

07;12

## Поляризационная модуляция света при поперечном сжатии оптического волокна

© О.И. Котов, А.В. Хлыбов, Л.Б. Лиюкумович, С.И. Марков, А.В. Медведев,  
В.А. Рукавишников, А.И. Боровков, Д.В. Шевченко

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 21 февраля 2006 г.)

Рассмотрен упругооптический эффект поперечного сдавливания круглого одномодового световода, приводящий к изменению состояния поляризации света вследствие изменения разности фаз двух ортогонально-поляризованных мод. Эффективность поляризационной модуляции характеризуется удельным коэффициентом преобразования механических деформаций в изменение разности фаз поляризационных мод волокна. Получено выражение, связывающее разность фаз мод с величиной перемещения сжимающих волокон пластин, подтвержденное экспериментом и численными расчетами. Показано, что данный эффект обладает высоким коэффициентом преобразования поперечного сжатия волокна в разность фаз поляризационных мод, порядка  $10^4 \text{ rad}/(\mu\text{m} \cdot \text{m})$ .

PACS: 42.65.Jx

### Введение

Для осуществления поляризационной модуляции в одномодовых оптических волокнах применяют различные физические механизмы [1]: изгиб, растяжение, поперечное давление, скрутку, воздействие магнитным и электрическим полями. В ряде исследований разрабатывалась поляризационная модуляция посредством механических воздействий на анизотропный световод, приводящих к передаче мощности от одной поляризационной моды к другой [2]. В данной статье, подразумевается другой принцип — „фазовая поляризационная модуляция“, вызываемая изменением разности фаз  $\varphi$  поляризационных ортогональных мод одномодового световода. Именно такая модуляция оказывается актуальной при создании высокочувствительных волоконно-оптических сенсорных устройств. В интерференционных волоконных датчиках подобная модуляция, при достаточной эффективности, может использоваться как при создании чувствительных элементов, так и для обеспечения необходимой при регистрации вспомогательной модуляции [3,4]. В работе [5] был проведен сравнительный анализ различных способов модуляции и выявлен наиболее эффективный механизм — поперечное сжатие волокна. Данная работа посвящена подробному исследованию этого механизма, особенностям его применения в волоконно-оптических модуляторах и волоконных поляризационных датчиках.

При поперечном сжатии одномодового волокна между двумя жесткими поверхностями (пластинами) в его сердцевине возникают механические напряжения, которые вследствие упругооптического эффекта приводят к появлению двух ортогональных поляризованных мод с отличающимися постоянными распространения (так называемое наведенное двулучепреломление). Как следствие, эти моды имеют разность фазовых задержек  $\varphi$ .

Обычно этот эффект характеризуют величиной наведенной разности постоянных распространения

$$\beta = \beta_x - \beta_y, \quad (1)$$

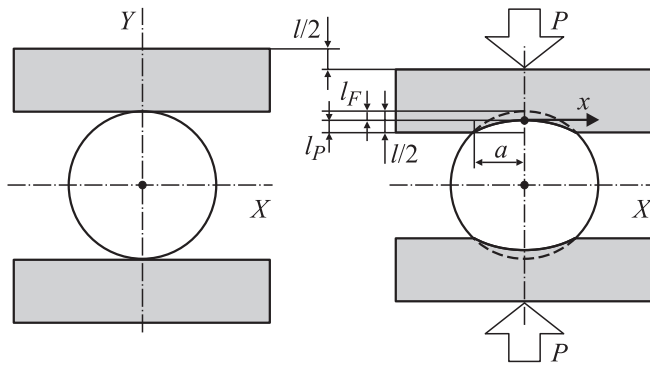
где  $\beta_x$  и  $\beta_y$  — постоянные распространения мод, поляризованных вдоль осей  $X$  и  $Y$  соответственно.

В работах [1,6] на основе решения задачи о деформации в сердцевине волокна (в центре стеклянного цилиндра) получена зависимость  $\beta$  от приложенной поперечной погонной силы  $P$  (в ньютонах на метр длины волокна) [6]:

$$\beta = \frac{2C_S P}{E r}, \quad (2)$$

где  $C_S$  — константа, зависящая от свойств волокна и рабочей длины волны  $\lambda$  (для кварцевого волокна и  $\lambda = 0.633 \mu\text{m}$ ,  $C_S = 2.7 \cdot 10^6 \text{ rad/m}$ ),  $E$  — модуль Юнга материала волокна (для кварца  $E = 7.6 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$ ),  $r$  — радиус волокна без защитных покрытий.

