

Roman ROGOZIŃSKI

UL.KRZYWOUSTEGO 2, 44-100 GLIWICE (POLITECHNIKA ŚLĄSKA, INSTYTUT FIZYKI)

Metoda pomiaru modowej dyspersji chromatycznej w światłowodach planarnych

Dr inż. Roman ROGOZIŃSKI

Autor jest pracownikiem Instytutu Fizyki od 1980 r. Doktor nauk fizycznych od 1996 r. W swojej pracy naukowej zajmuje się zastosowaniami metody wymiany jonowej w szklach do wytwarzania gradientowych struktur światłowodowych. Prowadzi prace badawcze w zakresie: technologii wytwarzania struktur światłowodowych, pomiarów ich właściwości optycznych, opisu teoretycznego i modelowania numerycznego.

e-mail: roman.rogozinski@polsl.pl



Streszczenie

W pracy zaproponowana została metoda pomiarów właściwości dyspersyjnych efektywnych współczynników załamania modów światłowodów planarnych w zakresie widzialnym widma. Wykorzystuje ona monochromator, sprzęgacz pryzmatyczny i kamerę CCD. W pomiarach rejestruje się obrazy widm modowych dla różnych długości fal zadawanych za pomocą monochromatora. Znajomość dyspersji chromatycznej sprzęgacza pryzmatycznego pozwala na wyznaczanie zależności dyspersyjnych efektywnych współczynników załamania modów falowodowych.

Słowa kluczowe: światłowody planarne, efektywne współczynniki załamania modów

The method of the modal chromatic dispersion measurement in planar waveguides

Abstract

The method of the measurement modal chromatic dispersion in planar waveguides in the visible range of the spectrum has been proposed in the work. This method make use of monochromator, prism coupler and CCD camera. In the measurements, the visible image of modal spectrum has been logged for the various lengths of waves from monochromator. The knowledge of the prism coupler chromatic dispersion makes possible to calculate modal dispersion properties of waveguides.

Keywords: planar waveguides, effective refractive indexes of modes

1. Wstęp

Planarne struktury światłowodowe stanowią podstawowy element optyki zintegrowanej. Stosowane są również w budowie sensorów optycznych [1-9]. Znajomość właściwości modowych takich struktur jest niezbędna przy projektowaniu wszelkich elementów optycznych, wykorzystujących tego typu światłowody [5,7]. Pojęcie właściwości modowych można rozważać w różnych aspektach. Może to być wpływ technologii wytwarzania, właściwości materiałowych na efektywne współczynniki załamania jego modów własnych. Z kolei w zastosowaniach sensorowych będzie to wpływ otoczenia światłowodu na zmiany efektywnych współczynników załamania jego modów [1,2]. W każdym przypadku analizy właściwości modowych światłowodu, uwzględnia się długość fali promieniowania propagującego się w danej strukturze [5]. Z tego punktu widzenia istotna jest informacja o cechach dyspersyjnych takiej struktury. W przypadku światłowodów wytwarzanych metodą wymiany jonowej w szklach, struktura światłowodowa powstaje w efekcie domieszkania obszaru przypowierzchniowego szkła jonami domieszki [8]. W takich światłowo-

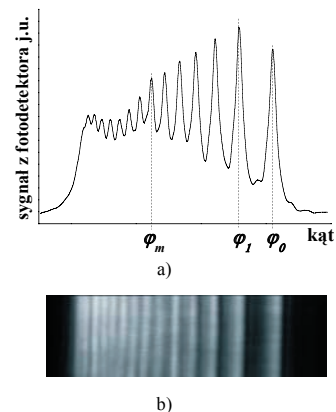
dach właściwości dyspersyjne szkła podłożowego i obszaru szkła, do którego wprowadzona została domieszka, mogą różnić się między sobą.

Bardzo dokładną, a jednocześnie łatwą w realizacji metodą, służącą do badania właściwości modowych światłowodów planarnych są pomiary kątów synchronicznych z selektywnym pobudzeniem modów. Stosuje się do tego laserowe źródło promieniowania, oraz wykalibrowany (kąt łamiący, współczynnik załamania) sprzęgacz pryzmatyczny [10-13]. Niepewności pomiarowe efektywnych współczynników załamania wyznaczanych tą metodą są rzędu 10^{-4} [11,12].

