

07; 12

© 1990

ФАЗОВАЯ МОДУЛЯЦИЯ И СВЯЗЬ МОД В ДВУХМОДОВЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

О.И. К о т о в, О.Л. М а р у с о в, В.М. Н и к о л а е в

Развитие когерентных волоконно-оптических систем (линий связи, датчиков и измерительных устройств) делает актуальным исследование вопроса влияния внешних воздействий на фазовые характеристики распространяющегося излучения. Часто воздействия приводят к изгибам волокна. Возникающие на изгибах излучательные потери достаточно хорошо изучены [1, 2]. В то же время влияние изгибов на фазу световой волны, на наш взгляд, исследованы недостаточно [3].

В экспериментах регистрация фазовых изменений проводилась по интерференции мод на выходе волокна при его возбуждении когерентным источником ($\lambda = 0.63$ мкм) [4]. Бескаркасные волоконные катушки „сплющивались” в специальном микрометрическом устройстве. Катушки принимали форму, при которой прямые участки волокна чередовались с изогнутыми (рис. 1). Считали, что изогнутые участки представляют собой полуокружности. На изгибах световода возникает взаимодействие мод, анализ которого проводился на основе известной задачи связи двух мод при постоянном коэффициенте связи [5]. Для нахождения поля на выходе волновода использовали матричный метод [5], в котором полную матрицу передачи катушки можно получить перемножением матриц, соответствующих отдельным участкам с постоянными коэффициентами связи. В нашем случае, очевидно, коэффициент связи принимает два значения: $k = 0$ для прямых участков и $k = k(r)$ для участков с радиусом изгиба r . В расчетах учитывали, что при „сплющивании” катушки происходит изменение радиуса изгиба r , которое сопровождается изменением длины участка взаимодействия мод ($2\pi r$) и длины прямых участков ($L - 2\pi r$) при постоянной длине всего отрезка $L = 2\pi r_0$ (r_0 — исходный радиус „несплющенной” катушки).

В результате совместного действия эффекта связи мод, приводящего к перекачке энергии между ними, и изменения длины участка связи, появляется возможность определения разности постоянных распространения двух направляемых мод $\Delta = \beta_1 - \beta_2$. Интенсивность первой моды на выходе световода для одновитковой катушки определяется выражением

$$I \sim |A|^2 = C + \frac{k}{\beta} A_0 B_0 \left[2 \sin\left(\frac{\Delta}{2} \pi r_0\right) \sin\left(\frac{\Delta}{2} \pi r\right) - \cos \Delta \pi (r_0 - r) \right], \quad (1)$$

где A_0, B_0 - амплитуды мод на входе световода, $\beta = \frac{1}{2} \sqrt{\Delta^2 + 4k^2}$. Первое слагаемое в C слабо зависит от r и при $k=0$ равно A_0^2 . Остальные слагаемые малы по сравнению с C (порядка $\frac{k}{\beta}$), но быстро осциллируют при изменении r . Имеются две частоты колебаний модовой интенсивности, что связано с наличием двух изогнутых участков. Измеряя период осциллирующей δr интенсивности одной из мод, можно определить $\Delta = \frac{2}{\delta r}$. В экспериментах строилось увеличенное изображение выходного торца волокна и регистрировалось изменение светового потока в области, где амплитуда поля одной из мод близка к нулю. В двухмодовом режиме это соответствует области диаметральной прямой, на которой поле $L_{P_{11}}$ моды обращается в ноль. Эти измерения (рис. 1) позволили определить величину $\Delta = 32.4 \cdot 10^3 \text{ м}^{-1}$ для исследуемого типа световода.

Вторым следствием связи двух мод на изгибе волокна после эффекта перекачки энергии мод является изменение фазовых соотношений между ними [3]. Анализ показывает, что моды при прохождении изогнутого участка получают равные по величине, но противоположные по знаку фазовые добавки, пропорциональные $\frac{k^2}{\Delta}$. Следовательно, изгиб волокна приводит к дифференциальной фазовой модуляции [4], глубина которой определяется изменением радиуса изгиба.

