

POLITECHNIKA WROCLAWSKA
INSTYTUT FIZYKI

ALICJA ANUSZKIEWICZ

ROZPRAWA DOKTORSKA

METROLOGICZNE WŁAŚCIWOŚCI
POLARYZACYJNYCH SIATEK DŁUGOOKRESOWYCH
WYTWORZONYCH W ŚWIATŁOWODACH
MIKROSTRUKTURALNYCH

PROMOTOR
PROF. DR HAB. INŻ. WACŁAW URBAŃCZYK

Praca powstała przy wsparciu MNiSW w ramach grantu badawczego nr N N505 560 439 „Siatki długookresowe w światłowodach fonicznych do zastosowań metrologicznych”, a także Europejskiego Funduszu Społecznego w ramach projektu „Rozwój potencjału dydaktyczno-naukowego młodej kadry akademickiej Politechniki Wrocławskiej” oraz Wrocławskiego Centrum Badań EIT+ w ramach projektu „Wykorzystanie nanotechnologii w nowoczesnych materiałach - NanoMat” (POIG.01.01.02-02-002/08), finansowanego ze środków Europejskiego Funduszu Rozwoju Regionalnego i budżetu państwa (Program Operacyjny Innowacyjna Gospodarka, Poddziałanie 1.1.2).

WROCLAW 2012

Grzegorzowi i moim Rodzicom

*Pragnę wyrazić szczególne podziękowania
Panu prof. dr hab. inż. Wacławowi Urbańczykowi
za cierpliwość, wsparcie, poświęcony czas i cenne uwagi.
Wyrazy wdzięczności składam również
wszystkim członkom Grupy Optyki Światłowodów z IF PWr
oraz pracownikom Zakładu Technologii Światłowodów z UMCS w Lublinie.*

ABSTRACT

A main goal of this thesis was to study metrological properties of the rocking filters, which couple polarization modes of highly birefringent photonic crystal fibers. Within this work an analytical formula connecting the sensitivity of the rocking filter $d\lambda/dX$ with polarimetric sensitivity of the fiber K_x and its group birefringence G was derived. Understanding of this relation provided a possibility to shape the grating metrological properties on the stage of fiber design. Numerical model of the rocking filter based on Jones formalism was used to analyze how perturbation in segments' lengths and twists' angles influence the transmission characteristic of the grating. It was demonstrated that by appropriate choice of the grating parameters it is possible to shape the grating characteristics in a wide range.

A crucial step of the conducted research was designing and building a CO₂ based system for gratings fabrication. Using this system it is possible to make repeatable twists in the fibers with complicated cladding microstructure. During the optimization of the fabrication process several technological problems have been identified, including longitudinal variation of the fiber parameters, intermodal interference, temperature hysteresis, and random polarization mode coupling. In spite of these difficulties, the rocking filters of good transmission characteristics were fabricated in specially designed birefringent microstructured fibers with enhanced sensitivity to hydrostatic pressure.

The rocking filters fabricated in the fiber no. #E shows very interesting sensing characteristics. The sensitivity to hydrostatic pressure of this fiber is medium and for 1.550 μm reaches $-29.9 \text{ rad}\times\text{MPa}^{-1}\text{m}^{-1}$, which corresponds to the grating sensitivity of 29.3 nm/MPa. Simultaneously sensitivity of the grating to temperature is only 0.51 pm/K. Consequently the ratio $\frac{d\lambda}{dp} / \frac{d\lambda}{dT}$ reaches record high value of 32806 K/MPa, which makes this grating the best candidate to hydrostatic pressure measurements with high temperature stability.

The sensitivity of the rocking filters fabricated in the fiber no. #F, with record high $K_p = +120 \text{ rad}\times\text{MPa}^{-1}\text{m}^{-1}$, ranges between -158 and -71 nm/MPa, depending on the resonance order. As the resonance position can be localized with 0.1 nm resolution, using this grating one can measure hydrostatic pressure with resolution 0.0014 MPa. Relatively high sensitivity to temperature of this grating can be reduced by fabrication of the similar fiber without germanium doped inclusion in the core.

SPIS TREŚCI

1.	Wprowadzenie.....	11
2.	Światłowody dwójłomne konwencjonalne i fotoniczne.....	16
3.	Światłowodowe siatki długookresowe i polaryzacyjne	22
4.	Włókna fotoniczne stosowane do wytwarzania siatek polaryzacyjnych	27
4.1.	Pomiar dwójłomności fazowej i grupowej.....	31
4.2.	Światłowody o zerowej dwójłomności fazowej lub grupowej.....	35
4.3.	Pomiar czułości włókien mikrostrukturalnych na parametry zewnętrzne	38
4.4.	Wyniki charakteryzacji włókien światłowodowych	39
5.	Wytwarzanie siatek długookresowych.....	44
5.1.	Układ do wytwarzania siatek długookresowych przy pomocy lasera CO ₂	44
5.1.1.	Pomiar widma transmisyjnego	44
5.1.2.	Podukład sterowania wiązką laserową i stolikami obrotowymi	47
5.1.3.	Podukład kontroli skręcenia włókna	48
5.1.4.	Parametry lasera CO ₂	50
5.1.5.	Procedura wytwarzania siatek.....	59
5.2.	Wytwarzanie siatek długookresowych przy pomocy łuku elektrycznego	62
6.	Numeryczne symulacje właściwości transmisyjnych siatek polaryzacyjnych	65
7.	Problemy związane z wytwarzaniem rzeczywistych siatek polaryzacyjnych	84
7.1.	Wpływ niedokładności wykonania siatki na jej charakterystykę transmisyjną	84
7.2.	Wpływ fluktuacji parametrów włókna na charakterystyki transmisyjne siatek.....	87
7.3.	Wpływ interferencji międzymodowej na charakterystyki transmisyjne siatek.....	92
8.	Wytworzone siatki polaryzacyjne oraz ich charakterystyki metrologiczne.....	94
8.1.	Podsumowanie	132
9.	Uwagi końcowe.....	134
10.	Literatura	137

1. Wprowadzenie

Pojawienie się siatek światłowodowych było jedną z konsekwencji burzliwego rozwoju telekomunikacji optycznej. W początkowym okresie rozwoju cywilizacyjnego informacje przekazywano ustnie, bezpośrednio lub przy pomocy posłańców. Korzystano również z sygnałów wizualnych, takich jak rozpalanie ognisk na szczytach wzgórz, co było prymitywną formą telegrafu optycznego. Dzięki wynalezieniu papieru i pisma różnorodność informacji zwiększyła się znacznie, ale szybkość jej przekazywania pozostała niezmienną. Przełomem było wynalezienie optycznego telegrafu semaforowego w 1791 roku przez francuza Claude Chappe [1]. Wykorzystując wzniesienia terenu lub wysokie budowle umieszczał na ich szczycie maszty z trzema ramionami, których odpowiednie ustawienie odpowiadało literom alfabetu. W latach 30 dziewiętnastego wieku, za sprawą Samuela Morse'a, telegraf optyczny został zastąpiony telegrafem elektrycznym. Dzięki zastosowaniu znacznie prostszego systemu przesyłania liter zakodowanych przy pomocy sekwencji kropek i kresek (alfabet Morse'a) składał się on tylko z jednej pary przewodów elektrycznych.

W XVII wieku przeprowadzano już pierwsze próby pomiaru prędkości światła. Otrzymano wówczas wartość równą $2.2 \cdot 10^8$ m/s. Pomimo, że dokładną wartość 299792458 m/s powiązaną z definicją metra wyznaczono dopiero w 1983 roku, już wtedy wiedziano, że prędkość światła jest skończona i bardzo duża. Pojawiło się pytanie czy i w jaki sposób można wykorzystać światło do przesyłania informacji. W 1842 roku Jean-Daniel Colladon pokazał eksperyment z tzw. świetlną fontanną. Po raz pierwszy zaobserwował zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia w strumieniu spadającej wody. To doświadczenie uważa się powszechnie za początek rozwoju technologii światłowodowej. Głównym problemem było jednak wynalezienie odpowiednich ośrodków przezroczystych mogących prowadzić światło na duże odległości. Ze względu na znaczny poziom zanieczyszczeń tradycyjne szkła wytwarzane do połowy dwudziestego wieku charakteryzowały się bardzo wysoką tłumiennością rzędu 1000 dB/km. Pomimo tego, już w latach 20 dwudziestego wieku przesyłano obrazy przez krótkie szklane pręty lub oświetlano za ich pomocą niedostępne miejsca. Dopiero w 1970 roku firma Corning Glass w USA otrzymała bardzo czyste szkło metodą osadzania z fazy gazowej i wykonała światłowody o tłumieniu 20 dB/km. Ten przełomowy moment zapoczątkował dynamiczny rozwój technologii wytwarzania szkieł o wysokiej czystości. Obecnie produkowane światłowody osiągają minimalne tłumienie rzędu 0.18 dB/km w trzecim oknie transmisyjnym. Równolegle pracowano nad rozwijaniem

technologii półprzewodnikowych, mających na celu m. in. wytworzenie źródeł światła i detektorów. Pierwszy laser półprzewodnikowy pracujący w temperaturze pokojowej i nie wymagający chłodzenia zademonstrowano również w 1970 roku.

W ostatnich dwudziestu latach dwudziestego wieku następuje dynamiczny rozwój telekomunikacji światłowodowej. W 1978 roku powstaje pierwszy komercyjny system komunikacji światłowodowej pracujący w pierwszym oknie transmisyjnym ($0.8 \mu\text{m}$). Kolejne lata przynoszą rozwój systemów na inne okna transmisyjne. W 1988 roku powstaje pierwsze światłowodowe połączenie pomiędzy Stanami Zjednoczonymi i Europą (Francja i UK) – TAT8 [2]. Jednocześnie szeroko prowadzone badania związane ze światłowodami dotyczą nie tylko przesyłania danych, ale również innych zastosowań, w tym między innymi do pomiaru wielkości fizycznych, takich jak temperatura, ciśnienie hydrostatyczne, wszelkiego rodzaju odkształcenia (rozciąganie, zginanie, itd.) oraz do wykrywania różnych substancji chemicznych [3, 4]. Znaczącym krokiem umożliwiającym powstanie polarymetrycznych czujników światłowodowych było opracowanie w latach osiemdziesiątych XX wieku światłowodów dwójłomnych [5-12]. Jak pokazano w [11, 13] ciśnienie (czynnik zewnętrzny) wpływa na zmianę modowej dwójłomności światłowodu, co może być wykorzystane do pomiaru tego parametru.

Jednocześnie przełomowym momentem w rozwoju metrologii światłowodowej było przypadkowe wytworzenie siatki Bragga w 1978 roku [14]. Odkryto, że zmodulowanie współczynnika załamania w rdzeniu światłowodu poprzez wprowadzenie do rdzenia światła z lasera argonowego (514 nm) powoduje wsteczne odbicie długości fali równej długości fali światła zapisującego siatkę. Sprzężenie następowało zatem między modami o przeciwnym kierunku propagacji. W późniejszym okresie rozwinięto szereg metod zapisu, które pozwoliły wytwarzać siatki Bragga na różne długości fali [15-19]. Wkrótce odkryto również, że stosowanie siatek o dłuższych okresach pozwala sprzęgać ze sobą mody propagujące się w tym samym kierunku [20-22], a w przypadku wykonania siatki we włóknie dwójłomnym pozwala sprzęgać mody polaryzacyjne [23, 24]. Siatki tego typu nazywane są w literaturze angielskiej *rocking filters*. Zakres stosowalności światłowodowych siatek Bragga (FBG – ang. *fiber Bragg grating*) oraz siatek długookresowych (LPG – ang. *long period gratings*) w telekomunikacji oraz metrologii stopniowo stawał się coraz większy. Ze względu na bardzo wąskie rezonanse, siatki Bragga z powodzeniem używano do multipleksowania długości fali (WDM – ang. *wavelength division multiplexing*) [25], kompensacji dyspersji chromatycznej [26-28], a także do budowy laserów [29, 30] oraz wzmacniaczy światłowodowych [31]. Natomiast przy użyciu siatek długookresowych możliwe było precyzyjne kontrolowanie strat

zależnych od długości fali, co znalazło zastosowanie np. w regulacji wzmacnienia wzmacniaczy erbowych [32]. Siatki FBG oraz LPG przyczyniły się również do rozwoju czujników światłowodowych. Wiedzano już, że same włókna są czułe na parametry zewnętrzne [11, 13], ale zdecydowanie łatwiej było mierzyć zmiany położenia wąskich rezonansów siatek w funkcji parametru zewnętrznego działającego na włókno. Ponadto, siatki FBG i LPG mogły być projektowane tak, aby mierzyć tylko jeden parametr [33-35] lub kilka parametrów jednocześnie [36-40]. Dodatkowymi zaletami siatek Bragga w zastosowaniach czujnikowych są niewielkie rozmiary oraz nieczułość na zakłócenia elektromagnetyczne, co pozwala im w niektórych zastosowaniach konkurować z czujnikami elektronicznymi.

W roku 1987 Yablonovitch [41] oraz John [42] odkryli zjawisko fonicznej przerwy wzbronionej. Zauważyli, że w strukturach o periodycznym rozkładzie współczynnika załamania w jednym, dwóch lub trzech wymiarach, nazwanych przez nich kryształem fonicznym, może istnieć foniczna przerwa wzbroniona. Praktyczną realizacją dwuwymiarowego kryształu fonicznego było wytworzenie w 1996 roku pierwszego światłowodu fonicznego (PCF – ang. *photonic crystal fiber*) [43], znanego również jako światłowód mikrostrukturalny. Początkowo światłowody te były wykonywane z czystego szkła kwarcowego. Rolę rdzenia pełnił szklany pręt, natomiast płaszcz – układ kanałów powietrznych ułożonych w sieć heksagonalną. Otrzymywano w ten sposób różnicę współczynników załamania analogicznie jak w światłowodach ze skokowym profilem współczynnika załamania. Kolejną zaletą światłowodów mikrostrukturalnych jest możliwość dobrania ich parametrów geometrycznych tak, że są one zawsze jednomodowe niezależnie od długości fali [44]. Ponadto, możliwe jest otrzymanie światłowodu z foniczną przerwą wzbronioną niemal bezstratnego [45], w którym straty teoretyczne spowodowane rozpraszaniem wynoszą jedynie 0.1 dB/km. Rdzeniem takiego światłowodu jest duży otwór powietrzny otoczony przez sieć mniejszych otworów stanowiących płaszcz. Wytworzono szereg włókien z foniczną przerwą wzbronioną [46-48], jednak otrzymanie struktury o tak małych stratach jest zależne od regularności geometrii włókna oraz nierówności ścianek w kanałach powietrznych. Proces technologiczny nie zapewnia utrzymania wymaganej regularności geometrii i jest bardzo kosztowny. W pracy [45] pokazano, że minimalne tłumienie jakie można otrzymać w praktyce dla włókien o takiej konstrukcji (ograniczone procesem technologicznym) wynosi 1.2 dB/km.