W niniejszej pracy zaproponowana została prosta metoda pomiarów właściwości dyspersyjnych efektywnych współczynników załamania modów w zakresie widzialnym widma. W metodzie tej wykorzystuje się monochromator, sprzęgacz pryzmatyczny i kamerę CCD.

2. Pomiary widm modowych

W pomiarach efektywnych współczynników załamania modów falowodowych z selektywnym pobudzeniem modów [14], badany światłowod pobudzany jest za pomocą sprzęgacza pryzmatycznego, oświetlanego za pomocą wiązki laserowej o małej aperturze kątowej. Wiązka ta, padając na pryzmat pod zmieniającym (w sposób ciągły) kątem, pobudza w światłowodzie kolejne mody przy spełnieniu warunków tzw. kątów synchronicznych [12,13]. Mówimy wtedy o selektywnym pobudzeniu modów. Przykład tak zarejestrowanego widma modowego, będącego zależnością napięcia z detektora od kąta φ padania wiązki na pryzmat, przedstawia rys.1a.



Rys.1. Widmo modowe uzyskane przy pobudzeniu selektywnym a) i jego obraz przy pobudzeniu globalnym

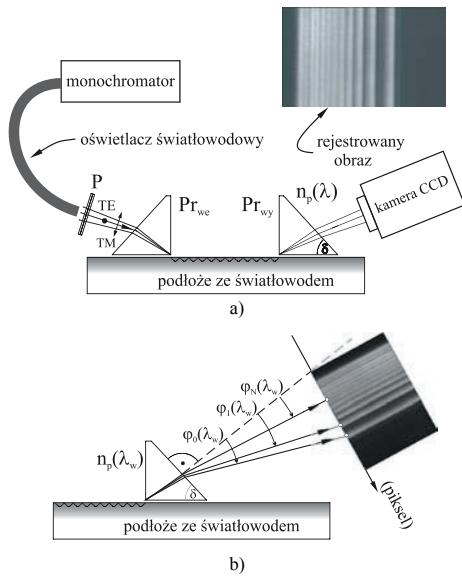
Fig.1. Modal spectrum obtained with selective excitation a) and its visible image with global excitation

Związek pomiędzy wartością efektywnego współczynnika załamania N_m modu m -tego rzędu kątem synchronicznym φ_m , kątem łamiącym pryzmatu δ i jego współczynnikiem załamania n_p dany jest równaniem [10]:

$$N_m(\delta, n_p, \varphi_m, \lambda) = \sin \delta \cdot \sqrt{n_p^2(\lambda) - \sin^2 \varphi_m} + \cos \delta \cdot \sin \varphi_m \quad (1)$$

Alternatywą dla pomiarów z selektywnym pobudzeniem modów jest realizacja pomiarów z tzw. pobudzeniem globalnym. Tak pobudzone widmo modowe uzyskuje się w układzie z rys.2 [6],

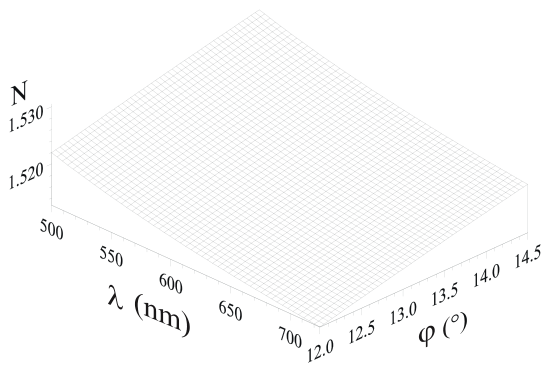
gdy na pryzmat wejściowy Pr_{we} pada monochromatyczna wiązka światła o odpowiednio dużej aperturze kątowej.



Rys.2. Rejestracja obrazu widma modowego za pomocą kamery CCD: a) geometria układu pomiarowego b) zależności kątowe w obrazie widma modowego
 Fig.2. The visible image registration of modal spectrum with the use of a CCD camera. a) the measurement system geometry b) angular relationships in the visible modal spectrum image

Gdy wielkość tej apertury pokrywa zakres kątowy wszystkich kątów synchronicznych modów światłowodu to uzyskuje się za pryzmatem wyjściowym Pr_{wy} obraz pobudzonego całego widma modowego. Przykład widma modowego uzyskanego przy takim pobudzeniu został przedstawiony na rys.1b. Źródłem promieniowania jest w tym przypadku monochromator. Pobudzenie wszystkich modów własnych światłowodu zapewnia oświetlacz światłowodowy o dużej aperturze numerycznej sprzężony z monochromatorem. Na końcu oświetlacza znajduje się polaryzator P .