Зная Δ , можно найти экспериментально коэффициенты связи двух мод на изгибах световода. Значение $k(r)$ зависит от формы профиля показателя преломления сердцевинки световода, но в общем случае коэффициент связи мод обратно пропорционален радиусу изгиба волокна: $k(r) = \frac{k_0}{r}$ (k_0 - постоянная, независящая от r и определяемая параметрами световода [2]). Реальные волокна имеют профили показателя преломления, отличные от ступенчатого и параболического, при которых можно получить аналитическое выражение для $k(r)$. Поэтому экспериментальное нахождение коэффициента $k(r)$, а точнее k_0 при известном r , представляется весьма полезным. Для этого можно измерить интенсивность интерференционной картины выходного излучения световода при различных r в области, где электрические составляющие полей обеих мод примерно равны. Если считать диафрагму перед приемным устройством „точечной“, то выражение для интенсивности регистрируемого света имеет вид

$$I \sim A_0^2 \cdot \left[1 + \cos \left(2\pi r_0 N + \frac{4\pi N k_0^2}{r \cdot \Delta} \right) \right], \quad (2)$$

где N - число витков в волоконной катушке.

Как и в предыдущем случае, изменение радиуса изгиба вызывает периодические локальные изменения интенсивности интерференционной картины (рис. 2, а). Однако эти изменения более медленные,

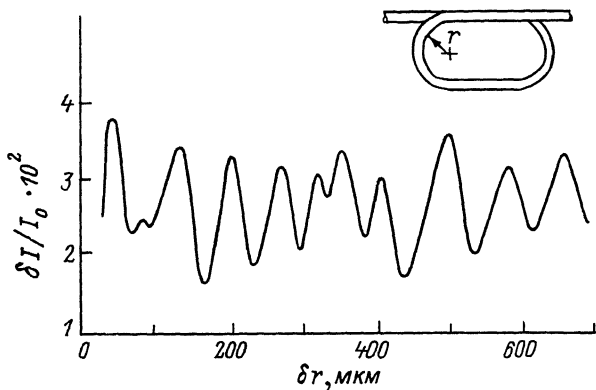


Рис. 1. Зависимость относительной величины „быстрых“ пульсаций интенсивности света от радиуса изгиба световода в одновитковой волоконной катушке (I_0 - средняя интенсивность, $r_0 = 14$ мм).

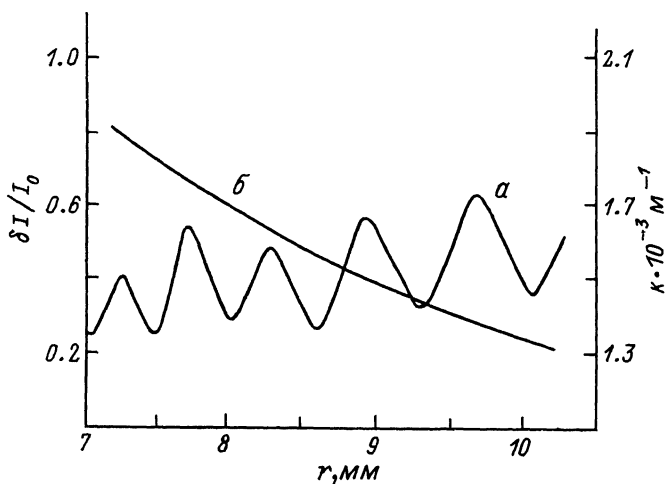


Рис. 2. Зависимость относительной величины „медленных“ пульсаций (а) и коэффициента связи мод (б) от радиуса изгиба световода r ($r_0 = 14$ мм, $N = 10$).

а глубина модуляции интенсивности может достигать 100%. Переход от одного максимума к соседнему соответствует изменению разности фаз на $2\mathcal{N}$. Период повторения максимумов интенсивности света определяется величиной $\delta r = r' - r'' = \frac{\Delta}{2Nk_0^2}$. Измерив δr по известным N и Δ , находим

$$k(r) = \frac{k_0}{r} = \sqrt{\frac{\Delta}{2 \cdot N \cdot \delta r}}. \quad (3)$$

В данном случае коэффициент связи введен для среднего радиуса изгиба световода $r = \sqrt{r' \cdot r''}$ (рис. 2, б). Отметим, что величины найденных нами коэффициентов связи мод хорошо согласуются с $k(r)$, рассчитанными по формулам работы [2] для двухмодового ступенчатого волокна.