Szybko zauważono, że pełna dowolność (ograniczona tylko procesami technologicznymi) modyfikowania mikrostruktury płaszczu i rdzenia pozwala na zmiany właściwości włókien fonicznych w dużo większym zakresie niż w światłowodach klasycznych. W celu uzyskania

nowych właściwości włókien nie tylko zmieniano ich geometrię, ale również wprowadzano obszary domieszkowane innymi materiałami. Światłowody fotoniczne, ze względu na większe straty niż w światłowodach klasycznych, nie są stosowane w telekomunikacji. Niemniej jednak, ze względu na możliwość swobodnego kształtowania ich właściwości, są powszechnie stosowane w metrologii i optyce nieliniowej. Dostępne są między innymi fotoniczne włókna jednomodowe dla każdej długości fali [44], włókna o bardzo dużej aperturze numerycznej [49], włókna o dużej powierzchni modu (LMA – ang. *large mode area*) [50], włókna o wysokiej dwójłomności lub polaryzujące [51], włókna z anomalną dyspersją w zakresie widzialnym [52] oraz nieliniowe do generacji superkontinuum [53, 54]. Dużą grupę stanowią również fotoniczne światłowody domieszkowane stosowane do wzmacniaczy lub laserów światłowodowych [55] lub światłowody o bardzo zróżnicowanych specjalnych konstrukcjach stosowane w metrologii. Do pomiarów parametrów fizycznych stosuje się często włókna o wysokiej dwójłomności [56-60], natomiast do detekcji gazów i cieczy włókna z tzw. zawieszonym rdzeniem (SCF – ang. *suspended core fibers*) [61-63], w których wykorzystuje się zjawisko częściowego prowadzenia modu w otworach powietrznych.

W chwili rozpoczęcia badań związanych z niniejszą rozprawą (październik 2007), było znanych wiele typów światłowodów mikrostrukturalnych. Przeprowadzono już pierwsze próby wytworzenia siatek Bragga [64-66] oraz siatek długookresowych [64, 67]. Dokonano zaledwie jednej próby wykonania siatki polaryzacyjnej (sprzęgającej mody polaryzacyjne) w światłowodzie mikrostrukturalnym [68]. W [69] pokazano, że czułość na ciśnienie siatki polaryzacyjnej wytworzonej w klasycznym światłowodzie z eliptycznym rdzeniem jest sto razy większa niż siatki Bragga zapisanej w tym samym włóknie. Nie badano natomiast czułości siatek polaryzacyjnych wytworzonych we włóknach mikrostrukturalnych, co było bezpośrednią motywacją do rozpoczęcia badań w tym kierunku. Celem niniejszej rozprawy było udowodnienie tezy, że *siatki polaryzacyjne wytworzone w światłowodach mikrostrukturalnych mogą być stosowane jako aktywne elementy czujników światłowodowych do pomiaru różnych wielkości fizycznych.*

Najbardziej istotnym rezultatem badań przeprowadzonych w ramach niniejszej rozprawy było opracowanie metod wytwarzania siatek polaryzacyjnych oraz zbudowanie układu do wytwarzania wszystkich rodzajów siatek długookresowych. Początkowo, w oparciu o badania dotyczące siatek LPG we włóknach klasycznych [70-72] opracowano metodę i zbudowano układ wykorzystujący łuk elektryczny [73] opisany w rozdziale 5.2. Jednak ze względu na niepewność parametrów łuku elektrycznego, trudności z dokładnym ustawieniem

światłowodu względem elektrod oraz brak dokładnej kontroli skręcenia włókna, zbudowano bardziej precyzyjny układ wykorzystujący wiązkę lasera CO₂ oraz stoliki obrotowe. Użycie lasera CO₂ do wytwarzania siatek długookresowych pokazano po raz pierwszy w [74] i ulepszano w [75-76].

W rozdziale czwartym przedstawiono wyniki badań właściwości dwójłomnych światłowodów fonicznych o specjalnych konstrukcjach, które zostały wykorzystane do wytwarzania polaryzacyjnych siatek długookresowych. Badania obejmowały pomiary dwójłomności fazowej i grupowej, a także polarymetrycznej czułości na ciśnienie hydrostatyczne, temperaturę i wydłużenie. Warto podkreślić, że ze względu na specyficzną konstrukcję, badane światłowody charakteryzowały się rekordowo wysoką czułością na ciśnienie hydrostatyczne. W rozdziale 6 przedstawiono wyniki symulacji numerycznych siatek polaryzacyjnych wykorzystujących formalizm Jonesa. Zbadano, jak zmieniają się charakterystyki transmisyjne siatek w zależności od ilości punktów sprzężenia, całkowitego kąta skręcenia oraz błędów związanych z procesem wytwarzania. Sprawdzone również, jak wyglądają charakterystyki siatek z zaburzeniem długości segmentu centralnego lub z tzw. apodyzacją okresu lub kątów poszczególnych skręceń. Przeprowadzono również symulacje charakterystyk siatek wytworzonych z nietypowych światłowodów, w których dwójłomność fazowa lub grupowa zmienia znak dla pewnej długości fali.

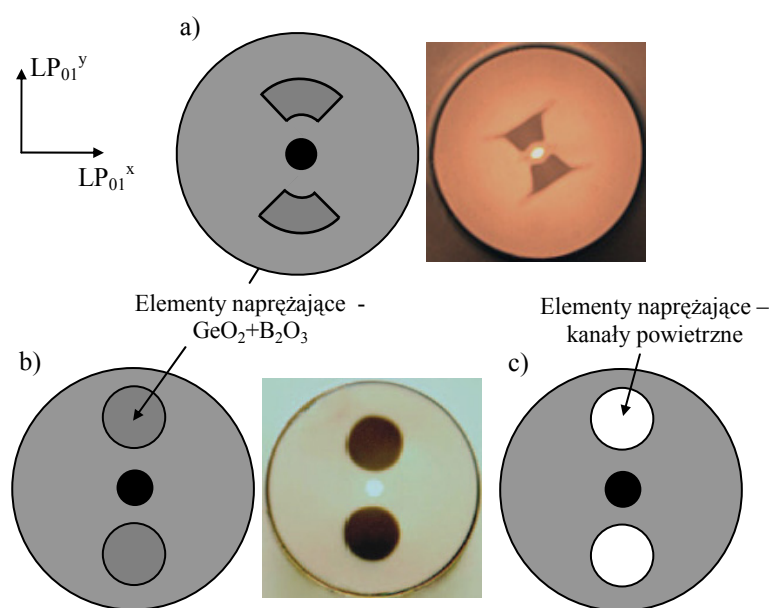
Proces technologiczny wytwarzania siatek przy pomocy lasera CO₂ ma pewne ograniczenia, mimo że metoda ta jest dużo bardziej precyzyjna niż inne. Praktyczne problemy związane z wytwarzaniem siatek przy pomocy lasera CO₂ opisano szczegółowo w rozdziale 7.

Rozdział 8 poświęcono w całości charakteryzacji siatek polaryzacyjnych pod względem zastosowań czujnikowych. Dzięki wykorzystaniu światłowodów fonicznych o specjalnych charakterystykach, wśród wytworzonych siatek polaryzacyjnych są struktury z rekordowo wysoką czułością na ciśnienie hydrostatyczne (-158 nm/MPa) i niewielką czułością na temperaturę (-0.49 pm/K). Otwiera to możliwość stosowania siatek polaryzacyjnych do pomiaru ciśnienia hydrostatycznego z rozdzielczością kilku milibarów bez uciążliwej i kosztownej kompensacji temperaturowej.

Wyniki uzyskane w ramach rozprawy opublikowano w czterech artykułach recenzowanych [73, 77-79] oraz w pięciu komunikatach konferencyjnych [80-84].

2. Światłowody dwójłomne konwencjonalne i fotoniczne

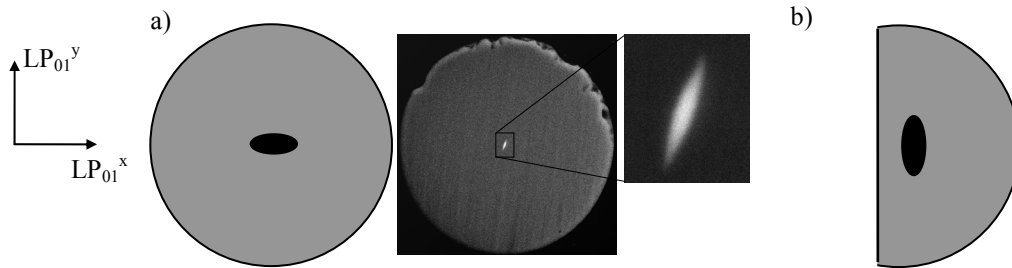
Klasyczne światłowody o idealnie kołowej symetrii nie są dwójłomne. Propaguje się w nich bez zmian każdy stan polaryzacji wprowadzony na początku włókna. Rzeczywiste światłowody mają jednak resztkową dwójłomność, ponieważ w praktyce nie udaje się wytworzyć rdzenia o idealnej symetrii kołowej. Resztkowa dwójłomność światłowodu jest również spowodowana niesymetrycznym rozkładem naprężeń w kierunku poprzecznym. W praktyce bardzo trudno jest wytworzyć idealny światłowód o zerowej dwójłomności. Dlatego produkuje się włókna o możliwie najmniejszej dwójłomności (LB – ang. *low birefringence*), w których światło prawie nie zmienia stanu polaryzacji, ponieważ ich dwójłomność jest mniejsza niż 10^{-7} . Jeśli obraca się preformę podczas wyciągania włókna, można obniżyć poziom dwójłomności resztkowej do około 10^{-9} [85]. Aby przesłać światło o liniowym stanie polaryzacji stosuje się obecnie włókna o wysokiej dwójłomności (HB – ang. *high birefringence*). We włóknach HB celowo wprowadza się odstępstwo od kołowej symetrii rdzenia lub elementy naprężające, co powoduje różnicę współczynników załamania prowadzonych modów polaryzacyjnych.



Rys. 2.1. Schemat oraz zdjęcie z elektronowego mikroskopu skaningowego światłowodu o wysokiej dwójłomności indukowanej przez asymetrię naprężeń spowodowaną obszarami domieszkowanymi. Włókno typu Bow-Tie (a), typu Panda (b) oraz włókno z kanałami powietrznymi typu Side-Hole z UMCS Lublin [86].

W grupie światłowodów o wysokiej dwójłomności znajduje się wiele włókien o nietypowej budowie i właściwościach. Stałe propagacji modów o ortogonalnych kierunkach polaryzacji x i y są różne na skutek eliptycznego kształtu rdzenia lub/i poprzez wprowadzanie naprężeń

pochodzących od obszarów domieszkowanych o innym współczynniku rozszerzalności termicznej.



Rys. 2.2. Światłowód z dwójłomnością indukowaną geometrycznie: z eliptycznym rdzeniem (a), typu D (b), [86].

Zwykle obszary naprężające domieszkowane są B_2O_3 . Inne właściwości mechaniczne szkła w obszarach domieszkowanych powodują powstanie niesymetrycznych naprężeń w obszarze rdzenia, a w konsekwencji znaczną dwójłomność materiałową, co jest możliwe dzięki efektowi elastoptycznemu. Ten rodzaj światłowodów ma dwójłomność typu naprężeniowego, która wykazuje niewielką dyspersję chromatyczną. Dwójłomność geometryczną w światłowodach uzyskuje się przez odpowiednią geometrię rdzenia, np. wytworzenie włókna z rdzeniem eliptycznym [10]. Włókna dwójłomne przebadano pod względem czułości na temperaturę, ciśnienie, rozciąganie lub zginanie [11, 13, 86-89].

Fazowa dwójłomność modowa B zdefiniowana jako różnica współczynników załamania modów polaryzacyjnych x i y :

$$B = n_{eff}^x - n_{eff}^y \quad (2.1)$$

jest podstawowym parametrem charakteryzującym włókno dwójłomne. Parametrem równoważnym jest tak zwana droga zdudnienia L_B oznaczająca długość światłowodu, po przebyciu której zmiana fazy między modami polaryzacyjnymi równa jest 2π . Można łatwo wykazać, że droga zdudnienia wyraża się wzorem:

$$L_B = \frac{\lambda}{B}. \quad (2.2)$$

Z kolei grupowa dwójłomność modowa włókna G dana jest wyrażeniem:

$$G = B - \lambda \frac{dB}{d\lambda}. \quad (2.3)$$

Natomiast polarymetryczna czułość światłowodu na parametr X (np. ciśnienie) jest zdefiniowana jako różnica faz pomiędzy modami polaryzacyjnymi indukowana przez zmianę tego parametru na jednostkowej długości badanego światłowodu [90]:

$$K_X = \frac{1}{L_X} \frac{d(\varphi_x - \varphi_y)}{dX} = \frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{dB}{dX} + \frac{B}{L} \frac{dL}{dX} \right], \quad (2.4)$$

gdzie $d(\varphi_x - \varphi_y)$ jest różnicą faz pomiędzy ortogonalnymi modami polaryzacyjnymi powstającą na skutek zmiany danego parametru o dX , a L_X – jest długością włókna poddanego działaniu czynnika X . Jak pokazano w [88], w światłowodach mikrostrukturalnych największy wpływ na zmianę dwójłomności fazowej na skutek działania temperatury mają właściwości materiału, z którego wykonano włókno oraz jego geometria. Natomiast czułość na ciśnienie zależy głównie od asymetrii naprężeń, które indukują się w pobliżu rdzenia oraz w mniejszym stopniu od deformacji włókna. Rozciąganie włókna powoduje zmniejszanie jego wymiarów poprzecznych oraz zmniejszanie współczynnika załamania. Warto zaznaczyć, że w przypadku rozciągania nie można pomijać ostatniego składnika w wyrażeniu (2.4), ponieważ jest on przeważający [90].