Pobudzone widno modowe jest rejestrowane przy pomocy kamery CCD (w pomiarach stosowano model PANASONIC WV-BL730, matryca: 771×582 piksele, zakres widmowy: $350 \div 1000$ nm). Zależności kątowe w obrazie widna modowego przedstawiono na rys.2b. Wartości kątów φ_i , odpowiadające efektywnym współczynnikom załamania pobudzonych modów N_m , zmieniają się na wyjściu z pryzmatu na skutek zarówno dyspersji jego współczynnika załamania $n_p(\lambda)$, jak też zależności $N_m(\lambda)$. Znając dyspersję pryzmatu $n_p(\lambda)$ można na podstawie zmian położenia widma przy zmianie długości fali λ wnioskować o zależności dyspersyjnej $N_m(\lambda)$.



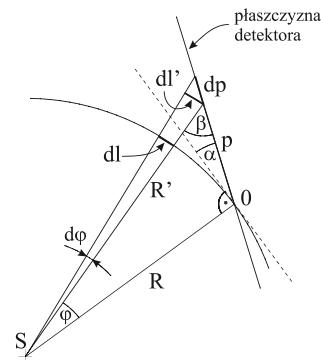
Rys.3. Zależność efektywnego współczynnika załamania od kąta synchronicznego dla pryzmatu PSK-3 z uwzględnieniem dyspersji jego współczynnika załamania
 Fig.3. The dependence of effective index versus synchronic angle for PSK-3 prism with regard dispersal refraction

Na rys.3 przedstawiona została zależność efektywnych współczynników załamania modów światłowodowych wynikająca zarówno ze zmian kąta na wyjściu pryzmatu jak też jego dyspersji

chromatycznej. Przedstawione wyniki dotyczą stosowanego w pomiarach pryzmatu wykonanego ze szkła PSK-3 (Schott) o kącie łamiącym $\delta = (70.096 \pm 0.003)^\circ$.

3. Opis metody pomiarowej

Idea zaproponowanej tu metody sprowadza się do rejestracji pobudzonych globalnie widm modowych badanego światłowodu dla różnych długości fal, oraz rejestracji tzw. widma wzorcowego. Podczas pomiarów kamera zajmuje ustalone położenie. Kalibrację układu przeprowadza się rejestrując kamerą wzorcowe widno modowe dla określonej długości fali. Znając zbiór wartości kątów synchronicznych w widmie wzorcowym (wyznaczony uprzednio metodą goniometryczną dla znanej długości fali, oraz kąt łamiący pryzmatu δ można sporządzić wykres kalibracyjny zależności kąta φ w rejestrowanym widmie modowym od położenia piksela p matrycy CCD dla ustalonej pozycji kamery.

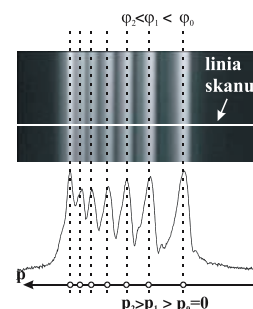


Rys.4. Geometria rejestracji obrazu widna modowego
 Fig.4. The visible modal spectrum image geometry registration

Geometrię ustawienia matrycy CCD przedstawia rys.4. Przyjęto na nim dowolną wartość kąta α pomiędzy płaszczyzną detektora (matryca CCD) a płaszczyzną normalną do kierunku, w którym przyjmuje się wartość wzorcową kąta, w zarejestrowanym widmie. R jest tu odległością pomiędzy punktem S traktowanym jako źródło widna modowego (w rzeczywistości punkt ten znajduje się wewnątrz pryzmatu wyprowadzającego falę ze światłowodu) a płaszczyzną detektora, w miejscu, w którym przyjmuje się znane położenie kątowe w widmie wzorcowym (punkt θ na rys.4). Przy pozycjonowaniu ustawienia kamery zarówno odległość R , jak i kąt α , nie są w żaden sposób określane. Ważne jest natomiast zapewnienie stałości tych wielkości na cały czas trwania pomiarów. Na podstawie oznaczeń z rys.4 wyprowadza się związek pomiędzy kątem φ i położeniem piksela p :

$$\varphi(p) = \arctg\left(\frac{p \cdot \cos \alpha}{R + p \cdot \sin \alpha}\right) \quad (2)$$

Na rys.5 pokazano zasadę kalibracji położenia pikseli p w matrycy CCD na podstawie znajomości kątów synchronicznych φ_m we wzorcowym widmie modowym.