Однако такое представление  $\beta$  иногда трудно применить к практическим конструкциям с поперечным сжатием волокна, когда создаваемую погонную силу трудно рассчитывать и измерять. При разработке реальных устройств часто основным параметром является геометрическое смещение  $l$  сжимающих пластин в результате воздействия, которое связано с так называемыми перемещениями  $l_F$  границы световода и  $l_P$  границы пластины в области контакта [7] (рис. 1, *a, b*). Поэтому представляется важным получить зависимость  $\beta = f(l)$ , для чего следует найти связь между смещением пластин  $l = 2(l_F + l_P)$  и величиной силы  $P$ . На основе такой зависимости можно оценивать эффективность поляризационных модуляторов и чувствительность поляризационных датчиков, в которых используется механизм поперечного сжатия.



**Рис. 1.** Поперечное сечение системы световод–сжимающие пластины.  $a$  — до сжатия;  $b$  — после сжатия.

Ниже представлено решение данной задачи, найденное авторами двумя способами: приближенным аналитическим анализом на основе контактной теории упругости и численным расчетом методом конечных элементов.

### Упругооптическая задача о поперечном сжатии световода

Рассматриваемая задача является частным случаем известной из теории упругости задачи о соприкасающихся цилиндрах. Приведенные в литературе формулы решения этой задачи иногда противоречивы, иногда неточны [8]. Поэтому мы независимо получили искомое выражение связи полного перемещения осей цилиндров от приложенного к ним давления, используя постановку задачи, предложенную в [7]. Нами было использовано известное решение задачи Герца для выражения ширины пятна контакта  $a(P)$  [9]:

$$a = \sqrt{\frac{4Pr}{\pi} \left( \frac{1 - \mu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \mu_2^2}{E_2} \right)}, \quad (3)$$

где  $E_2$  и  $\mu_2$  — модуль Юнга и коэффициент Пуассона сжимающих пластин. Кроме того, с учетом малости ширины пятна контакта по сравнению с  $r$ , мы предположили, что перемещения пластин имеют вид, аналогичный функции  $l_F(P)$  для области цилиндра, но со своими упругими параметрами  $E_2$  и  $\mu_2$ . Это допущение вносит погрешность значительно меньше 1% для физически реализуемого давления. В конечном счете, для нашего случая сдавливания цилиндра между двумя плоскими упругими поверхностями мы получили следующую зависимость для полного смещения  $l$  как функции от  $P$ :

$$l(P) = \frac{4P}{\pi} \left[ \ln \left( \frac{2r}{a} \right) \left( \frac{1 - \mu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \mu_2^2}{E_2} \right) - \frac{1}{2} \left( \frac{(1 + \mu_1)\mu_1}{E_1} + \frac{(1 + \mu_2)\mu_2}{E_2} \right) \right]. \quad (4)$$

Это близко к результату, приведенному в [8] (в данной статье искомая зависимость получена для случая, когда упругие свойства сдавливающих пластин и цилиндра одинаковы). Учет того факта, что контактное давление распределено по закону эллиптического цилиндра, позволяет незначительно уточнить искомое выражение, включая в формулу слагаемые высших порядков величины  $(a/r)$ .

В практических схемах волоконно-оптических измерителей малых перемещений, как правило, присутствуют относительно слабые переменные воздействия при некотором статическом сжатии, задаваемом конструкцией. Поэтому практический интерес представляет связь малых приращений  $P$  и  $l$ , которая находится дифференцированием зависимости (4). Для приращения смещения пластин  $\delta l$ , вызванного приращением силы  $\delta P$  получим

$$\delta l = \left( \frac{2}{\pi E_1} A(P) \right) \delta P, \quad (5)$$

где  $A(P)$  — безразмерный коэффициент, логарифмически зависящий от начального статического усилия  $P$

$$A(P) = \left( 1 - \mu_1^2 + \frac{E_1}{E_2} (1 - \mu_2^2) \right) \times \ln \left[ \frac{\pi r E_1 E_2}{P(E_1 + E_2 - \mu_1^2 E_1 - \mu_2^2 E_2)} \right] - \left[ (1 + \mu_1)\mu_1 + \frac{E_1}{E_2} (1 + \mu_2)\mu_2 \right]. \quad (6)$$

Выражения (5) и (6) дают зависимость приращения  $\delta l$  от исходной силы  $P$  и параметров волокна и сдавливающих пластин.