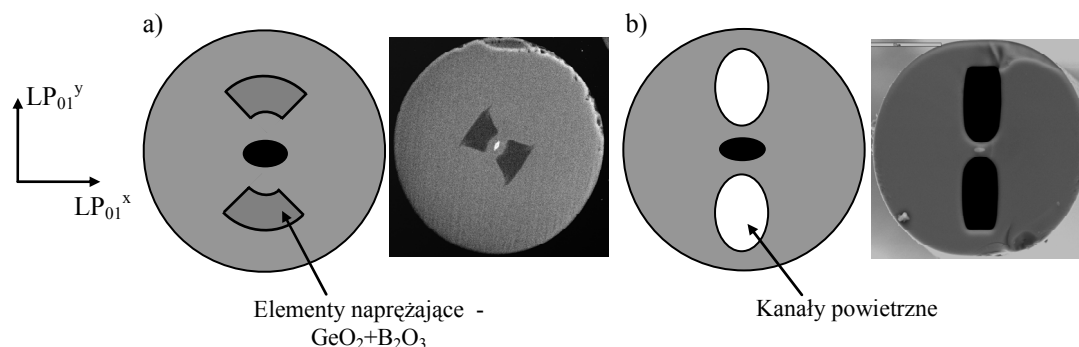
Aby zmierzyć czułość włókna na dany czynnik zewnętrzny stosuje się najczęściej metodę interferencyjną. W takim przypadku wzór na czułość polarymetryczną włókna uwzględniający wszystkie czynniki mające wpływ na dwójłomność fazową można przedstawić w następującej postaci:

$$K_X = \frac{2\pi}{L_X} \frac{\Delta M}{\Delta X}, \quad (2.5)$$

gdzie L_X – długość włókna poddana działaniu parametru X , ΔM zmiana fazy pomiędzy modami polaryzacyjnymi wyrażona w ilości prążków interferencyjnych, która powstała w wyniku zmian parametru fizycznego o ΔX .

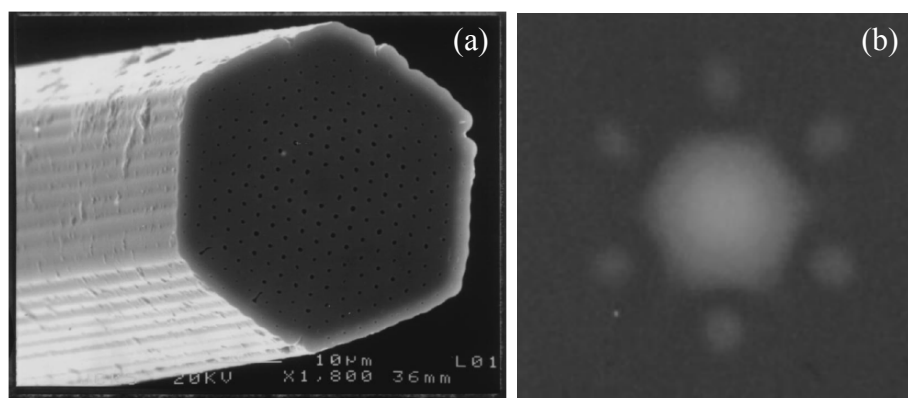
Polarymetryczna czułość na temperaturę klasycznych włókien dwójłomnych jest dość duża i zawiera się w przedziale od $-0.5 \text{ rad} \times \text{K}^{-1} \text{m}^{-1}$ dla włókien z eliptycznym rdzeniem do $-5 \text{ rad} \times \text{K}^{-1} \text{m}^{-1}$ dla włókien z elementami naprężającymi. Elementy naprężające mają inne współczynniki rozszerzalności termicznej niż czyste szkło krzemionkowe. Z tego powodu wzrost temperatury powoduje uwalnianie naprężeń, co skutkuje dużą czułością na temperaturę takich włókien. Polarymetryczna czułość na ciśnienie mocno zależy od konstrukcji światłowodu i wynosi odpowiednio 1.5 , 8.5 i $-100 \text{ rad} \times \text{MPa}^{-1} \text{m}^{-1}$ dla

światłowodów z eliptycznym rdzeniem, Bow-Tie i Side-Hole. Czulość na rozciąganie dla włókna z eliptycznym rdzeniem jest równa -5, a dla Bow-Tie -18 $\text{rad} \times \text{mstrain}^{-1} \text{m}^{-1}$.



Rys. 2.3. Schemat budowy oraz zdjęcie ze skaningowego mikroskopu elektronowego światłowodu o wysokiej dwójłomności indukowanej geometrycznie i naprężeniowo. Włókno typu Bow-Tie (a) oraz Side-Hole (b) [86].

Ważnym impulsem w rozwoju światłowodów dwójłomnych było pojawienie się klasy światłowodów fonicznych (mikrostrukturalnych). Pierwszy światłowod mikrostrukturalny wykonano w 1996 roku [43], rys. 2.4.



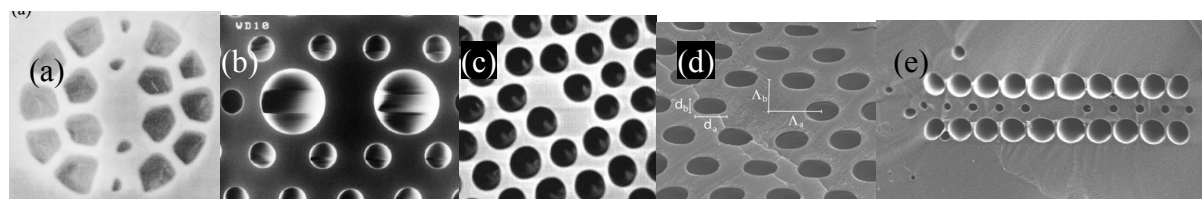
Rys. 2.4. Pierwszy światłowod foniczny, jednomodowy w zakresie 0.458 – 1.550 μm [43] (a), rozkład modu podstawowego w dalekim polu dla $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ (b).

Wytworzony światłowod był jednomodowy w szerokim zakresie spektralnym, od 0.458 – 1.550 μm . Prowadzenie światła w tego typu światłowodzie fonicznym odbywa się analogicznie jak w światłowodach ze skokowym profilem współczynnika załamania, z tą różnicą, że wzrost współczynnika załamania w rdzeniu uzyskuje się nie poprzez domieszkowanie, ale dzięki zastąpieniu kapilary litym prętem. Wyrażenie na częstotliwość znormalizowaną V dla światłowodów klasycznych można również stosować dla włókien fonicznych o konstrukcji zaproponowanej w [43]:

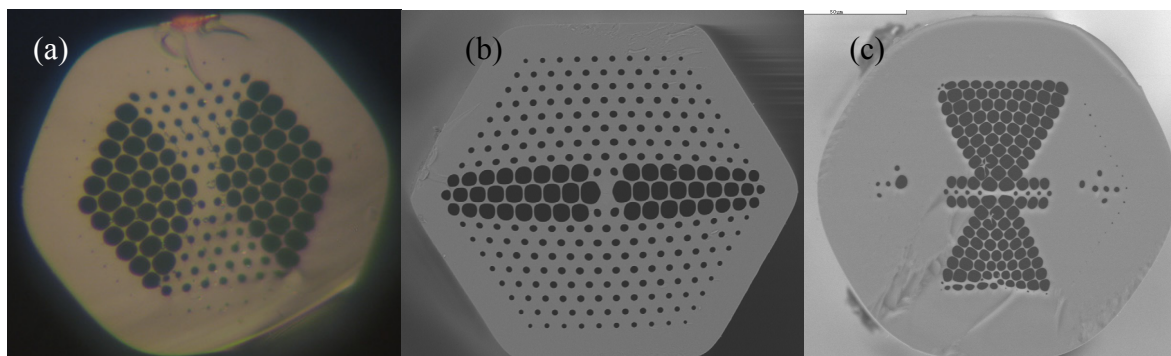
$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_{rdz}^2 - n_{pl}^2}, \quad (2.6)$$

gdzie a – promień rdzenia, n_{rdz} – współczynnik załamania rdzenia, n_{pl} – płaszcz. W przypadku włókien fotonicznych należy uwzględnić wyznaczony numerycznie efektywny współczynnik załamania płaszcz, który zmienia się silnie wraz z długością fali. Wzrost długości fali jest zatem równoważony przez dyspersyjność efektywnego współczynnika załamania płaszcz, na skutek czego wyrażenie (2.6) dąży do wartości stałej dla małych długości fali. Wykorzystując ten fakt zoptymalizowano rozmiary otworów oraz rozmiar rdzenia tak, aby uzyskać światłowód jednomodowy dla każdej długości fali [44].

Wraz z pojawieniem się klasy światłowodów fotonicznych rozpoczęto pracę nad wytwarzaniem światłowodów dwójłomnych tego typu. Pierwszy dwójłomny światłowód fotoniczny wytworzono w 2000 roku [51]. Dzięki zmniejszeniu rozmiarów otworów powietrznych w jednym rzędzie osiągnięto dwójłomności około 3.7×10^{-3} dla $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, rys. 2.5a. Inną konstrukcję zaproponowano w [59], gdzie dwójłomność rzędu 1.4×10^{-3} była indukowana poprzez dwa większe otwory powietrzne umieszczone symetrycznie po obu stronach rdzenia, rys. 2.5b. W pracy [57] zaproponowano konstrukcję włókna fotonicznego z eliptycznym rdzeniem, który stworzono poprzez zastąpienie dwóch kanałów powietrznych szklanymi prętami, rys. 2.5c. Dwójłomność takiego włókna była rzędu 10^{-3} . Wytworzono również dwójłomny światłowód z eliptycznymi otworami płaszczowymi, rys. 2.5d [91], jednak uzyskana dwójłomność wynosiła tylko 10^{-4} . Tym niemniej, jak pokazano na podstawie analiz numerycznych w [58, 92], po zoptymalizowaniu geometrii takie włókno może mieć dwójłomność rzędu 10^{-2} . Stworzono również światłowód, który ze względu na orientację otworów, umożliwia łatwy zapis siatek Bragga, a jego dwójłomność dla $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ osiąga wartość 1.8×10^{-3} [86], rys. 2.5e.



Rys. 2.5. Mikrostrukturalne światłowody o wysokiej dwójłomności: z rzędem mniejszych otworów (a) [51], z dwoma większymi otworami w pobliżu rdzenia (b) [59], z podwójnym defektem sieci heksagonalnej (c) [57], z eliptycznym rdzeniem i otworami płaszczowymi (d) [91] oraz z dwoma rzędami otworów (e) [86].



Rys. 2.6. Mikrostrukturalne światłowody dwójłomne przeznaczone do pomiaru ciśnienia: typu V (a) [60], z trzema rzędami większych otworów (b) [78], z obszarami dużych kanałów o kształcie trójkątnym (c) [78].

Strukturę płaszczu i rdzenia fotonicznych światłowodów dwójłomnych można modyfikować tak, aby zwiększyć ich możliwości metrologiczne. Wcześniejsze badania właściwości włókien fotonicznych wykazały, że czułość na temperaturę zależy najbardziej od materiału włókna i jego geometrii, natomiast czułość na ciśnienie jest związana z naprężeniami jakie generowane są w pobliżu rdzenia na skutek działania ciśnienia [89, 93]. Na rys. 2.6 pokazano włókna o konstrukcjach zapewniających dużą czułość na ciśnienie. Między innymi wytworzono włókno typu V [60], w którym zwiększono rozmiary otworów płaszczowych tak, aby tworzyły obszary trójkątne po przeciwnych stronach rdzenia, rys. 2.6a. Czułość na ciśnienie tego włókna dla $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ wynosi $16 \text{ rad} \times \text{MPa}^{-1} \text{m}^{-1}$, natomiast na temperaturę jest mniejsza niż $0.04 \text{ rad} \times \text{K}^{-1} \text{m}^{-1}$. Podobnie w celu wytworzenia większej asymetrii naprężeń w okolicy rdzenia powstających pod wpływem ciśnienia hydrostatycznego, w światłowodzie pokazanym na rys. 2.6b [91] zwiększono średnicę trzech rzędów otworów. Natomiast włókno pokazane na rys. 2.6c powstało w wyniku połączenia konstrukcji typu V oraz światłowodu z dwoma rzędami otworów przeznaczonego do zapisu siatek Bragga [86]. Obydwa włókna mają w rdzeniu domieszkę germanową, aby zwiększyć ich czułość na UV. Czułości na ciśnienie tych dwóch włókien dla $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ są jednakowe i wynoszą $-43 \text{ rad} \times \text{MPa}^{-1} \text{m}^{-1}$, natomiast na temperaturę są różne i wynoszą odpowiednio -0.044 i $-0.08 \text{ rad} \times \text{K}^{-1} \text{m}^{-1}$. Czułość na temperaturę może być dodatkowo zmniejszona poprzez wytworzenie włókna bez domieszki germanowej w rdzeniu, co nie wpływa znacząco na czułość na ciśnienie hydrostatyczne.