Rys.5. Zależność pomiędzy kątami w widmie modowym i położeniem pikseli w skanie obrazu widna
 Fig.5. The relationship between angles in modal spectrum and the pixel position in visible spectrum image scan

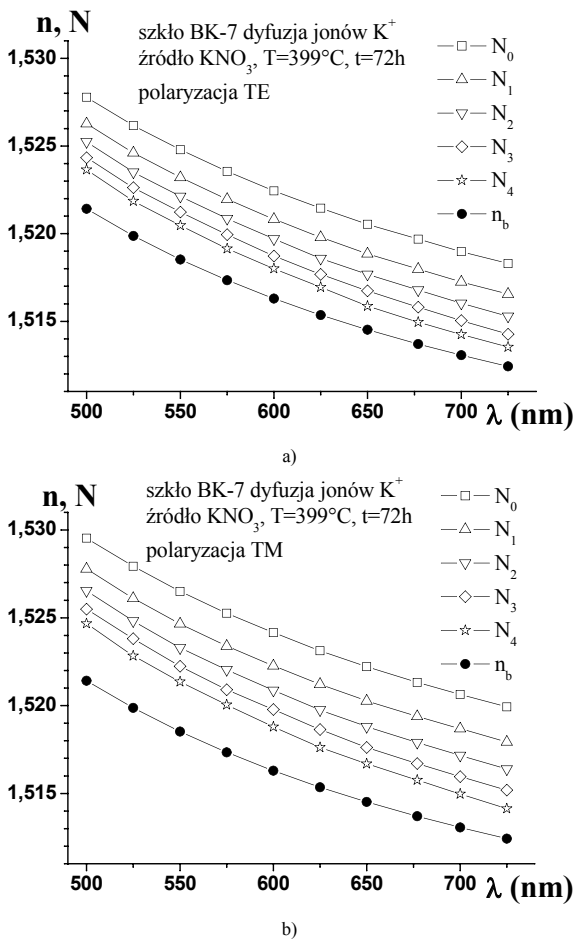
Kątowi φ_0 odpowiada mod zerowego rzędu. Położenia pikseli odpowiadających poszczególnym liniom widma modowego są określane dla maksimum rozkładu natężenia wzdłuż linii skanu obrazu widma. Ponieważ w widmie wzorcowym kąt φ_0 jest przypisywany pewnemu pikselowi, którego położenie jest przyjmowane za zerowe, dlatego zależność (2) przyjmuje w tym wypadku postać:

$$\varphi(p) = \varphi_0 - \arctg\left(\frac{p \cdot \cos \alpha}{R + p \cdot \sin \alpha}\right) \quad (3)$$

W równaniu (3) opisującym krzywą kalibracji układu pomiarowego, parametrami jej dopasowania do widma wzorcowego są: R i α . Znając wartości tych parametrów, można na podstawie (3) obliczać kąty synchroniczne wynikające z widm modowych dla innych długości fal. Pozwala to na podstawie (1) wyznaczać efektywne współczynniki załamania modów odpowiadające tym długościom fal.

4. Wyniki pomiarów

Zaproponowana metoda została wykorzystana do pomiaru właściwości spektralnych widm modowych światłowodów gradientowych wytworzonych metodą wymiany jonowej w szklach. Na rys.6. przedstawione zostały wyniki obliczeń efektywnych współczynników załamania modów rzędów 0...4, uzyskane opisaną metodą dla światłowodu wytworzonego w szkle BK-7 przez dyfuzję jonów potasu K^+ .



Rys.6. Zależność efektywnych współczynników załamania modów światłowodu i współczynnika załamania szkła podłożowego BK-7 od długości fali. a) polaryzacja TE b) polaryzacja TM
Fig.6. The dependence of modal effective indexes and refractive coefficient of the glass substrate BK-7 versus wavelength. a) polarization TE b) polarization TM

Proces dyfuzji trwał $t=72h$. Źródłem jonów domieszki był stopiony azotan potasowy KNO_3 w temperaturze $T=399^\circ C$. Ponieważ w takich światłowodach występuje dwójłomność naprężeniowa [15], dlatego na wykresach oddzielnie pokazane są rezultaty pomiarów dla polaryzacji TE i TM. Dodatkowo, na obu wykresach naniesione zostały wartości katalogowe współczynnika załamania szkła podłożowego n_b , dla odpowiednich długości fal.