Экспериментально исследовался режим гармонической фазовой модуляции, вызываемый изменениями радиуса изгиба световода. Если считать, что при этом коэффициент связи меняется по закону $k = k_1 + \delta k \sin(\Omega t)$ ($\delta k \ll k_1$), то выражение для составляющей интенсивности света, промодулированной с частотой Ω записывается в виде

$$I_{\Omega} \sim A_0 \cdot B_0 \cdot \sin \left[L \left(\Delta - \frac{2k_1^2}{\Delta} \right) \right] J_1 \left(4k_1 L \frac{\delta k}{\Delta} \right), \quad (4)$$

где L — длина световода, J_1 — функция Бесселя.

Фазовая модуляция осуществлялась с помощью пьезокерамического или электромеханического преобразователя на частотах до 1 кГц, при этом достигались индексы модуляции до $m=10$. Следует отметить, что для достижения такого же индекса модуляции при растяжении волоконного световода необходима бóльшая на порядок механическая энергия.

Фазовые эффекты, обсуждаемые выше, являются более существенными, чем поляризационные и амплитудные. Так, интенсивность света на выходе световода монотонно изменяется не более чем на 5% во всем диапазоне изменений r . Влияние наведенного при изгибе двулучепреломления проявилось в изменениях глубины модуляции сигнала фазовой модуляции. Измерения сигналов поляризационной модуляции полного светового потока после прохождения световода показали, что период изменения состояния поляризации по r в 5–7 раз превышает период сигналов фазовой модуляции.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Маркузе Д. Оптические волноводы. М.: Мир, 1974. 576 с.
- [2] Унгер Х.Г. Планарные и волоконные оптические волноводы. М.: Мир, 1980. 656 с.
- [3] Таулоу А.Ф. // J. of Light. Techn. 1984. V. 2. N 5. P. 617–628.

Ленинградский политехнический
институт им. М.И. Калинина

Поступило в Редакцию
8 января 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 7

12 апреля 1990 г.

01; 11

© 1990

РОЛЬ ЗАПАЗДЫВАНИЯ ЭКРАНИРОВКИ ЭЛЕКТРОНА,
ДВИЖУЩЕГОСЯ НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ПРОВОДНИКА,
В ПЕРИОДИЧЕСКИХ ОТКЛОНЕНИЯХ ОТ ЛИНИИ ШОТТКИ

Е.Ж. З и м а н о в

Как известно, график зависимости $\ln J = f(\sqrt{E})$, где J - плотность термоэмиссионного тока и E - напряженность внешнего тянущего поля, представляет собой прямую линию, так называемую линию Шоттки. При этом в экспериментах с использованием полей $E \gg 10^6$ В/м наблюдаются отклонения от этой линии [1-4], приближенно описываемые соотношением [5]:

$$\lg \frac{J}{J_{RS}} = C |\mu_p| \frac{E^{\frac{7}{8}}}{kT} \sin \left(\frac{4}{3} E^{-\frac{1}{4}} + \arg \mu_p + \varphi \right), \quad (1)$$

где J_{RS} - плотность тока по Ричардсону-Шоттки, μ_p - комплексный коэффициент отражения на барьере в окрестности поверхности, а C и φ - величины, слабо изменяющиеся с изменением поля E . Это явление объясняется [6] резонансным отражением на двух участках барьера: поверхность проводника ($x=0$) и максимум барьера ($x=x_m$), формируемого полем сил изображения и внешним полем. С качественной точки зрения такое объяснение не вызывает сомнений, но положение экстремумов теоретической кривой, полученной на основе модельных расчетов [7-8], оказывается смещенным по сравнению с экспериментальными кривыми примерно на четверть периода в сторону меньших полей. Обычно предполагалась возможность корректировки с помощью модификации барьера в окрестности поверхности проводника. Но одна конкретная попытка такой модификации барьера [9] была отвергнута машинными расчетами [10]. В связи с этим в настоящей работе предлагается совершенно иной подход, связанный с изменением барьера за пределами проводника.