3. Światłowodowe siatki długookresowe i polaryzacyjne

Odkrycie siatek Bragga w roku 1978 było przełomem w metrologii światłowodowej [14]. Kolejne lata przyniosły lawinę badań nad siatkami braggowskimi i długookresowymi, co znacząco poszerzyło spektrum ich możliwych zastosowań. Siatki pracujące w konfiguracji odbiciowej (tradycyjne siatki Bragga) mogą być stosowane w cyrkulatorach optycznych, w interferometrach Michelsona, Macha-Zendera lub Fabry-Perot, w laserach ze sprzężeniem zwrotnym (DFB lasers – ang. *distributed feedback lasers*) lub jako światłowodowe filtry pasmowe [94]. Natomiast siatki długookresowe pracujące w konfiguracji transmisyjnej można z powodzeniem stosować w szeroko rozumianej filtracji optycznej [94, 95]. Siatki długookresowe są ponadto stosowane w czujnikach [33-35, 96-102] lub jako regulatory wzmocnienia erbowych wzmacniaczy światłowodowych [32]. Czujniki wykorzystujące siatki LPG można podzielić na trzy grupy:

- czujniki do pomiaru pojedynczych parametrów, w tym między innymi czujniki temperatury [96], ciśnienia [33-34] lub wydłużenia [35];
- czujniki do pomiaru kilku parametrów jednocześnie, np. czujniki temperatury i zgięcia [99], lub czujniki temperatury i wydłużenia [100];
- czujniki wykorzystujące zmianę współczynnika załamania w otoczeniu siatki [101-102].

Ostatnia grupa czujników umożliwia pomiary stężenia lub wykrywanie obecności substancji chemicznych, które zmieniają współczynnik załamania wokół siatki LPG i dzięki temu przestrajają rezonansową długość fali.

Okresowe zmodulowanie współczynnika załamania w rdzeniu światłowodu lub okresowe zdeformowanie całego włókna optycznego prowadzi do wytworzenia siatki Bragga lub siatki długookresowej. Siatki Bragga mają bardzo krótkie okresy (rzędu setek nanometrów), a wytwarza się je zwykle we włóknach z fotoczułym rdzeniem, ponieważ szkło germanowo-krzemowe wykazuje silną absorpcję ultrafioletu z zakresu 193 – 266 nm. Ze względu na małe okresy zmianę współczynnika załamania rdzenia uzyskuje się metodami interferencyjnymi, metodami wykorzystującymi naświetlanie przez maski fazowe, jak również metodami zapisu punkt-po-punkcie [94, 98, 103]. Natomiast siatki długookresowe, ze względu na dużo większe okresy (rzędu milimetrów) wytwarza się głównie metodą punkt-po-punkcie, używając jako źródła światła lasera CO₂ o długości fali $\lambda = 10.64 \mu\text{m}$ [74-76, 104, 105] lub przy pomocy łuku elektrycznego [71-72, 106]. Naświetlanie wiązkami podczerwonymi oraz używanie łuku elektrycznego powodują lokalne podtapianie włókna, dzięki czemu możliwe jest uwalnianie

naprężeń powstających podczas procesu wytwarzania światłowodu oraz wykonywanie przewężeń lub skręceń. Prowadzi to zatem do deformacji włókna w całym jego przekroju w obszarze naświetlania. Podobny efekt można uzyskać mechanicznie [107], naciskając światłowód okresowo ponacinaną płytką i zwiększając obciążenie. Okresowe zaburzenie współczynnika załamania włókna otrzymuje się na skutek powstania mikrozgieć światłowodu. Największą zaletą siatek wytwarzanych mechanicznie jest ich odwracalność.

Pierwsze siatki polaryzacyjne w konwencjonalnych włóknach dwójłomnych wytwarzano poprzez naprzemienne skręcanie włókna [108] lub poprzez obracanie preformy wokół własnej osi symetrii już na etapie wytwarzania samego światłowodu [109]. W roku 1995 *Kaul* [69] opisał siatkę polaryzacyjną zapisaną metodą punkt-po-punkcie przy użyciu światła UV o długości fali 240 nm, którą wytworzył w światłowodzie typu D z eliptycznym rdzeniem domieszkowanym germanem. W światłowodach mikrostrukturalnych po raz pierwszy siatkę polaryzacyjną wykonano w roku 2003 [68] stosując metodę podtapiania włókna wiązką lasera CO₂.

Wprowadzenie okresowej zmiany współczynnika załamania powoduje sprzężenia między modami propagującymi w światłowodzie. Warunek dopasowania fazowego dla dwóch modów o stałych propagacji β_1 i β_2 można zapisać jako:

$$\beta_1 \pm \beta_2 = \frac{2\pi k}{\Lambda}, \quad (3.1)$$

gdzie $k = 1, 2, 3, \dots$ – liczba całkowita oznaczająca rząd siatki, Λ – okres siatki. Kiedy warunek dopasowania jest spełniony i stałe propagacji mają przeciwne znaki wówczas zachodzi sprzężenie między modami o przeciwnym kierunku propagacji. Ponieważ stałe propagacji modów propagujących się w przeciwnych kierunkach są takie same co do wartości bezwzględnej, to wyrażenie (3.1) można zapisać jako:

$$2\beta_{1,2} = \frac{2\pi k}{\Lambda}. \quad (3.2)$$

Wyrażając stałą propagacji poprzez efektywny współczynnik załamania modu:

$$\beta_{1,2} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} \quad (3.3)$$

i podstawiając do wyrażenia (3.2) otrzymamy warunek dopasowania fazowego dla siatki Bragga:

$$k\lambda_{Bragg} = 2n_{eff}\Lambda. \quad (3.4)$$

Gdy stałe propagacji mają takie same znaki sprzężenie zachodzi między modami o zgodnym kierunku propagacji. Ten warunek jest spełniony dla większych okresów, a więc dla siatek długookresowych. Mogą to być sprzężenia pomiędzy modem podstawowym o efektywnym współczynniku załamania n_{eff}^{rdz} , a modami wyższych rzędów o współczynniku n_{eff}^{HO} prowadzonymi w rdzeniu lub między modem podstawowym, a modami płaszczowymi o współczynniku n_{eff}^{pl} . Warunek dopasowania wyrażony poprzez współczynniki załamania odpowiednich modów można przedstawić jako:

$$k\lambda_{LPG} = (n_{eff}^{rdz} - n_{eff}^{HO,pl})\Lambda . \quad (3.5)$$

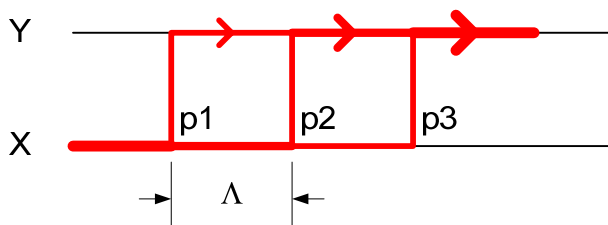
Warunek dopasowania fazowego jest taki sam dla siatek polaryzacyjnych, które można wytwarzać we włóknach dwójłomnych. W tym przypadku stałe propagacji odpowiadają modom polaryzacyjnym x i y tego samego rzędu:

$$k\lambda_{pol} = (n_{eff}^x - n_{eff}^y)\Lambda . \quad (3.6)$$

Wykorzystując ponadto równanie (2.1) można ostatecznie zapisać, że dla polaryzacyjnych siatek długookresowych warunek dopasowania fazowego przyjmuje postać:

$$\lambda_{pol}k = B\Lambda . \quad (3.7)$$

Zasadę działania siatki polaryzacyjnej schematycznie przedstawiono na rys. 3.1, gdzie czarnymi liniami poziomymi oznaczono mody światłowodu dwójłomnego o polaryzacji x i y . Na początku włókna wprowadzono światło spolaryzowane zgodnie z osią x , które w kolejnych punktach (p1 – p3) odległych o okres Λ częściowo sprzęga się do modu o ortogonalnej polaryzacji y . Jeśli odsprężane amplitudy są zgodne w fazie, to interferują konstruktywnie prowadząc do wzmocnienia natężenia w modzie o polaryzacji y , w wyniku czego w widmie transmisyjnym siatki obserwuje się piki mające charakter rezonansowy.



Rys. 3.1. Sprzężenie światła między ortogonalnymi modami polaryzacyjnymi propagującymi się w światłowodzie dwójłomnym z zaburzoną okresowo kierunkiem osi głównych.

W światłowodach fotonicznych przebieg dwójłomności fazowej B silnie zależy od długości fali, a więc wytworzone w nich siatki polaryzacyjne mają rezonanse wyższego rzędu dla $k = 1, 2, 3, \dots$. Można to wyjaśnić podstawiając wyrażenie na drogę zdudnienia (2.2) do wzoru (3.7). Otrzymamy wówczas zależność:

$$L_B = \frac{\Lambda}{k}, \quad (3.8)$$

z której wynika, że położenie rezonansu można zaplanować dobierając okres siatki równy wielokrotności drogi zdudnienia dla pożądanego długości fali. Zatem znając przebieg drogi zdudnienia w funkcji długości fali można projektować położenie rezonansów odpowiedniego rzędu.

Znając charakterystyki włókna można przewidzieć również czułość siatki na dany parametr fizyczny X . Zmiana położenia rezonansów w siatce polaryzacyjnej jest związana ze zmianami fazowej dwójłomności B oraz długości okresu siatki Λ pod wpływem parametru X . Wyrażenie (3.7) jest wówczas spełnione dla innej długości fali, a przesunięcie rezonansowej długości fali opisuje zależność [73]:

$$\frac{\partial \left(\frac{BL}{\lambda} \right)}{\partial \lambda} d\lambda + \frac{\partial \left(\frac{BL}{\lambda} \right)}{\partial X} dX = 0. \quad (3.9)$$

Dokonując prostych przekształceń można wyrazić składowe równania (3.9) w następujący sposób:

$$\frac{\partial \left(\frac{BL}{\lambda} \right)}{\partial X} = \frac{1}{\lambda} \left(\frac{dL}{dX} B + \frac{dB}{dX} L \right) = \frac{BL}{\lambda} \left(\frac{1}{L} \frac{dL}{dX} + \frac{1}{B} \frac{dB}{dX} \right) \quad (3.10)$$

oraz

$$\frac{\partial \left(\frac{BL}{\lambda} \right)}{\partial \lambda} = -\frac{L}{\lambda^2} \left(B - \lambda \frac{dB}{d\lambda} \right) = -\frac{L}{\lambda^2} G. \quad (3.11)$$

Ostatecznie wyrażenie (3.9) przyjmie postać:

$$\frac{1}{\lambda} \frac{d\lambda}{dX} = \frac{B}{G} \left(\frac{1}{L} \frac{dL}{dX} + \frac{1}{B} \frac{dB}{dX} \right). \quad (3.12)$$

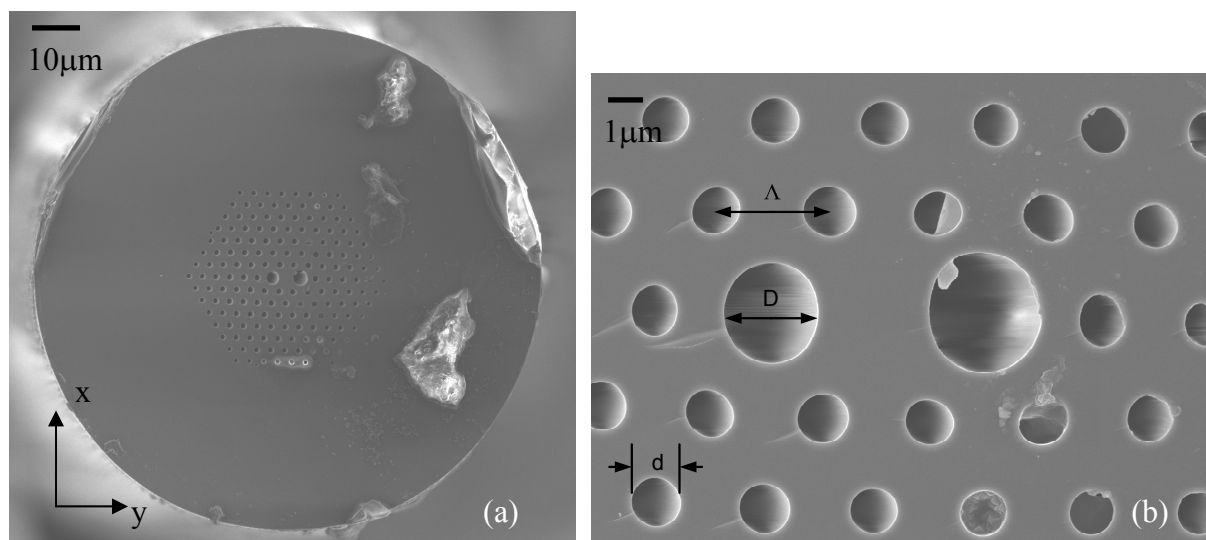
Wyrażenie (3.12) można jeszcze bardziej uprościć, ponieważ występuje w nim czynnik określający czułość polarymetryczną włókna K_X (2.5):

$$\frac{d\lambda}{dX} = \frac{\lambda^2 K_X}{2\pi G}. \quad (3.13)$$

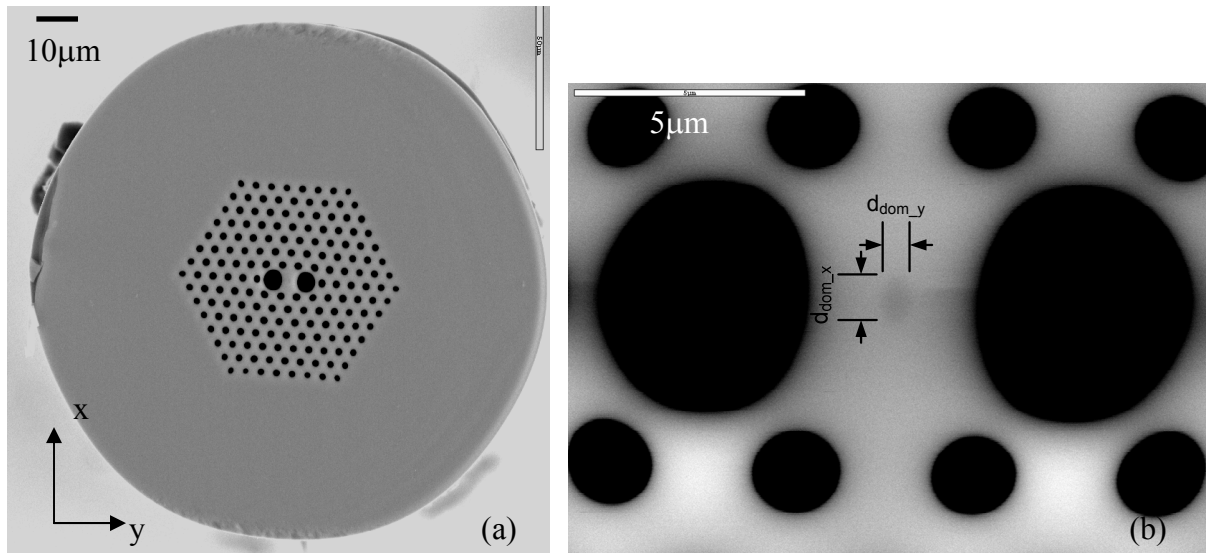
Wyprowadzona zależność oznacza, że czułość siatki na czynnik zewnętrzny X jest całkowicie określona przez parametry włókna, w którym została wytworzona siatka. Zatem można wpływać na właściwości metrologiczne siatki już na etapie projektowania włókna poprzez odpowiedni dobór parametrów K_X i G . Wspomniano już, że dotychczas w literaturze opisano niewiele prób wykonania siatek polaryzacyjnych w światłowodach fotonicznych i nie prowadzono żadnych badań dotyczących ich właściwości metrologicznych i ewentualnych zastosowań jako czujników wielkości fizycznych. W ramach niniejszej rozprawy wytworzono szereg siatek polaryzacyjnych w specjalnie zaprojektowanych włóknach dwójłomnych, których właściwości zostały omówione w następnym rozdziale.