5. Niepewność pomiarowa metody

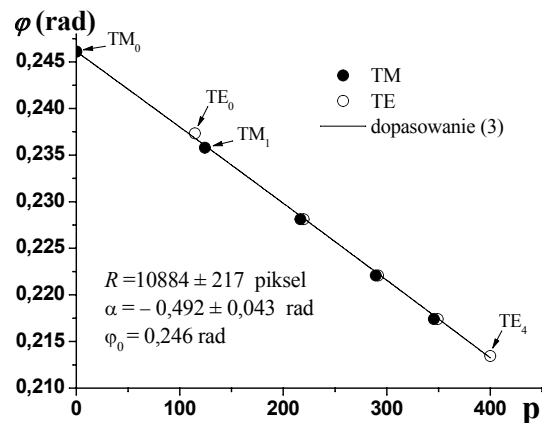
Niepewność pomiarowa efektywnych współczynników załamania ΔN_m wyznaczanych opisaną wyżej metodą na podstawie (1) wynosi:

$$\Delta N_m = \sqrt{\left|\frac{\partial N_m}{\partial \delta}\right|^2 \Delta \delta^2 + \left|\frac{\partial N_m}{\partial n_p}\right|^2 \Delta n_p^2 + \left|\frac{\partial N_m}{\partial \varphi_m}\right|^2 \Delta \varphi_m^2 + \left|\frac{\partial N_m}{\partial \lambda}\right|^2 \Delta \lambda^2} \quad (4)$$

Niepewność określenia kąta synchronicznego $\Delta \varphi_m$ oblicza się na podstawie (3). Wyraża się ona równaniem:

$$\Delta \varphi_m = \Delta \varphi_0 + \frac{R \cos \alpha \cdot \Delta p + p \cos \alpha \cdot \Delta R + p(R \sin \alpha + p) \cdot \Delta \alpha}{p^2 + 2R \cdot p \cdot \sin \alpha + R^2} \quad (5)$$

Do jej obliczenia potrzebna jest znajomość parametrów R i α dopasowania (3) do punktów (φ_m, p_m) , gdzie φ_m jest kątem synchronicznym m -tego modu, a p_m oznacza położenie pikselu w obrazie widma modowego dla maksimum natężenia światła związanego z tym modem. Wykres kalibracyjny równania (3), na podstawie którego wykonane zostały obliczenia $N_m(\lambda)$, został pokazany na rys.7. Do jego utworzenia wykorzystano zarówno mody o polaryzacji TE jak i TM.



Rys.7. Wykres kalibracyjny $\varphi(p)$ według (3)
Fig.7. Calibration diagram $\varphi(p)$ according to (3)

Na podstawie wyznaczonych parametrów R i α oszacowano niepewność $\Delta \varphi_m$ w zakresie: $0 \leq p \leq 400$. Jeżeli przyjmie się niepewność statystyczną określenia położenia maksimum w obrazie widma modowego $\Delta p = 5$ pikseli, oraz niepewność wyznaczania kąta synchronicznego w pomiarach goniometrycznych, wynoszącą $\Delta \varphi_0 = 0,00035$ rad, wówczas na podstawie (5) niepewność wyznaczenia kąta synchronicznego $\Delta \varphi = 0,00074$ rad.

Odpowiednie wyrażenia na pochodne cząstkowe w równaniu (4) mają postać:

$$\frac{\partial N_m}{\partial \delta} = \cos \delta \cdot \sqrt{n_p^2(\lambda) - \sin^2 \varphi_m} - \sin \varphi_m \cdot \sin \delta \quad (6)$$

$$\left. \frac{\partial N_m}{\partial n_p} \right|_{\lambda=\text{const}} = \frac{n_p(\lambda) \cdot \sin \delta}{\sqrt{n_p^2(\lambda) - \sin^2 \varphi_m}} \quad (7)$$

$$\frac{\partial N_m}{\partial \varphi_m} = \cos \delta \cdot \cos \varphi_m - \frac{\sin \delta \cdot \sin \varphi_m \cdot \cos \varphi_m}{\sqrt{n_p^2(\lambda) - \sin^2 \varphi_m}} \quad (8)$$

$$\frac{\partial N_m}{\partial \lambda} = \frac{\sin \delta \cdot n_p(\lambda)}{\sqrt{n_p^2(\lambda) - \sin^2 \varphi_m}} \cdot \frac{dn_p}{d\lambda} \quad (9)$$

