

- [2] Бишофф Л. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 2. С. 2118-2121.
- [3] Афанасьева Н.П., Строкан Н.Б., Вербичка Е.М., Шокина Е.В., Еремин В.К. Препринт ЛИЯФ АН СССР, № 1187. Л.: 1986. 29 с.
- [4] Заблоцкий В.В., Иванов Н.А., Космач В.Я., Леонов Н.Н., Остроумов В.И. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 4. С. 625-628.
- [5] Von Ammon W., Herzer H. // Nucl. Instrum. and Meth. Phys. Res. 1984. V. A226. N1. P.94-10
- [6] Ковалев В.П. Вторичные излучения ускорителей электронов. М.: Атомиздат, 1979. 198 с.
- [7] Заблоцкий В.В., Иванов Н.А., Лашаев С.И., Соловьев С.М. Тезисы докладов XXXУШ Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Баку: 1988 С. 548.

Поступило в Редакцию
18 декабря 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 6
06.3; 07; 12

26 марта 1989 г.

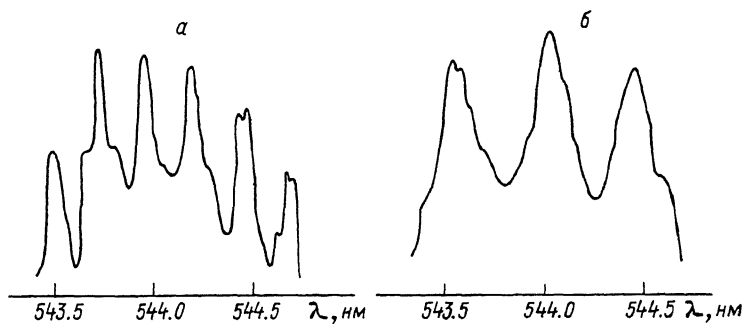
ИЗМЕРЕНИЕ ПИКОСЕКУНДНЫХ ВРЕМЕННЫХ ЗАДЕРЖЕК В МАЛОМОДОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ

О.С. Вавилова, В.И. Малюгин

Широко используемые в настоящее время методы определения дисперсионных характеристик оптических волокон (ОВ) сталкиваются с трудностями измерения очень малых временных задержек [1]. В этой связи представляют интерес чисто оптические методы, которые позволяют получить высокое временное разрешение порядка 0.03 пс на коротких образцах ОВ, но предполагают использование сложной оптической интерферометрической схемы с последующим восстановлением импульсного отклика голографическим способом [2].

Предлагаемый в нашей работе метод измерения отличается тем, что исследуемое ОВ рассматривается как одноплечевой интерферометр, в котором функцию опорного пучка выполняет одна из модовых групп, распространяющихся в ОВ [3]. В основе метода лежит явление интерференции в спектральной области, когда разность хода между световыми пучками Δt превышает длину когерентности источника излучения τ_k . В этом случае интерференционная картина отсутствует, но спектральная плотность суммарного сигнала $q(\omega)$ может быть записана в виде

$$q(\omega) = q_{11}(\omega) [1 + K \cdot \cos \Delta t]$$



Спектрограммы излучения на выходе двухмодового ОВ длиной $l = 2.45$ м (а) и $l = 1.25$ м (б).

и испытывает биения с глубиной модуляции $K = (\sqrt{\langle J_1 \rangle \langle J_2 \rangle} / \langle J_1 \rangle + \langle J_2 \rangle) \times \gamma_{12}(0)$, где $\langle J_1 \rangle$ и $\langle J_2 \rangle$ – усредненные по времени интенсивности сигналов со спектральными плотностями $g_{11}(\omega) = g_{22}(\omega)$; $\gamma_{12}(0)$ – функция корреляции полного сигнала [4]. Период спектральной модуляции $\Delta \lambda_M$, равный расстоянию между соседними максимумами на спектрограмме, определяется изменением разности фаз сигнала на 2π и равен

$$\Delta \lambda_M = \lambda^2 / \Delta = \lambda^2 \cdot n / c \cdot \Delta t,$$

где Δ – оптическая разность хода сигналов, распространяющихся в среде с показателем преломления n , c – скорость света в вакууме.

Применение указанного принципа к ОВ означает, что условие $\Delta t > \tau_k$ может быть выполнено для очень малых временных задержек между модовыми группами на коротких образцах ОВ, если использовать источник с достаточно широким спектром излучения. Для ОВ длиной l набег фаз для модовых групп, имеющих разницу постоянных распространения $\Delta \beta$, составит $\Delta \beta \cdot l = 2\pi \cdot \Delta / \lambda$ и

$$\Delta \lambda_M = 2\pi \cdot \lambda / \Delta \beta \cdot l.$$

Для экспериментального наблюдения спектральной модуляции необходимо, чтобы ширина полосы излучения источника $\Delta \lambda$, по крайней мере, превышала $\Delta \lambda_M$. Предельное значение $\Delta \lambda_M$, которое можно измерить, определяется разрешающей способностью спектрального прибора и может составлять сотые доли нанометра. В свою очередь, как видно из формулы, величина $\Delta \lambda_M$ зависит от длины выбранного образца ОВ.

В экспериментах применялись различные источники излучения: ВКР – преобразователь света на ОВ [5], полупроводниковые лазеры, светодиоды и тепловые источники, отличающиеся степенью когерентности излучения и позволившие провести исследования в широком спектральном диапазоне длин волн $\lambda = 0.5$ –1 мкм. Спектр

сигнала с выхода ОВ регистрировался на выходе монохроматора МДР-23. На рисунке приведены образцы спектрограмм для ОВ в двухмодовом режиме в диапазоне $\lambda = 544$ нм на образцах длиной $l = 2.45$ м (а) и $l = 1.25$ м (б). Период спектральной модуляции в этих случаях составил 0.24 и 0.47 нм соответственно, временные задержки в приходе двух модовых групп – 3.1 и 6.0 пс, разница постоянных распространения $\Delta\beta = 58$ см⁻¹.

Следует отметить, что измерение разницы постоянных распространения модовых групп в ОВ и временных задержек позволяет получить информацию о межмодовой и поляризационной дисперсии ОВ, модовом составе излучения и связи мод. К достоинствам предлагаемого метода следует отнести простоту практической реализации и высокую точность измерений временных задержек порядка 0.1 пс.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Б а б к и н а Т.В., Г р и г о р ь я н ц В.В., С м и р н о в В.Б. // КЭ. 1984. Т. 11. С. 1899.
- [2] P i a s e s k i J., S o l o m b e a u В., V a m p r o u i l l e M., F r o e h l y С., A r n а u d J.A. // Appl. Opt. 1980. V. 19. P. 3749.
- [3] Авторское свидетельство № 1387694.
- [4] С к р о ц к и й Г.В. Материалы У1 Всесоюз. школы по голографии. Л., 1974.
- [5] Б у т у с о в М.М., В а в и л о в а О.С., М а л ю г и н В.И. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1984. Т. 27. С. 89.

Ленинградский
политехнический институт
им. М.И. Калинина

Поступило в Редакцию
1 января 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 6
05.2; 12

26 марта 1989 г.

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ ЭНЕРГИИ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ

И.И. К р ю к о в, Н.А. М а н а к о в,
В.Б. С а д к о в, К.С. С а х а е в

Эффективность материалов для постоянных магнитов определяется максимальным значением энергетического произведения $(BH)_{\text{макс}}$. Теоретический предел этой величины, равный $(2\pi M)^2$, достигается, если остаточная намагниченность в полях $|H| \leq 2\pi M$ равна намагниченности насыщения (M) . В известных сплавах для постоянных