4. Włókna fotoniczne stosowane do wytwarzania siatek polaryzacyjnych

Do wytworzenia polaryzacyjnych siatek długookresowych użyto specjalnych włókien fotonicznych o wysokiej dwójłomności. Pierwsza grupa światłowodów fotonicznych była wykonana w Zakładzie Technologii Światłowodów na Wydziale Chemii Uniwersytetu im. Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie (UMCS) i miała konstrukcję charakterystyczną dla włókien typu Blaze. Płaszczem takiego światłowodu jest sieć małych otworków powietrznych o heksagonalnej symetrii, a rdzeniem centralnie położony defekt sieci. Dodatkowo, w celu wprowadzenia dwójłomności geometrycznej, dwa otwory powietrzne rozmieszczone symetrycznie po obu stronach rdzenia mają znacznie większą średnicę niż pozostałe otwory płaszczu. Taką konstrukcją charakteryzuje się włókno fotoniczne o numerze 070107P1 (światłowod #A) pokazane na rys. 4.1. Podobną konstrukcję ma włókno o numerze 080521P2 (światłowod #B), z tą różnicą, że w środku jego rdzenia znajduje się dodatkowo obszar domieszkowany B_2O_3 (13 mol%) o obniżonym współczynniku załamania, rys. 4.2. Płaszczyzny symetrii przekroju włókna wyznaczają kierunki polaryzacji modów światłowodu. Umownie przez x oznaczono kierunek polaryzacji modu o wyższym efektywnym współczynniku załamania n_x , natomiast przez y kierunek polaryzacji modu o niższym współczynniku n_y .



Rys. 4.1. Dwójłomny światłowod #A wytworzony przez UMCS z dwoma dużymi otworami powietrznymi: widok całego przekroju włókna (a) i powiększony obszar rdzenia (b).



Rys. 4.2. Dwójłomny światłowód #B wytworzony przez UMCS z dwoma dużymi otworami powietrznymi i rdzeniem domieszkowanym B_2O_3 : widok całego przekroju włókna (a) i otoczenie rdzenia w powiększeniu z ciemnym obszarem w środku domieszkowanym (13 mol%) B_2O_3 (b).

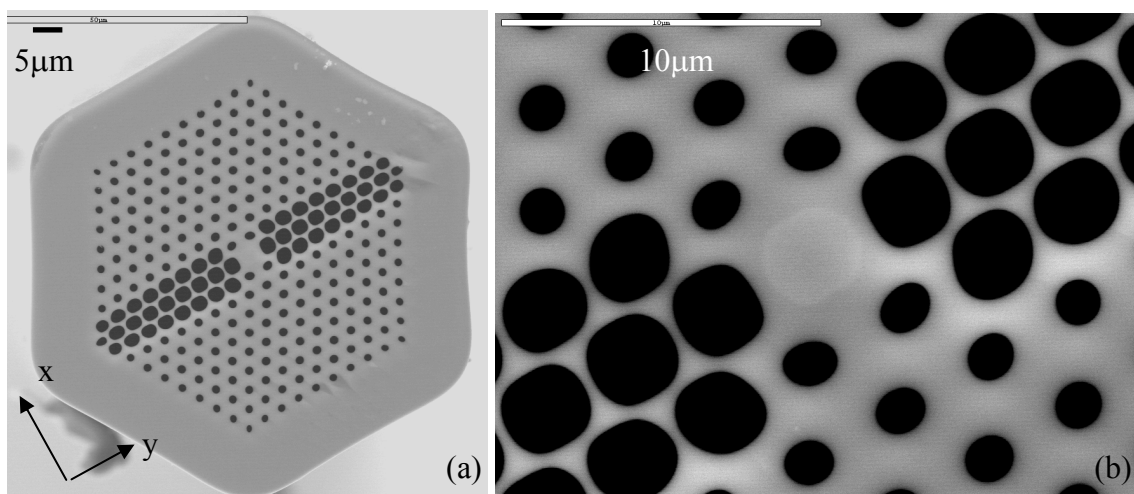
Parametry geometryczne włókien typu Blaze zebrano w tab. 4.1, gdzie ϕ oznacza średnicę zewnętrzną włókna, Λ – odległość między otworami (stałą sieci), d , D – odpowiednio średnice małych i dużych otworów powietrznych, d/Λ oraz D/Λ – odpowiednio współczynniki wypełnienia dla małych i dużych otworów powietrznych, $d_{dom_{x,y}}$ – rozmiar obszaru domieszkowanego odpowiednio w kierunku x i y .

Tab. 4.1. Parametry geometryczne dwójłomnych włókien fotonicznych wytworzonych przez UMCS.

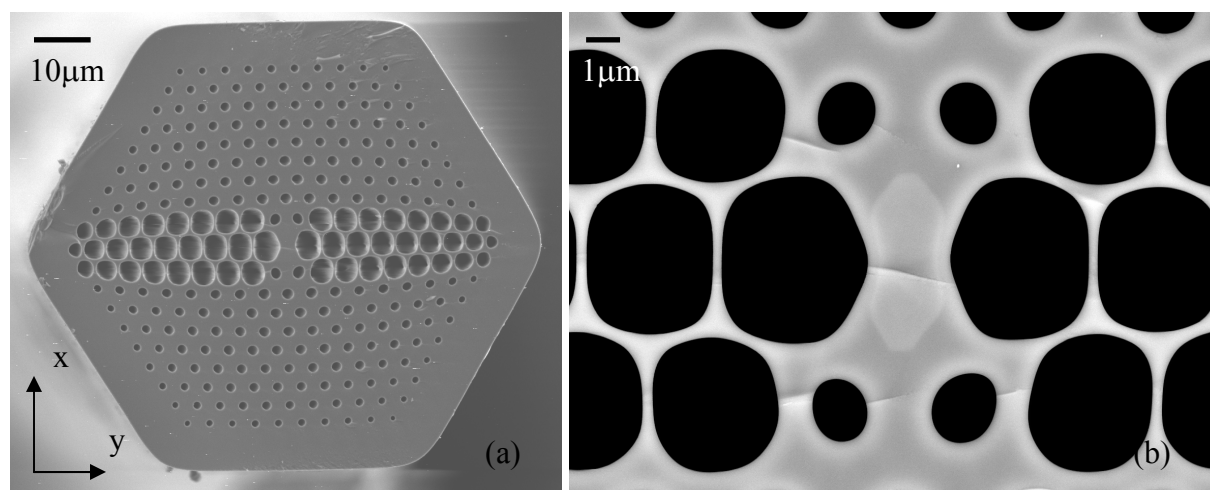
Typ włókna	ϕ [μm]	Λ [μm]	d [μm]	D [μm]	d/Λ	D/Λ	d_{dom_x} [μm]	d_{dom_y} [μm]
światłowód #A	127	3.75	1.7	3.00	0.45	0.80	---	---
światłowód #B	127	3.85	1.7	4.59	0.44	1.19	0.6	0.5

Drugą grupą włókien stosowanych do wytwarzania siatek długookresowych były światłowody o podwyższonej czułości na ciśnienie hydrostatyczne o numerach 090421P1 (włókno #C) oraz 090524P2 (włókno #D). Zostały one zaprojektowane przez Grupę Optyki Światłowodów z Politechniki Wrocławskiej i wykonane przez Zakład Technologii Światłowodów na Uniwersytecie im. Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie. Charakterystycznymi cechami wytworzonych włókien są wysoka czułość polarymetryczna na ciśnienie hydrostatyczne, stosunkowo niewielka czułość na temperaturę oraz prosta struktura umożliwiająca łatwy i powtarzalny proces wytwarzania. Włókna z tej grupy mają inkluzję domieszkowaną germanem (GeO_2) umieszczoną w środku rdzenia, która umożliwia łatwy zapis siatek Bragg, a także minimalizuje straty na spawach światłowodu mikrostrukturalnego

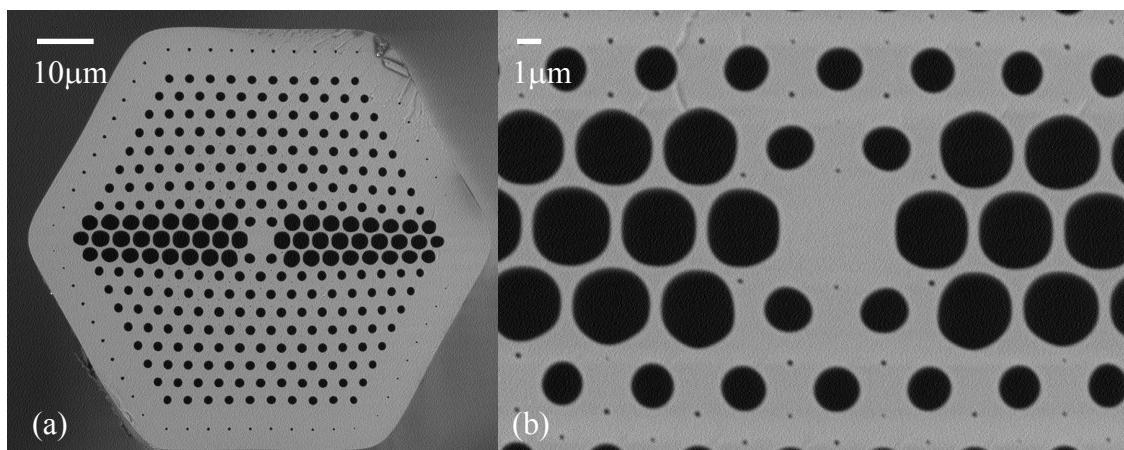
i konwencjonalnego. W celu szerszego porównania właściwości światłowodów o tej konstrukcji, wytworzono jeszcze jedno włókno o numerze 110211/1/0-50 (światłowod #G), które w rdzeniu nie miało domieszki.



Rys. 4.3. Dwójłomny światłowod #C wytworzony przez UMCS z trzema rzędami większych otworów powietrznych i rdzeniem domieszkowanym GeO_2 (3.10 mol %): widok całego przekroju włókna (a) i otoczenie rdzenia (b).



Rys. 4.4. Dwójłomny światłowod #D wytworzony przez UMCS z trzema rzędami większych otworów powietrznych i rdzeniem domieszkowanym GeO_2 (3.10 mol %): widok całego przekroju włókna (a) i okolice rdzenia (b).



Rys. 4.5. Dwójłomny światłowód #G wytworzony przez UMCS z trzema rzędami większych otworów powietrznych i bez rdzenia domieszkowanego GeO_2 : widok całego przekroju włókna (a) i okolice rdzenia (b).

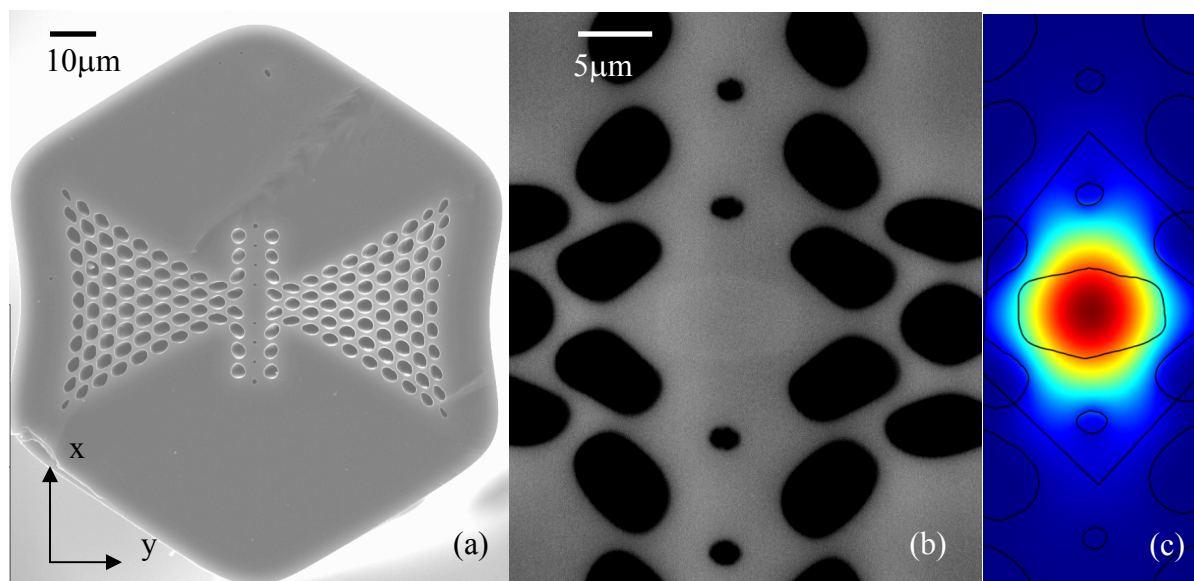
Na rys. 4.3 – 4.5 zostały pokazane przekroje wytworzonych włókien z trzema rzędami dużych otworów powietrznych, a w tabeli 4.2 zebrano parametry geometryczne tych światłowodów.