На основе (5) и (2) можно записать приращение  $\delta\beta$  наведенной разности постоянных распространения поляризационных мод, а также приращение их разности фаз  $\delta\varphi$ , вызванное смещением  $\delta l$  при длине  $L$  участка волокна, подвергнутого сжатию

$$\delta\varphi = \delta\beta L = \frac{2C_s}{r} \frac{1}{A(P)} L \delta l. \quad (7)$$

Для сравнения эффективности модуляторов (чувствительных элементов), в которых разность фаз  $\varphi$  изменяется вследствие упругооптического эффекта, удобен погонный коэффициент чувствительности  $K$  преобразования механических деформаций в изменение разности фаз поляризационных мод

$$K = \frac{\delta\varphi}{\delta l L} = \frac{2C_s}{r} \frac{1}{A(P)}. \quad (8)$$

Отметим, что рассмотренный тип фазовой поляризационной модуляции может применяться и в анизотропном (поляризационно-удерживающем) световоде. В анизотропном волокне исходно распространяются две собственные поляризационные моды, заданные поперечной структурой среды. Сжатие световода в общем

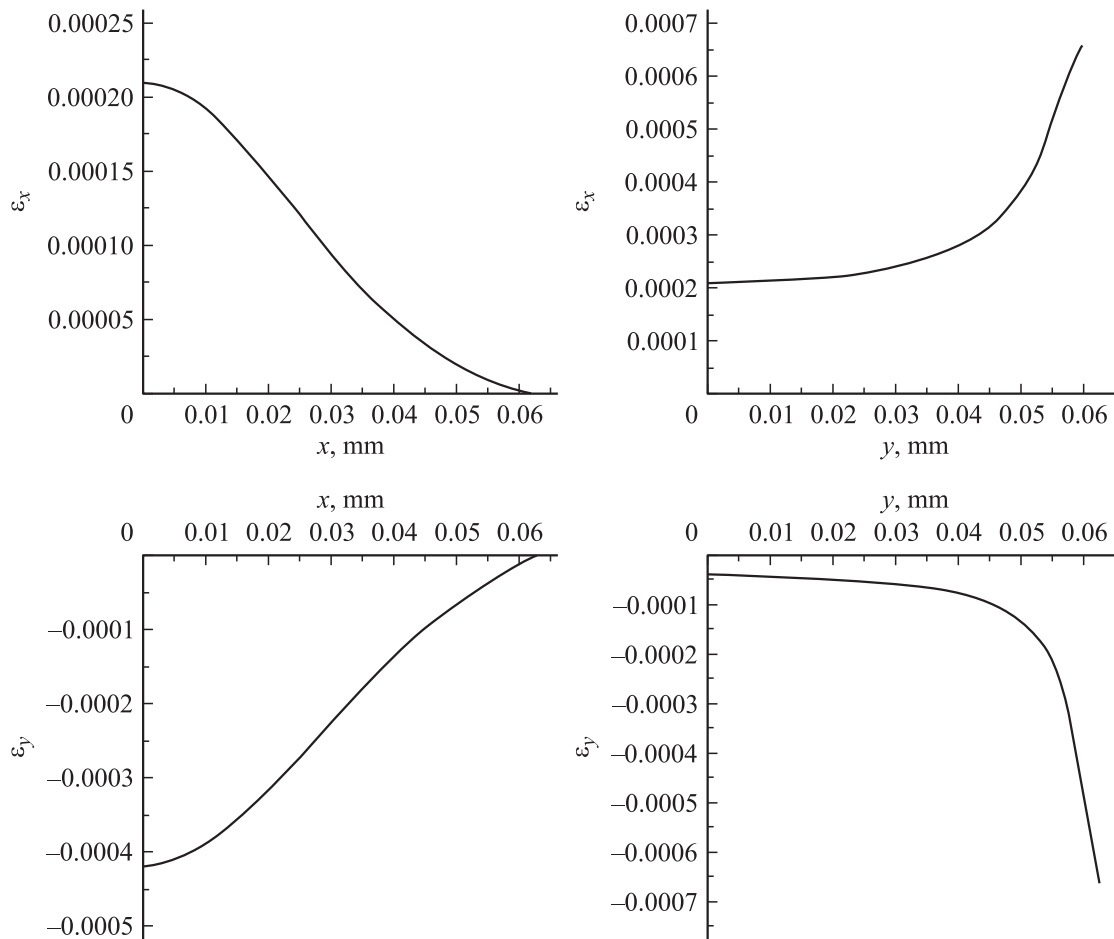


Рис. 2. Зависимость компонент тензора деформаций  $\varepsilon_x$  и  $\varepsilon_y$  от поперечных координат.