W równaniach (6)...(9), zależność dyspersyjna $n_p(\lambda)$ dla szkła pryzmatu używanego w pomiarach dana jest wzorem Sellmeiera (Schott) [16]:

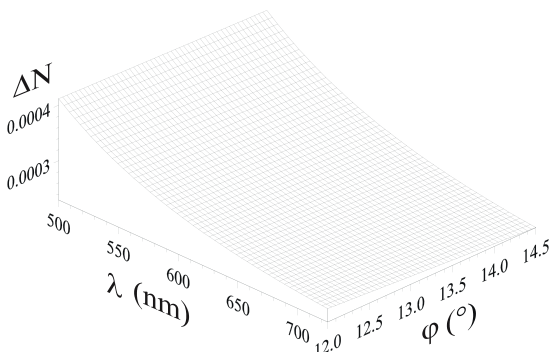
$$n_p(\lambda) = \sqrt{1 + \sum_{i=1}^3 \frac{B_i \lambda^2}{\lambda^2 - C_i}} \quad (10)$$

Uwzględnienie powyższego związku, pozwala na napisanie (9) w postaci:

$$\frac{dN_m}{d\lambda} = -\lambda \cdot \sin \delta \frac{\sum_{i=1}^3 \frac{B_i C_i}{(\lambda^2 - C_i)^2}}{\sqrt{1 + \sum_{i=1}^3 \frac{B_i \lambda^2}{\lambda^2 - C_i} - \sin^2 \varphi_m}} \quad (11)$$

W powyższym równaniu B_i i C_i oznaczają współczynniki katalogowe szkła.

Niepewności pomiarowe wyznaczonych efektywnych współczynników załamania dla stosowanego pryzmatu pomiarowego można przedstawić w dziedzinie mierzonych kątów i długości fal. Na rys.8 przedstawiono wykres zależności $\Delta N(\varphi, \lambda)$ sporządzony dla pryzmatu pomiarowego ze szkła PSK-3. Wykres ten został sporządzony na podstawie równania (4). Do obliczeń przyjęto następujące dane dotyczące pryzmatu: wartość kąta łamiącego $\delta = (70,096 \pm 0,003)^\circ$, współczynniki do wzoru Sellmeiera [16]: $B_1 = 8,8727 \cdot 10^{-1}$, $B_2 = 4,8959 \cdot 10^{-1}$, $B_3 = 1,0486 \cdot 10^0$, $C_1 = 4,6982 \cdot 10^{-3}$, $C_2 = 1,6182 \cdot 10^{-2}$, $C_3 = 1,0437 \cdot 10^2$, niepewność współczynnika załamania szkła pryzmatu $\Delta n_p = 10^{-5}$ [17]. W obliczeniach uwzględniono zakres mierzonych kątów synchronicznych z przedziału: $12^\circ \leq \varphi \leq 14,5^\circ$, niepewność pomiarów tych kątów $\Delta \varphi = 0,05^\circ$, oraz zakres stosowanych w pomiarach długości fal: $500 \text{ nm} \leq \lambda \leq 725 \text{ nm}$, i niepewność ich określenia: $\Delta \lambda = 5 \text{ nm}$.



Rys.8. Zależność niepewności efektywnego współczynnika załamania od kąta synchronicznego i długości fali dla pryzmatu PSK-3
Fig.8. The effective index uncertainty versus synchronous angle and wavelength for PSK-3 prism

Przedstawione wyniki obliczeń pokazują, że dla zastosowanego pryzmatu pomiarowego, niepewności wyznaczonych efektywnych współczynników załamania modów osiągają maksymalne wartości rzędu 0,0004. Ma to miejsce dla najmniejszej długości fali stosowanej w pomiarach $\lambda = 500 \text{ nm}$.