Tab. 4.2. Parametry geometryczne włókien fotonicznych z trzema rzędami większych otworów powietrznych.

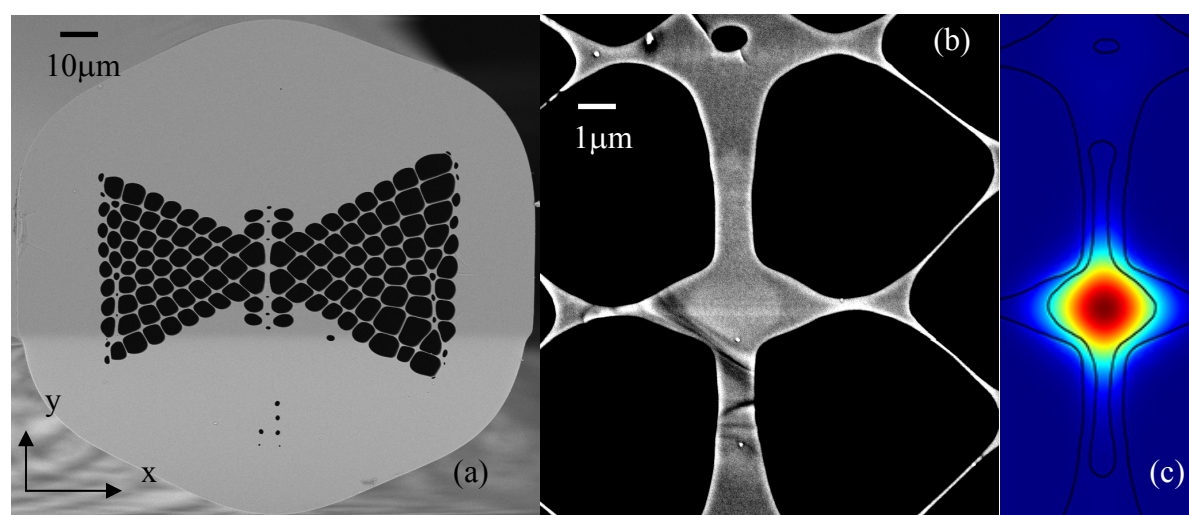
Typ włókna	ϕ [μm]	Λ [μm]	d [μm]	D [μm]	d/Λ	D/Λ	d_{dom_x} [μm]	d_{dom_y} [μm]
światłowód #C	81-82	3.22	1.38	2.64	0.43	0.82	2	2
światłowód #D	71-79	3.78	1.40	3.78	0.37	1.00	5	2
światłowód #G	80-89	3.82	1.90	3.31	0.50	0.87	---	---

W grupie włókien o podwyższonej czułości na ciśnienie znajdują się również światłowody o bardziej skomplikowanej strukturze, w której duże otwory tworzą trójkątny obszar. Charakteryzują się one rekordową czułością na ciśnienie, ale jednocześnie są bardziej czułe na temperaturę niż włókna z trzema rzędami większych otworów. Na rysunkach 4.6 – 4.7 przedstawiono dwa włókna tego typu o numerach 091021 (światłowód #E) oraz 100111/1/700-715 (światłowód #F), w których wytworzono siatki. Te światłowody również mają rdzeń domieszkowany germanem.

Warto zwrócić uwagę na fakt, że we włóknie #E inkluzja domieszkowana GeO_2 ma eliptyczny kształt i jej dłuższa oś jest prostopadła do dwóch rzędów dużych otworów. Z tego powodu dwójłomność modowa indukowana przez inkluzję i dwójłomność geometryczna indukowana przez mikrostrukturę płaszcza mają przeciwne znaki i mogą się kompensować dla pewnej długości fali. Ponieważ dwójłomność geometryczna przeważa dla większych długości fali przyjęto, że oś x układu odniesienia (wskazująca kierunek polaryzacji modu o wyższym współczynniku załamania) jest równoległa do rzędu dużych otworów.



Rys. 4.6. Dwójłomny światłowód #E wytworzony przez UMCS z dużymi otworami tworzącymi obszar trójkątny i rdzeniem domieszkowanym GeO_2 (2.44%): widok całego przekroju włókna (a), okolice rdzenia (b), obliczony rozkład przestrzenny modu podstawowego (c).



Rys. 4.7. Dwójłomny światłowód #F wytworzony przez UMCS z dużymi otworami tworzącymi obszar trójkątny i rdzeniem domieszkowanym GeO_2 (2.44%): widok całego przekroju włókna (a), okolice rdzenia (b), obliczony rozkład przestrzenny modu podstawowego (c).

Tab. 4.3. Parametry geometryczne włókien fotonicznych z dużymi otworami tworzącymi obszar trójkątny.

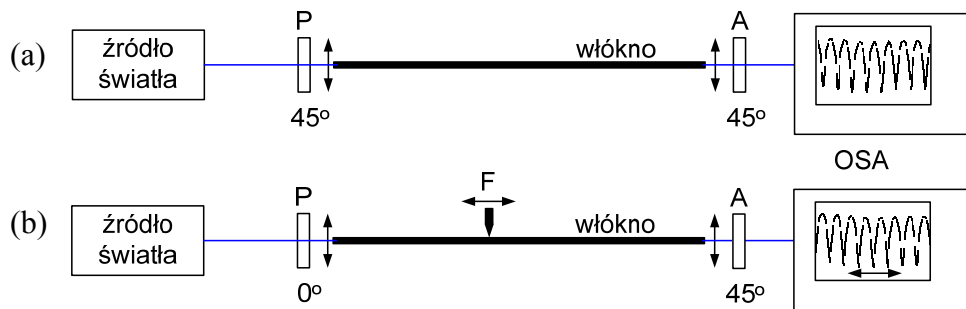
Typ włókna	ϕ [μm]	d_x [μm]	d_y [μm]
światłowód #E	82-85	5.4	5.8
światłowód #F	129-143	5	2.5

W światłowodzie #F rdzeń zawieszony jest na cienkich szklanych mostkach i ma eliptyczny kształt. Z tego powodu mod o polaryzacji horyzontalnej ma większy efektywny współczynnik załamania i dlatego w tym przypadku jako oś x układu odniesienia wybrano kierunek poziomy, rys.4.7a. Ze względu na dużą zmienność średnic dużych otworów w

przekroju obu światłowodów, w tabeli 4.3 podano tylko średnicę zewnętrzną włókien oraz przybliżone wymiary rdzeni.

4.1. Pomiar dwójłomności fazowej i grupowej

Dwójłomność grupową mierzono metodą interferencji spektralnej w układzie, którego schemat pokazano na rys. 4.1.1a. W światłowodzie dwójłomnym o długości L pobudzone dwa tryby polaryzacyjne (azymut polaryzatora $\psi_p = 45^\circ$ względem osi polaryzacyjnych światłowodu) i rejestrowano sygnał interferencyjny przy pomocy optycznego analizatora widma. Prążki interferencyjne powstały w wyniku interferencji trybów polaryzacyjnych, dzięki ustawieniu analizatora na wyjściu światłowodu pod kątem $\psi_A = 45^\circ$ względem kierunków polaryzacji pobudzonych trybów.



Rys. 4.1.1. Schemat układu do pomiaru dwójłomności grupowej (a) i fazowej (b) metodą interferencji spektralnej.

Wyrażenie na różnicę faz pomiędzy trybami polaryzacyjnymi interferującymi na wyjściu włókna ma postać:

$$\Delta\varphi(\lambda) = \frac{2\pi B(\lambda)L}{\lambda}, \quad (4.1.1)$$

gdzie L jest długością badanego włókna, a B dwójłomnością fazową. Po przekształceniu wyrażenia (4.1.1) można wyznaczyć pochodną dwójłomności fazowej po długości fali:

$$\frac{dB(\lambda)}{d\lambda} = \frac{\Delta\varphi(\lambda)}{2\pi L} + \frac{\lambda}{2\pi L} \frac{d\Delta\varphi(\lambda)}{d\lambda}. \quad (4.1.2)$$

Wówczas dwójłomność grupową (3.12) można wyrazić jako:

$$G = B - \lambda \frac{dB}{d\lambda} = \frac{\lambda \Delta\varphi(\lambda)}{2\pi L} - \lambda \frac{\Delta\varphi(\lambda)}{2\pi L} - \lambda \frac{\lambda}{2\pi L} \frac{d\Delta\varphi(\lambda)}{d\lambda} = -\frac{\lambda^2}{2\pi L} \frac{d\Delta\varphi(\lambda)}{d\lambda}. \quad (4.1.3)$$

Ponieważ przyrost fazy pomiędzy kolejnymi prążkami interferencyjnymi w dziedzinie spektralnej jest równy 2π , dwójłomność grupową można wyznaczyć ze wzoru:

$$|G(\lambda_0)| = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda \cdot L}, \quad (4.1.4)$$

gdzie $\Delta\lambda$ jest różnicą długości fali dla kolejnych prążków interferencyjnych, a λ_0 jest średnią długością fali dla tych prążków. Po zarejestrowaniu widma prążkowego w układzie pokazanym na rys. 4.1.1 wyznacza się kolejne odległości międzyprążkowe w dziedzinie spektralnej, a następnie oblicza zależność grupowej dwójłomności od długości fali zgodnie ze wzorem (4.1.4).

Do pomiaru fazowej dwójłomności modowej we włóknach przedstawionych w poprzednim rozdziale wykorzystano metodę punktowego nacisku opisaną w [90] oraz metodę interferencji spektralnej [110, 111]. Schemat układu do pomiaru dwójłomności fazowej metodą spektralną pokazano na rys. 4.1.1b. W badanym włóknie pobudzany jest tylko jeden mod polaryzacyjny (azymut polaryzatora $\psi_p = 0^\circ$). Następnie przykładana jest punktowa siła, co powoduje sprzężenie części światła do modu niepobudzanego. Od punktu przyłożenia siły do końca światłowodu propagują się obydwa mody polaryzacyjne, które po przejściu przez analizator $\psi_A = 45^\circ$ interferują ze sobą. Zasadniczą część pomiaru polega na obserwacji konkretnego prążka interferencyjnego, a dokładnie minimum (lub maksimum) natężenia przypadającego dla pewnej długości fali λ' . Gdy punkt nacisku jest przesuwany o odległość $\Delta L = L_2 - L_1$, wówczas przesunięciu ulega również widmo prążkowe. Obserwując widmo prążkowe na spektrometrze przesuwamy punkt sprzężenia do położenia, w którym dla długości fali λ' pojawi się kolejne minimum natężenia. Oznacza to, że różnica faz pomiędzy interferującymi modami zmieniła się o 2π na skutek przesunięcia punktu sprzężenia o ΔL . Wówczas odległość ΔL odpowiada drodze zdudnienia dla długości fali λ' . Znając L_B można łatwo wyznaczyć dwójłomność fazową posługując się wyrażeniem (2.2).

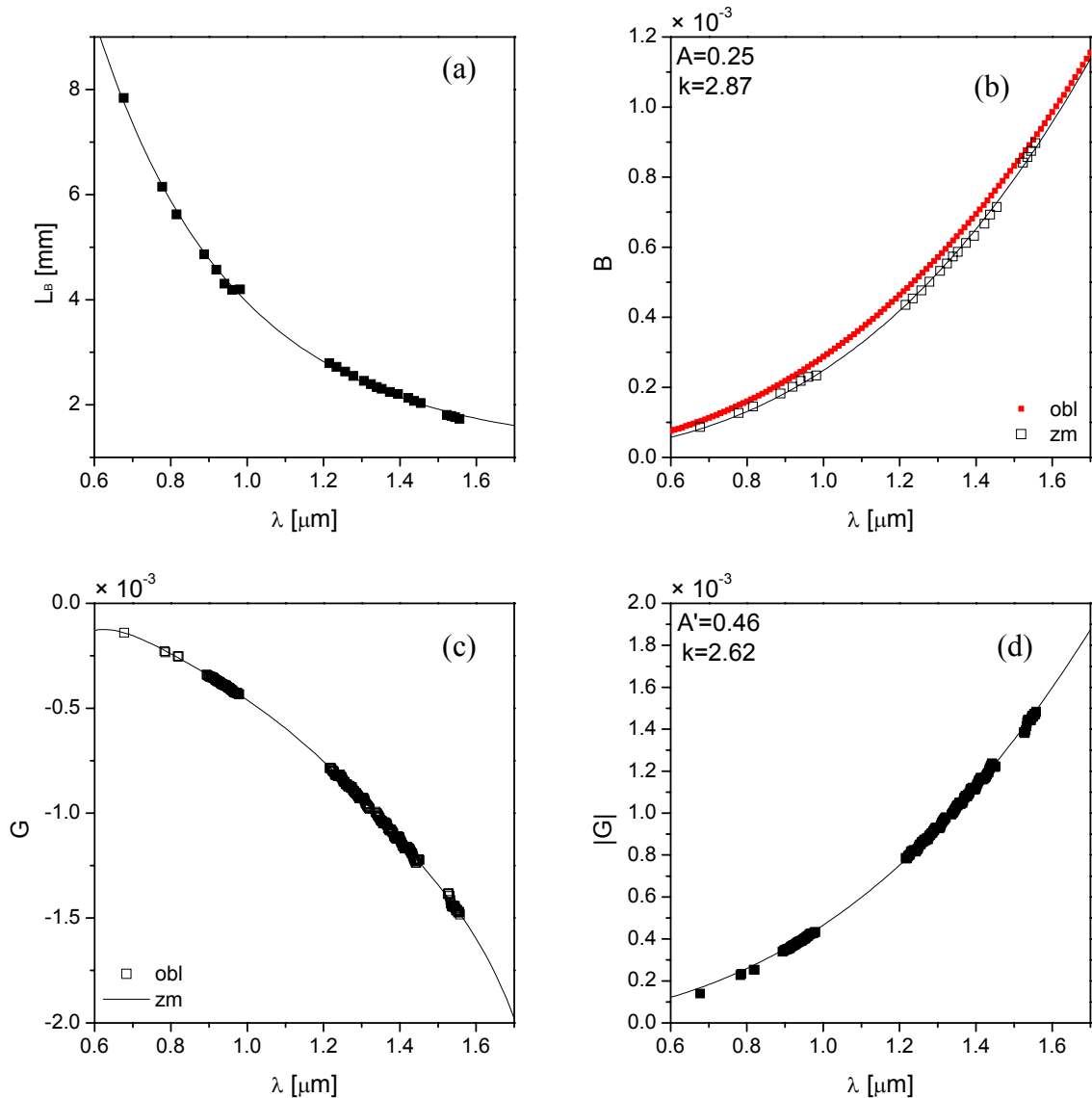
Pełną charakterystykę światłowodu wyznaczano powtarzając pomiary L_B dla różnych długości fali, rys. 4.1.2a. Następnie uzyskane wyniki eksperymentalne $B_{zm}(\lambda)$ aproksymowano funkcją potęgową, rys. 4.1.2b. Przeprowadzono również wzajemną weryfikację wyników pomiaru. Na podstawie wyznaczonego przebiegu dwójłomności grupowej (rys. 4.1.2c) obliczano dwójłomność fazową i porównywano z wartościami zmierzonymi. Wartość bezwzględna dwójłomności grupowej przybliżano następującą funkcją potęgową:

$$|G(\lambda)| = A' \lambda^k. \quad (4.1.5)$$

W takim przypadku dwójłomność fazową można przedstawić jako:

$$B(\lambda) = \frac{A'}{1-k} \lambda^k. \quad (4.1.6)$$

Zatem wyznaczenie stałych A' i k na podstawie aproksymacji zmierzonego przebiegu dwójłomności grupowej (rys. 4.1.2d) pozwala wyznaczyć zależność dwójłomności fazowej od długości fali, (czerwona krzywa na rys. 4.1.2b).