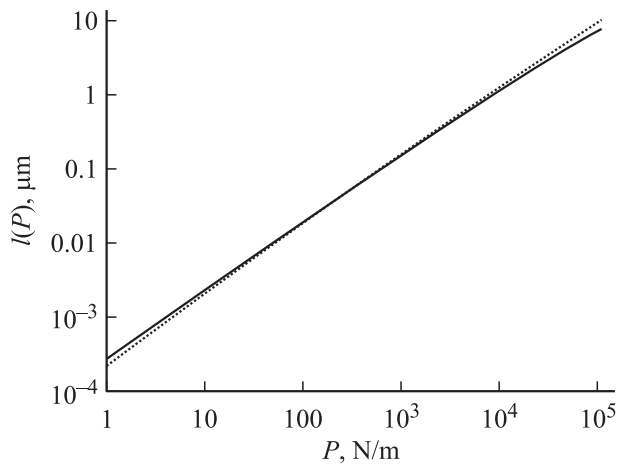
случае будет приводить к изменению и амплитуд, и разности постоянных распространения мод. Результат модуляции будет зависеть от угла между собственными поляризационными осями световода и направлением сжимающей силы  $P$ . Можно показать, что если направление приложенной силы совпадает с направлением одной из поляризационных осей анизотропного световода, то амплитуды собственных поляризационных мод будут сохраняться, а модуляция разности фаз мод будет максимальна. Для этого случая полностью применимы полученные выше выражения.

### Компьютерное моделирование методом конечных элементов

Результаты аналитического анализа были сопоставлены с результатами компьютерного моделирования. Для этого поперечное сжатие упругого стеклянного цилиндра между двумя стеклянными пластинами было рассчитано известными методами конечно-элементного моделирования. Моделирование проводилось с помощью специализированной компьютерной программы с числом конечных элементов при расчете 21814.

В расчетах были приняты следующие параметры: диаметр цилиндра  $125 \mu\text{m}$  (диаметр стандартного световода без покрытий). Для определенности в расчетах пластины и цилиндр имеют одинаковые упругие постоянные: модуль Юнга  $E = 7.6 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$ , коэффициент Пуассона  $\mu = 0.17$ . Расчеты проводились для плоскости поперечного сечения цилиндра в системе координат  $X, Y$  (сила приложена вдоль оси  $Y$ , а оси наведенного двулучепреломления волокна совпадают с осями координат) с центром на оси цилиндра. В процессе моделирования вычислялись зависимости компонент тензора напряжений  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$  и тензора деформаций  $\varepsilon_x$  и  $\varepsilon_y$  от поперечных координат для разных величин приложенной силы  $P$ . Пример рассчитанных зависимостей для  $P = 10^3 \text{ N/m}$  приведен на рис. 2.

По результатам численных расчетов видно, что в области оси цилиндра ( $x, y \rightarrow 0$ ) компоненты тензоров слабо зависят от поперечных координат, оставаясь почти постоянными в области сердцевины одномодового волокна ( $x, y = 0-5 \mu\text{m}$ ). Этим обстоятельством пользуются при рассмотрении двулучепреломления волоконных световодов, сжатых с погонной силой  $P$  [1,10], в частности, при получении выражения (2). В обла-



**Рис. 3.** Результаты расчета зависимости  $l(P)$ . Сплошная линия — результат численного моделирования, пунктир — расчет по формуле (7).

сти контакта ( $x \rightarrow 0$ ,  $y \rightarrow 62.5 \mu\text{m}$ ) компоненты тензора деформаций значительно возрастают. Несмотря на то что эти деформации не определяют двулучепреломление сердцевины световода, именно они определяют решение поставленной задачи: найти зависимость двулучепреломления от величины перемещения сжимающих волокон пластин.

Основным результатом моделирования были зависимости перемещения границы цилиндра (и пластин)  $l$  от величины приложенной силы  $P$ . На рис. 3 приведен результат моделирования методом конечных элементов, который сопоставлен с теоретической зависимостью (4) для тех же значений параметров. Подчеркнем, что и получение аналитических выражений, и численные расчеты проводились в рамках линейной модели, т. е. не учитывались эффекты, возникающие при приближении к пределу прочности материала ( $P \sim 10^4 \text{ N/m}$ ).

