр. 244).
4. Moreau Ph., Brichard B., Fil A., et al. *Fusion Engineering and Design*, **86**, 1222 (2011).
5. Пименов А.В., Казачков Ю.П. Патент РФ №2263709 от 10.20.2005.
6. Kersey A.D., Bucholtz F., Dandridge A. *Int. J. Optoelectron.*, **3** (4), 323 (1988).
7. Губин В.П., Моршнев С.К., Старостин Н.И. и др. *Квантовая электроника*, **41** (9), 815 (2011) [*Quantum Electron.*, **41** (9), 815 (2011)].
8. Chen G.Y., Newson N.P. *Electron. Lett.*, **50** (8), 626 (2014).
9. Frosio G., Dändliker R. *Appl. Opt.*, **33** (25), 6111 (1994).
10. Blake J., Tantaswadi P., De Carvalho R.T. *IEEE Transaction on Power Delivery*, **11** (1), 116 (1996).
11. Laming R.I., Payne D.N. *J. Lightwave Technol.*, **7** (12), 2084 (1989).
12. Губин В.П., Исаев В.А., Моршнев С.К. и др. *Квантовая электроника*, **36** (3), 287 (2006) [*Quantum Electron.*, **36** (3), 287 (2006)].
13. Пржиялковский Я.В., Моршнев С.К., Старостин Н.И. и др. *Квантовая электроника*, **43** (2), 167 (2013) [*Quantum Electron.*, **43** (2), 167 (2013)].
14. Пржиялковский Я.В., Моршнев С.К., Старостин Н.И. и др. *Квантовая электроника*, **45** (11), 1075 (2015) [*Quantum Electron.*, **45** (11), 1075 (2015)].
15. Моршнев С.К., Губин В.П., Воробьев И.Л. и др. *Квантовая электроника*, **39** (3), 287 (2009) [*Quantum Electron.*, **39** (3), 287 (2009)].
16. Моршнев С.К., Губин В.П., Пржиялковский Я.В. и др. *Квантовая электроника*, **43** (12), 971 (2013) [*Quantum Electron.*, **43** (12), 971 (2013)].
17. Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский В.В. *УФН*, **141** (10), 257 (1983) [*Sov. Phys. Usp.*, **26**, 877 (1983)].
18. McIntyre P., Snyder A.W. *J. Opt. Soc. Am.*, **68** (2), 149 (1978).
19. Polynkin P., Blake J. *J. Lightwave Technol.*, **23** (11), 3815, (2005).
20. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. *Геометрическая оптика неоднородных сред* (М.: Наука, 1973).
21. Беляков В.А., Дмитриенко В.Е., Орлов В.П. *УФН*, **127** (2), 221 (1979) [*Sov. Phys. Usp.*, **22**, 64 (1979)].
22. Де Жен П. *Физика жидких кристаллов* (М.: Мир, 1977).