Rys. 4.1.2. Wyniki pomiaru drogi zdudnienia (a) i wyznaczona na tej podstawie dwójłomność fazowa (b) przybliżona funkcją potęgową. Zmierzona dwójłomność grupowa (c) oraz jej przybliżenie potęgowe (d). Czarne punkty odpowiadają wartościom zmierzonym, czerwone – obliczonym.

4.2. Światłowody o zerowej dwójłomności fazowej lub grupowej

Wynalezienie światłowodów fonicznych otworzyło drogę do projektowania w sposób niemal nieograniczony właściwości propagacyjnych i czujnikowych takich włókien poprzez odpowiedni dobór mikrostruktury płaszczu. Przykładem mogą być chociażby światłowody o wysokiej dwójłomności omówione w poprzednim rozdziale, które znacznie różnią się układem otworów powietrznych w płaszczu, a w konsekwencji także właściwościami metrologicznymi. W pierwszej grupie włókien (#A i #B) dwójłomność geometryczna indukowana jest poprzez dwa duże otwory umiejscowione w pobliżu rdzenia. Natomiast w drugiej grupie światłowodów (#C, #D i #G) dużą dwójłomność geometryczną oraz polarymetryczną czułość na ciśnienie hydrostatyczne uzyskano dzięki trzem rzędom większych otworów powietrznych w płaszczu. Dodatkowo, pewien wkład do dwójłomności geometrycznej wnosi eliptyczny (lub zbliżony do eliptycznego) obszar domieszkowany GeO_2 umiejscowiony w środku rdzenia (światłowody nr #C oraz #D). Pomimo różnych konstrukcji tych włókien można zauważyć, że w obu przypadkach przebiegi dwójłomności fazowej mają ten sam charakter, tzn. rosną potęgowo wraz z długością fali jak λ^k , gdzie, k – wykładnik potęgi zależny od konstrukcji włókna. Jest to typowy przebieg dwójłomności fazowej we włóknach fonicznych z dwójłomnością pochodzenia geometrycznego. W takim przypadku dwójłomność fazową można przedstawić jako:

$$B(\lambda) = A\lambda^k, \quad (4.2.1)$$

co w konsekwencji daje następujące wyrażenie na dwójłomność grupową:

$$G(\lambda) = B(\lambda) - \lambda \frac{dB(\lambda)}{d\lambda} = A\lambda^k (1 - k). \quad (4.2.2)$$

Dla wartości $k > 1$ B i G mają przeciwne znaki, co jest typową cechą światłowodów fonicznych z dwójłomnością pochodzenia geometrycznego. Sytuacja ulega istotnej zmianie, jeśli do mikrostruktury płaszczu zostaną wprowadzone elementy naprężające, które indukują dodatkową dwójłomność pochodzenia naprężeniowego, która słabo zależy od długości fali. W takim przypadku całkowitą dwójłomność fazową światłowodu można przedstawić jako:

$$B(\lambda) = B_0 + A\lambda^k, \quad (4.2.3)$$

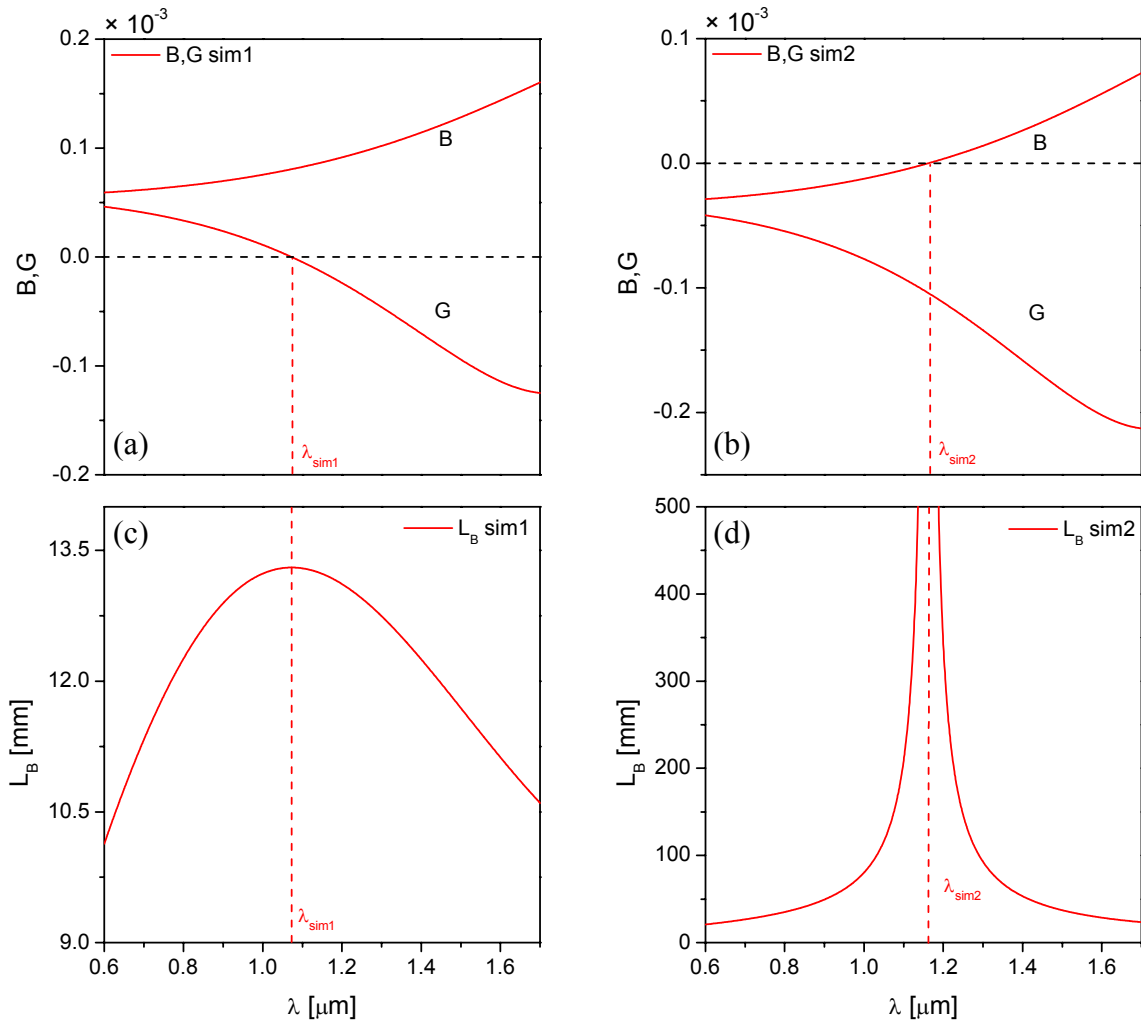
gdzie B_0 reprezentuje dwójłomność pochodzenia naprężeniowego. Znak B_0 może być taki sam lub przeciwny w stosunku do znaku dwójłomności geometrycznej. Kontrolę znaku B_0

uzyskuje się poprzez odpowiedni dobór orientacji elementów naprężających względem mikrostruktury włókna. Dwójłomność grupową można w takim przypadku przedstawić jako:

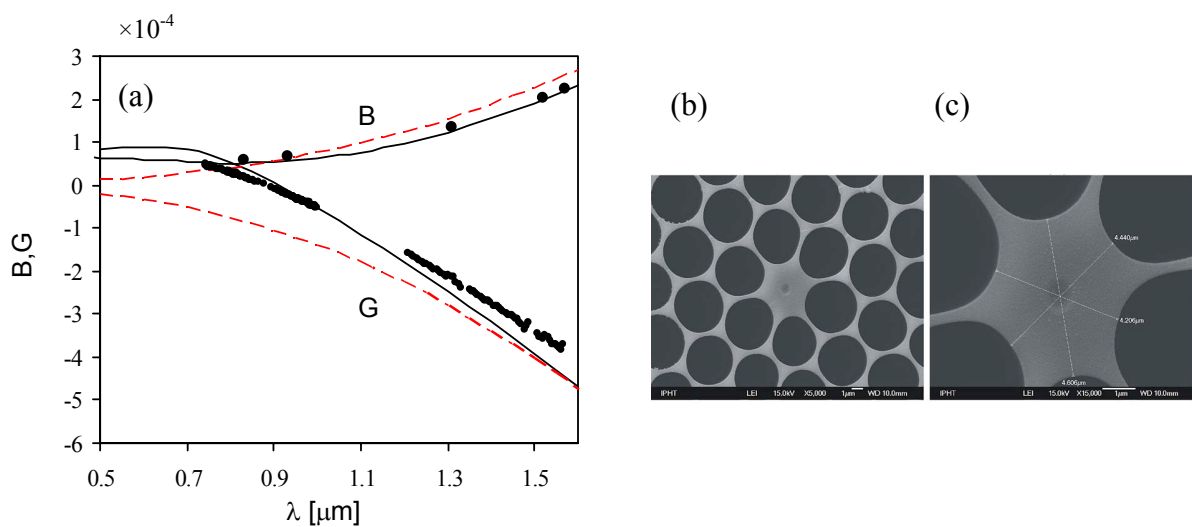
$$G(\lambda) = B_0 + A\lambda^k(1-k). \quad (4.2.4)$$

Dla większości światłowodów mikrostrukturalnych k przyjmuje wartość około 2, zatem drugi składnik w powyższym wzorze jest zawsze ujemny. Dla małych długości fali bezwzględna wartość składnika $A\lambda^k(1-k)$ jest mniejsza od B_0 , zatem $G(\lambda) > 0$. Natomiast dla fal dłuższych składnik $A\lambda^k(1-k)$ przeważa nad B_0 , co spowoduje, że dwójłomność grupowa zmienia znak. W takich światłowodach zawsze istnieje charakterystyczna długość fali, dla której $G(\lambda_0) = 0$ (rys. 4.2.1a). Ciekawy przebieg w funkcji długości fali ma również droga zdudnienia w takim włóknie. Na rys. 4.2.1a i 4.2.1c pokazano przebiegi dwójłomności fazowej i grupowej oraz drogi zdudnienia w funkcji długości fali dla hipotetycznego włókna, dla którego zerowa dwójłomność grupowa występuje dla $\lambda_{sim1} = 1.07 \mu\text{m}$ (rys. 4.2.1a). Wyraźnie widać, że w miejscu zerowania się dwójłomności grupowej (λ_{sim1}) występuje ekstremum drogi zdudnienia. Z kolei na rys. 4.2.1b i 4.2.1d przedstawiono przebiegi $B(\lambda)$, $G(\lambda)$ oraz $L_B(\lambda)$ dla kolejnego hipotetycznego włókna o zerowej dwójłomności fazowej występującej dla $\lambda_{sim2} = 0.86 \mu\text{m}$ (rys. 4.2.1b). W tym przypadku obserwuje się ucieczkę L_B do nieskończoności w miejscu zerowania się dwójłomności fazowej.

Rzeczywiste włókno, dla którego dwójłomność grupowa zmienia znak dla pewnej długości fali zostało przedstawione po raz pierwszy w [112]. W tym przypadku niedispersyjna część dwójłomności pochodzi od eliptycznej inkluzji domieszkowanej GeO_2 umiejscowionej w środku rdzenia, rys. 4.2.2. Ze względu na orientację elipsy obie składowe dwójłomności fazowej mają taki sam znak. Wprowadzenie domieszkowanej inkluzji powoduje również obniżenie dwójłomności geometrycznej w zakresie długofalowym, ponieważ poprawia uwięzienie modu w rdzeniu światłowodu i zmniejsza jego oddziaływanie z mikrostrukturalnym płaszczem. W efekcie obecność eliptycznej domieszki w rdzeniu powoduje wzrost dwójłomności fazowej w zakresie krótkofalowym oraz spłaszczenie jej zależności spektralnej. W konsekwencji, zgodnie z wyrażeniem (4.2.4), dwójłomność grupowa zmienia znak dla długości fali $\lambda_0 = 0.88 \mu\text{m}$ [112], co zostało potwierdzone zarówno bezpośrednimi pomiarami dwójłomności grupowej jak i symulacjami numerycznymi.