Сравнение зависимостей суммарных смещений пластин и цилиндра, полученных методом конечных элементов и на основании аналитических выражений, представленных выше, показывает их хорошее согласие (рис. 3).

## Эксперименты

Основной целью экспериментальных измерений с поперечным сжатием световода было определение коэффициента эффективности  $K$ , который, согласно теоретическому анализу, оценивается выражением (8). В качестве элемента, создающего модулирующее воздействие, использовался пьезокерамический брусок. Измерения коэффициента  $K$  включали два этапа: измерение индекса модуляции  $\delta\varphi$  и амплитуды смещения сжимающих пластин  $\delta l$ .

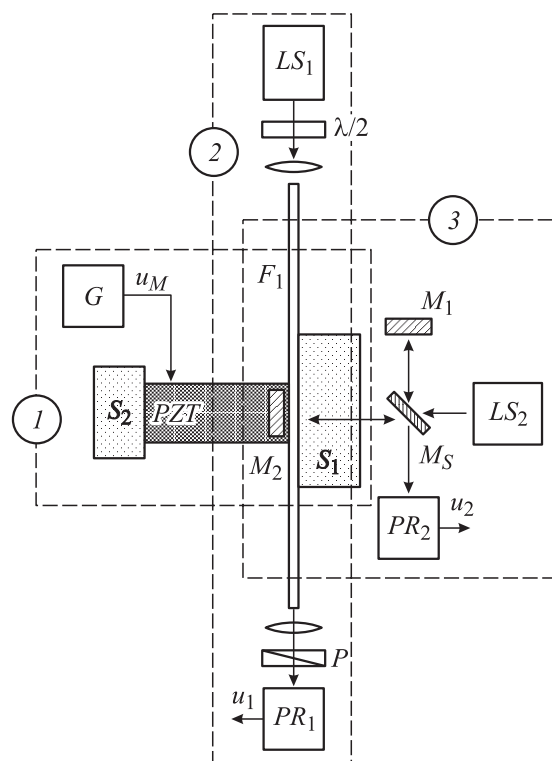
В данных экспериментах исследовались два световода на длине волны  $0.633 \mu\text{m}$ : изотропное одномодовое волокно с диаметром кварцевой оболочки  $125 \mu\text{m}$  и

анизотропный световод (длина биений  $4 \text{ mm}$ ) с эллиптическим поперечным сечением (габариты оболочки  $75 \times 125 \mu\text{m}$ ).

Экспериментальная установка (рис. 4) содержала три основные части: модулятор с поперечным сдавливанием световода (1), схему для измерения индекса модуляции разности фаз поляризационных мод (2) и схему для измерения амплитуды смещения сжимающих волокон пластин (3).

Модулятор представлял собой пьезокерамический брусок (PZT), помещенный между двумя металлическими упорами ( $S_1, S_2$ ) — жесткими металлическими брусками, закрепленными на массивном металлическом основании. Между одним из упоров ( $S_1$ ) и торцом пьезокерамики помещался исследуемый волоконный световод ( $F$ ). Рабочий участок волокна был освобожден от защитных покрытий, длины участка составляла  $L = 1.7 \text{ cm}$ , начальное сжатие  $P$  в экспериментах —  $\sim 500 \text{ N/m}$ . На пьезокерамику от генератора ( $G$ ) подавалось модулирующее гармоническое напряжение  $u_M$ .

Поперечное сдавливание изотропного волокна формирует поляризационные оси, направленные вдоль и перпендикулярно направлению приложенной силы. В случае использования анизотропного волокна для получения фазовой поляризационной модуляции необходимо согласовать направления собственных поляризационных осей световода и сдавливающей силы. Значительно упростило процедуру согласования применение световода с эллиптическим поперечным сечением. При сдавливании такое волокно „автоматически“ ориентируется в



**Рис. 4.** Схема экспериментальной установки.

пространстве так, что малая ось эллипса оказывается параллельной внешней силе.

Для измерения индекса поляризационной модуляции  $\delta\varphi$  использовалась оптическая схема с He-Ne-лазером ( $\lambda = 0.633 \mu\text{m}$ ). Излучение лазерного источника ( $LS_1$ ) через полуволновую пластинку ( $\lambda/2$ ) вводилось в исследуемое волокно. С помощью пластинки обеспечивался угол  $\pi/4$  между направлением поляризации входного излучения и направлением поляризационных осей волокна. Выходящее из волокна модулированное излучение поступало на поляризатор ( $P$ ), ориентированный под углом  $\pi/4$  к осям волокна, а затем на фотоприемник ( $PR_1$ ). При гармонической модуляции разности фаз  $\varphi$  по форме выходного сигнала  $u_1$  можно было вполне точно оценить индекс модуляции  $\delta\varphi$  [5].