6. Wnioski

Przedstawiona metoda pozwala na łatwą realizację pomiarów chromatycznej dyspersji modowej w gradientowych światłowodach planarnych. Może być stosowana jako alternatywa dla pomiarów z selektywnym pobudzaniem modów. W przedstawionych pomiarach niepewność wyznaczonych efektywnych współczynników załamania wyniosła $\Delta N = 0,0004$. Zaletą tej metody jest możliwość realizacji pomiarów dla dowolnej długości fali zadawanej za pomocą monochromatora.

W metodzie tej potrzebne jest tylko jedno źródło światła laserowego, służące do zarejestrowania widma wzorcowego przy selektywnym pobudzaniu modów. Ważnym elementem pomiarowym w opisanym metodzie jest pryzmat wyjściowy. Musi być on dokładnie wykalibrowany (kątem łamiącym i dyspersją współczynnika załamania). Podczas pomiarów należy zapewnić stabilne usytuowanie wzajemne kamery CCD i badanego światłowodu z pryzmatami. Opisana metoda nadaje się również do badania właściwości dyspersyjnych światłowodów o skokowym profilu współczynnika załamania.

Praca finansowana ze środków przeznaczonych na naukę w latach 2006-2009, w ramach projektu badawczego N515 057 31/2432.

7. Literatura

- [1] Helmers H., Benech P.: Rimet R., Integrated Optical Components Employing Slab Waveguides for Sensor Applications. IEEE Photonics Technology Letters, Vol.8, No.1,1996, 81-83.
- [2] Lavers C.R., Itoh K., Wu S.C., Murabayashi M., Mauchline I., Stewart G., Stout T.: Planar optical waveguides for sensing applications. Sensors and Actuators B, Vol.69, 2000, 85-95.
- [3] Piraud C., Mwarania E.K., Yao J., O'Dwyer K., Schiffrin D.J., Wilkinson J.S.: Optoelectrochemical transduction of planar optical waveguides. Journal of Lightwave Technology, Vol.10, 1992, 693-699.
- [4] Qi Z., Itoh K., Murabayashi M., Yanagi H.: A Composite Optical Waveguide-Based Polarimetric Interferometer for Chemical and Biological Sensing Applications. Journal of Lightwave Technology, Vol.18, No.8, 2000, 1106-1110.
- [5] Rogoziński R.: Planar gradient tapered waveguide in glass. Opto-Electronics Review, Vol.9, No.3, 2001, 326-330.
- [6] Rogoziński R.: Investigation of birefringence in planar waveguides produced by ion exchange $K^+ \leftrightarrow Na^+$ in glass BK-7. Proc. of SPIE, Vol.5576, 2003, 213-218.
- [7] Karasiński P., Rogoziński R.: Influence of refractive profile shape on the distribution of modal attenuation in planar structures with absorption cover. Optics Communications, Vol.269, No.1, 2007, 76-88.
- [8] Opilski A., Rogoziński R., Błahut M., Karasiński P., Gut K., Opilski Z.: Technology of ion exchange in glass and its application in waveguide planar sensors. Optical Engineering, Vol.36, No.6, 1997, 1625-1638.
- [9] Opilski A., Rogoziński R., Gut K., Błahut M., Opilski Z.: Present state and perspectives involving application of ion exchange in glass. Opto-Electronics Review, Vol.8, No2, 2000, 117-127.
- [10] Kersten R.T.: The prism-film coupler as a precision instrument. Optica Acta Vol.22, No 6, 1975, 503-521.
- [11] Seligson J.: Prism couplers in guided-wave optics: design considerations. Applied Optics Vol.26, No 13, 1987, 2609-2611.
- [12] Ulrich R., Torge R.: Measurement of Thin Film Parameters with a Prism Coupler. Applied Optics Vol.12, No 2, 1973, 2901-2908.
- [13] Pelletier E., Flory F., Hu Y.: Optical characterization of thin films by guided waves. Applied Optics Vol.28, No 14, 1989, 2918-2924.
- [14] Liñares J., Lipovskii A.A., Tagantsev D.K., Turunen J.: Characterization of ion diffusion process in glasses with simple mode-index measurements. Optical Materials, Vol.14, 2000, 115-120.
- [15] Brandenburg A.: Stress in Ion-Exchanged Glass Waveguides. Journal of Lightwave Technology, 1986, Vol.4, No.10, 1580-1593.
- [16] Bach H., Neuroth N.: The Properties of Optical Glass, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1995.
- [17] Schott-Optical Glass Catalog. Mainz 1992.