Измерение амплитуды перемещения  $\delta l$  сжимающих поверхностей в модуляторе осуществлялось с помощью еще одной оптической системы с интерферометром Майкельсона. Источником излучения для интерферометра служил второй He-Ne лазерный источник ( $LS_2$ ). Для формирования интерферометра использовались полупрозрачное делительное ( $M_S$ ) и два отражающих зеркала ( $M_1, M_2$ ). Делительное зеркало и одно отражающее зеркало ( $M_1$ ) были установлены неподвижно относительно упора ( $S_1$ ). Второе отражающее зеркало ( $M_2$ ) было установлено на пьезокерамике (лучи в плече интерферометра  $M_S-M_2$  проходят над упором  $S_1$ ). Выходной сигнал интерферометра регистрировался фотоприемником ( $PR_2$ ). В режиме модуляции за счет обработки сигнала интерферометра  $u_2$  оценивалась амплитуда перемещения зеркала ( $M_2$ ), которая полагалась равной перемещению сжимающих пластин  $\delta l$ .

На рис. 5 приведен пример измеренных частотных зависимостей чувствительностей разности фаз  $\varphi$  и смещения сжимающих пластин  $\delta l$  к напряжению. Для измерений был выбран диапазон частот, в котором керамика работала эффективно. Это позволило получить значительные уровни  $\delta\varphi$  и  $\delta l$  и хорошую точность измерений. Зависимости снимались при амплитудах напряжения  $u_M$ , не превышавших 50 В. Максимальный индекс модуляции ( $\delta\varphi \sim 10\pi$ ) достигнут в области  $f \approx 18.5 \text{ kHz}$  (продоль-

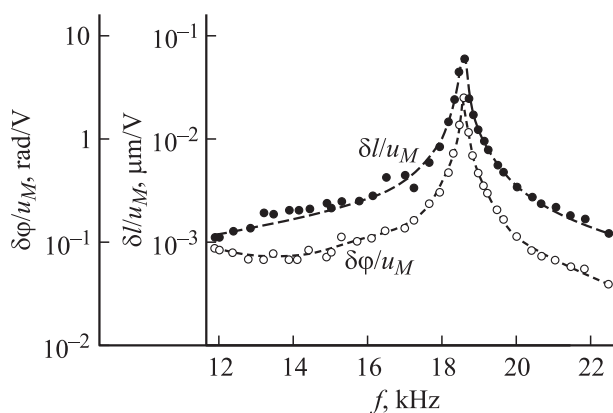


Рис. 5. Пример зависимостей  $\delta\varphi/u_M$  и  $\delta l/u_M$  от частоты.

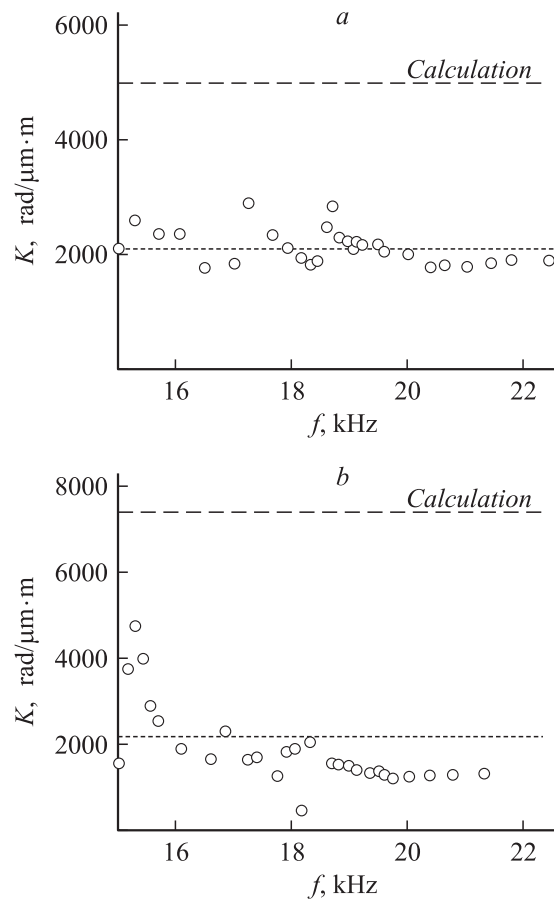


Рис. 6. Зависимость коэффициента  $K$  от частоты; левый график для изотропного волокна, правый — для анизотропного световода.

ный резонанс керамики), при этом модулятор работал в линейном режиме.

На рис. 6 приведены графики частотной зависимости коэффициента  $K$ . На них отмечено значение  $K$ , вычисленное по формуле (8). При расчетах использовались типовые механические параметры плавленного кварца и дюралья (плавленный кварц:  $E = 7.6 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$ ,  $\mu = 0.17$  и дюралевые пластины:  $E = 6 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$ ,  $\mu = 0.25$ ). Для анизотропного световода в выражение (8) перед коэффициентом  $A(P)$  подставлено значение  $r_1 = 37.5 \mu\text{m}$ , в то время как в этот коэффициент входит ширина полоски контакта, зависящая от большого радиуса волокна  $r_2 = 62.5 \mu\text{m}$ .

Из приведенных графиков видно, что в случае изотропного волокна экспериментальный результат ниже теоретической оценки в среднем в 2 раза, а в случае анизотропного волокна — примерно в 4 раза.

Причиной расхождений может быть то, что измеренную в наших экспериментах величину  $\delta l$  все же нельзя считать величиной переменного сдавливания волокна, так как на самом деле она включает в себя также неучтенную изгибную деформацию сдавливающих пластин, возникающую вследствие несимметричности

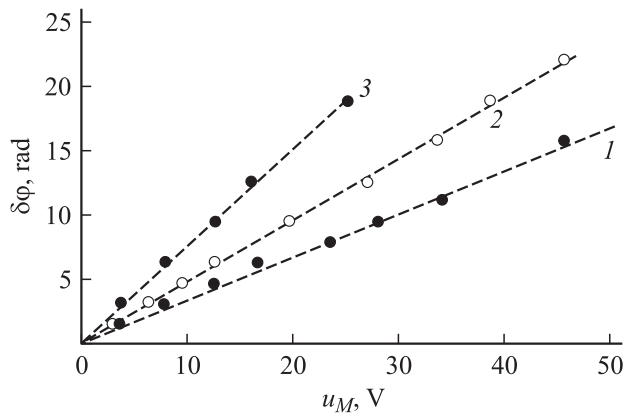


Рис. 7. Амплитудные характеристики модулятора: 1 —  $P = 50$ , 2 — 300, 3 — 1000 N/m.

нагрузки. Расчет изгибной деформации поджимающей пластины дает величину, примерно равную 1/2 от величины поперечной деформации волокна, это приводит к завышению в 2 раза измеренной величины перемещенной относительно реальной.

Заметим также что экспериментальная механическая система, по-видимому, является более сложной, чем идеализированная теоретическая модель (об этом свидетельствуют значительные колебания  $K$  при изменении частоты модуляции). Особенно это заметно для анизотропного волокна. В этом случае существенным дополнительным фактором расхождения экспериментальных и теоретических результатов является значительное отличие формы поперечного сечения волокна от круговой, как предполагалось в теоретическом анализе. Кроме того, наличие в анизотропном волокне легированных областей с меньшим модулем Юнга, чем у материала сердцевинки, также ведет к отличию реального  $\delta l$  от найденного по формуле (5) в сторону занижения теоретической оценки.

В ходе данных экспериментов были определены частотные зависимости  $\delta\varphi$  относительно модулирующего напряжения и потребляемой модулятором мощности  $P_M$  на единицу длины волокна. Полученные значения для  $\delta\varphi/(P_M L)$  и для  $\delta\varphi/(u_M L)$  в диапазоне частот 1–20 kHz составили в среднем  $10^4 \text{ rad/W} \cdot \text{m}$  и  $10 \text{ rad/W} \cdot \text{m}$  соответственно (в области резонанса пьезокерамики — в 10 раз больше). Следует отметить, что эти величины превышают аналогичные параметры других типов поляризационных волоконных модуляторов [11–15] и ряда типов фазовых волоконных модуляторов [16,17] на базе пьезокерамических резонаторов.

На рис. 7 приведен пример измеренных амплитудных характеристик модулятора для различной начальной силы сдвигания. Характеристика снята в области резонанса пьезокерамики ( $f \approx 18.5 \text{ kHz}$ ). Линейность амплитудной характеристики сохранялась практически до непосредственного приближения к пределу прочности волокна (при  $P \approx 1000 \text{ N/m}$  превышение амплитуды

модулирующего напряжения 30 V привело к разрушению волокна). Наклон характеристики  $\delta\varphi(U)$  логарифмически увеличивается с ростом начального сдвигания  $P$ , что согласуется с полученными теоретическими выражениями. График на рис. 7 позволяет оценить экспериментально зависимость  $A(P)$ .

## Заключение

Рассмотрена упругооптическая задача поперечного сжатия оптического волокна и создания наведенного линейного двулучепреломления. Получено выражение для отношения наведенной разности фаз поляризационных мод к перемещению сжимающих пластин, которое позволяет анализировать конструкции с фазовой поляризационной модуляцией за счет сжатия волокна и оценить коэффициент эффективности такой модуляции  $K = \delta\varphi/(L\delta l)$ . Показано, что коэффициент  $K$  слабо изменяется с ростом начального статического сжатия световода и при расчете на единицу длины сжимаемого волокна может достигать  $\sim 10^4 \text{ rad/m} \cdot \mu\text{m}$ . Такая величина существенно превышает аналогичные коэффициенты для всех известных методов фазовой поляризационной модуляции с механическим возмущением световода [5].

Проведены эксперименты с поперечным сжатием волокна, в которых совместно измерялись индекс фазовой поляризационной модуляции и амплитуда смещения пластин, сжимающих волокно. Полученные экспериментальные зависимости отношения  $K$  показали хорошее согласие с теоретическими оценками, что подтверждает адекватность механической модели и возможность применения полученных теоретических выражений для оценок эффективности модуляции в практических устройствах. Так же как и теоретические расчеты, эксперименты демонстрируют высокую эффективность модуляции разности фаз поляризационных мод при поперечном сжатии световода: при длине чувствительного участка световода 1.7 см наведенная разность фаз достигла 1 rad при перемещении сжимающих пластин  $\approx 20 \text{ nm}$ .

## Список литературы

- [1] *Rashleigh S.C.* // J. of Leghtwave Technology. 1983. Vol. LT-1. N 2. P. 312–331.
- [2] *Filippov V.N., Kotov O.I., Nikolaev V.M.* // Opt. and Quant. Electr. 1993. Vol. 25. P. 429–449.
- [3] *Кульчин Ю.Н.* Распределенные волоконно-оптические измерительные системы. М.: Физматлит, 2002. 272 с.
- [4] *Бутусов М.М., Галкин С.Л., Оробинский С.П.* Волоконная оптика и приборостроение. Л.: Машиностроение, 1987. 328 с.
- [5] *Котов О.И., Лиокумович Л.Б., Марков С.И.* и др. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 1. С. 72–76.
- [6] *Sakai J.-I., Kimura T.* // J. of Quant. Electr. 1981. Vol. QE-17. N 6. P. 1041–1051.
- [7] *Кац А.М.* Теория упругости. СПб: Изд-во „Лань“, 2002. 208 с.

- [8] Журавлёв Г.А., Карпенко В.А. // Техника машиностроения. 2000. № 6 (28). С. 51–55.
- [9] Тимошенко С.П., Гудьер Дж. Теория упругости. М.: Наука, 1979. 560 с.
- [10] Namihira Y., Kudo M., Mushiaka Y. // Trans. Inst. Electron. Commun. Ebg. Japan. 1977. Vol. 60-C. P. 107–115.
- [11] Boyain A.R., Martinez-Leon L., Cruz J.L. et al. // Appl. Opt. 1999. Vol. 38, N 30. P. 6278–6283.
- [12] Rashleigh S.C. Polarimetric sensors: Exploiting the axial stress in high birefringence fibers. OFS-1. London, 1983. P. 210–212.
- [13] De Paula R.P., Moore E.L. // Proc. SPIE. 1984. Vol. 478. P. 3.
- [14] Liu X., Patterson D.B. // Proc. SPIE. 1994. Vol. 2360.
- [15] Jeong H.J., Kim J.H., Lee H.-W., Kim B.Y. // Opt. Lett. 1994. Vol. 19, N 18. P. 1421–1423.
- [16] Коваленко В.Г., Алексеев Э.И., Кухта А.В. // ПТЭ. 1990. № 4. С. 193–196.
- [17] Martini G. // Opt. and Quant. Electr. 1987. Vol. 19. P. 179–190.