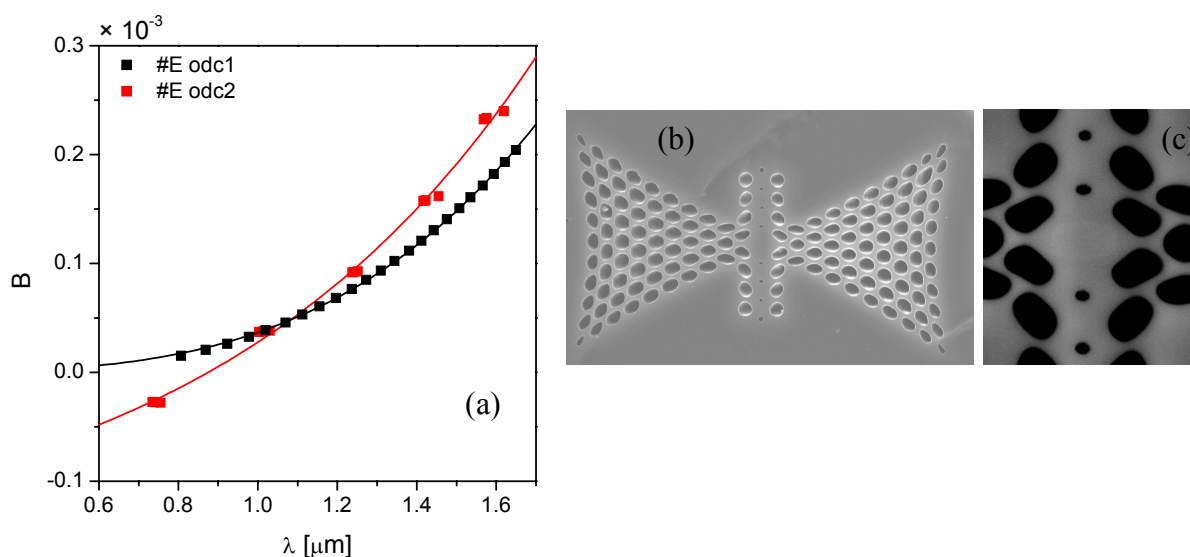


Rys. 4.2.1. Obliczony przebieg dwójłomności fazowej i grupowej w funkcji długości fali dla hipotetycznego włókna, dla którego dwójłomność grupowa zeruje się dla $\lambda_{sim1}=1.07 \mu\text{m}$ (a) oraz dla włókna, dla którego dwójłomność fazowa zeruje się dla $\lambda_{sim2}=1.17 \mu\text{m}$ (b). Drogi zdudnienia w funkcji długości fali dla obu typów włókien, odpowiednio (c) i (d).



Rys. 4.2.2. Obliczone przebiegi dwójłomności fazowej i grupowej w funkcji długości fali. Czerwona krzywa pokazuje wkład do dwójłomności pochodzący od mikrostruktury płaszczka, czarna krzywa – całkowita dwójłomność pochodząca od płaszczka i domieszkowanej inkluzji z uwzględnieniem naprężeń. Czarne punkty – zależności zmierzone dla tego włókna (a). Zdjęcia SEM mikrostruktury włókna (b) oraz rdzenia wraz z obszarem domieszkowanym (c) [112].

Innym przykładem na wzajemną interakcję dwóch sposobów indukowania dwójłomności jest włókno #E, pokazane na rys. 4.2.3. W tym przypadku słabo domieszkowana inkluzja umieszczona w rdzeniu ma orientację substraktywną w stosunku do mikrostruktury płaszczka. Z tego powodu dwójłomność fazowa indukowana przez inkluzję i mikrostrukturę płaszczka mają przeciwne znaki, dzięki czemu wypadkowa dwójłomność fazowa włókna zmienia znak w zakresie krótkofalowym. Ponieważ parametry geometryczne włókna #E zmieniają się wzdłuż jego długości, efekt zerowania się dwójłomności fazowej obserwowano tylko w niektórych odcinkach włókna.

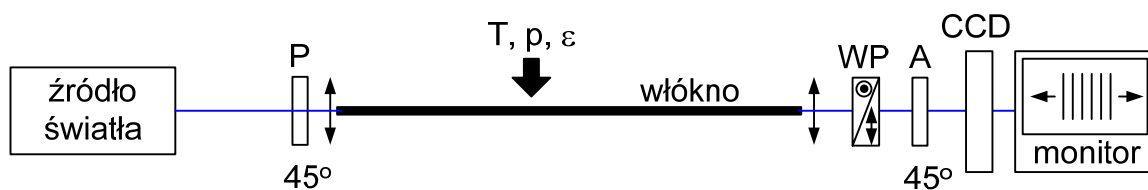


Rys. 4.2.3. Porównanie dwójłomności fazowej zmierzonej w początkowym odcinku włókna #E (czarne krzywe) oraz w odcinku oddalonym o około 6 m od początku włókna z wyraźnie widoczną zmianą znaku w zakresie krótkofalowym (czerwone krzywe) (a). Zdjęcie SEM mikrostruktury włókna (b) oraz rdzenia wraz z obszarem domieszkowanym (c).

4.3. Pomiar czułości włókien mikrostrukturalnych na parametry zewnętrzne

Standardowe światłowody dwójłomne mogą być z powodzeniem stosowane jako aktywne elementy czujników polarymetrycznych lub interferencyjnych [113]. Problemem jest jednak ich duża czułość na temperaturę, co wymaga skomplikowanych sposobów kompensacji wpływu temperatury na wynik pomiaru. Światłowody mikrostrukturalne mogą mieć o rząd mniejszą polarymetryczną czułość na temperaturę [114], a w przypadku specjalnej konstrukcji mogą być całkowicie nieczułe na ten parametr dla pewnej długości fali [79]. Jednocześnie, dzięki zastosowaniu włókien z trzema rzędami większych otworów powietrznych w płaszczu lub z dużymi otworami tworzącymi obszar trójkątny [78], możliwe jest uzyskanie bardzo dużej czułości na ciśnienie $-126 \text{ rad} \times \text{MPa}^{-1} \text{ m}^{-1}$ dla długości fali $1.55 \mu\text{m}$ [115].

Aby zmierzyć czułość polarymetryczną pobudzone na wejściu światłowodu obydwie mody polaryzacyjne (rys. 4.3.1) ustawiając azymut polaryzatora na $\psi_p = 45^\circ$. Na wyjściu włókna ustawiono pryzmat Wollastona tak, aby fale własne pryzmatu odpowiadały modom światłowodu ($\psi_{WP} = 0^\circ$) oraz analizator pod kątem $\psi_A = 45^\circ$. Kameralą CCD rejestrowano przestrzenne prążki interferencyjne, które pod wpływem temperatury, ciśnienia lub rozciągania zmieniały położenie. Metoda ta została szczegółowo omówiona w [93], gdzie ponadto podano sposób identyfikowania znaku czułości. Użycie układu pomiarowego z rys. 4.3.1 pozwala zatem wyznaczyć wielkość $\Delta M/\Delta X$ (3.11), która po podstawieniu do wzoru (3.8) daje K_X . Pomiar przeprowadzono w całym użytecznym zakresie spektralnym.

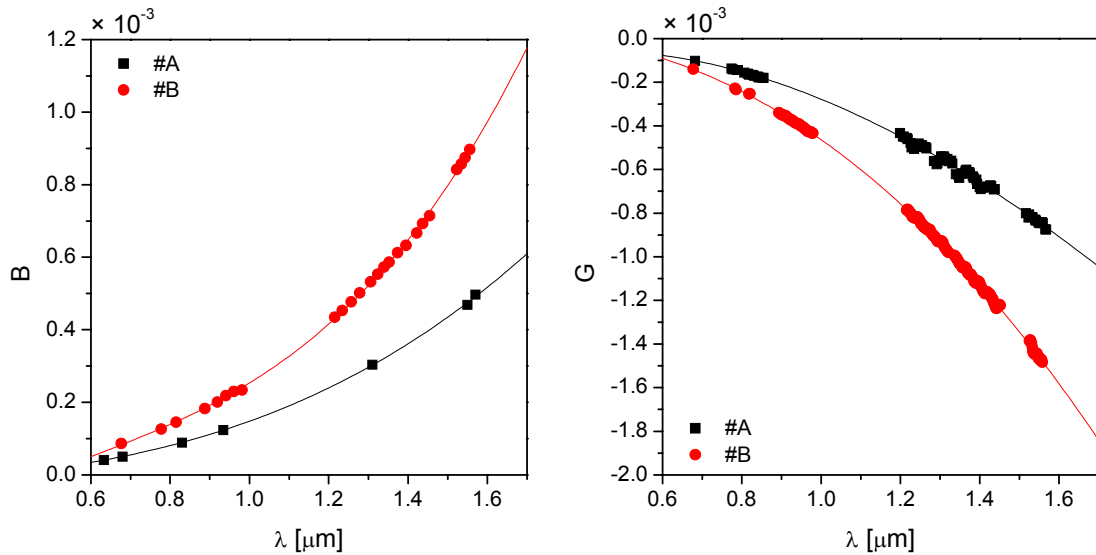


Rys. 4.3.1. Schemat układu do pomiaru czułości na temperaturę, ciśnienie lub rozciąganie.

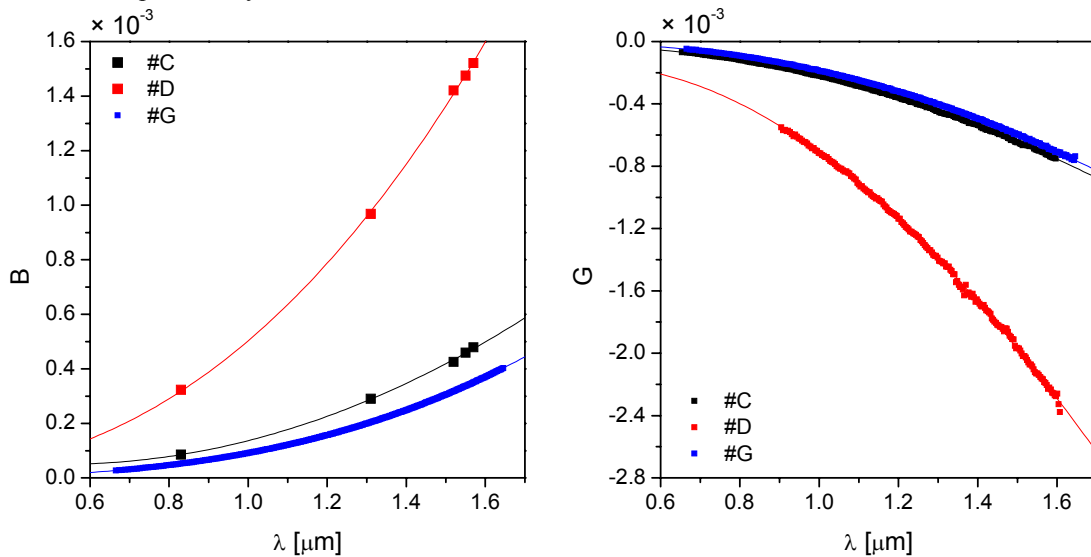
4.4. Wyniki charakteryzacji włókien światłowodowych

Na rys. 4.4.1 – 4.4.3 przedstawiono przebiegi dwójłomności fazowej i grupowej światłowodów wykorzystanych do wytwarzania długookresowych siatek polaryzacyjnych. Największą dwójłomnością fazową równą $B = 1.48 \times 10^{-3}$ dla $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ charakteryzuje się światłowód #D, natomiast włókno #E ma aż o rząd mniejszą dwójłomność fazową równą $B = 0.15 \times 10^{-3}$. Zmierzone przebiegi dwójłomności silnie zależą od długości fali, co jest typową cechą światłowodów fotonicznych.

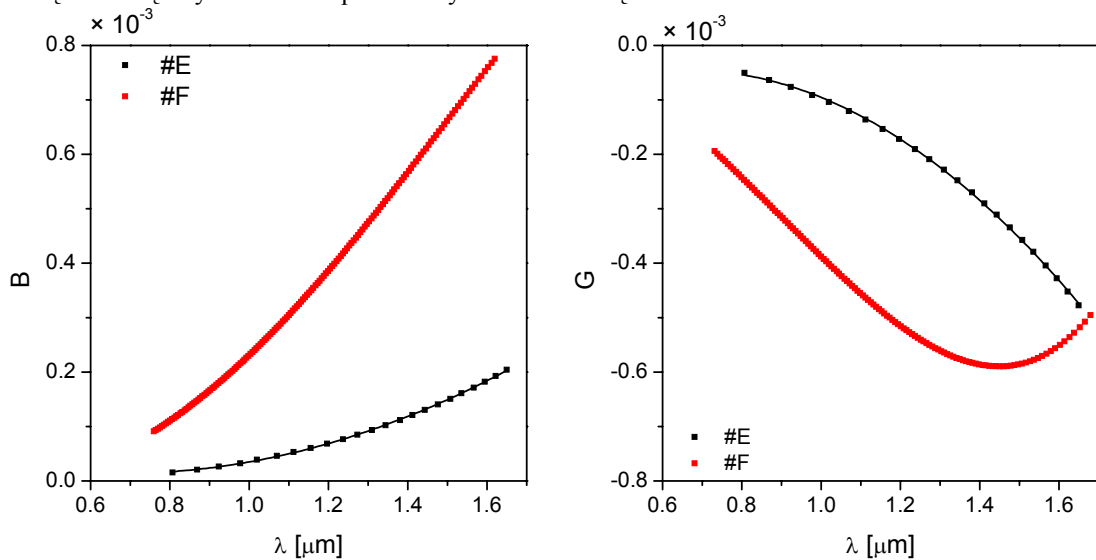
Wspomniano już w rozdziale 4, że w światłowodzie #E, ze względu na specyficzną konstrukcję mikrostruktury oraz orientację eliptycznej inkluzji domieszkowanej GeO_2 , może pojawiać się efekt zerowania się dwójłomności fazowej w zakresie krótkofalowym. Jednak efekt ten nie występował we wszystkich badanych odcinkach włókna #E, ponieważ parametry geometryczne wzdłuż długości włókna nie były stałe.



Rys. 4.4.1. Zmierzona zależność dwójłomności fazowej B i grupowej G od długości fali dla włókien z dwoma dużymi otworami powietrznymi o numerach #A oraz #B.

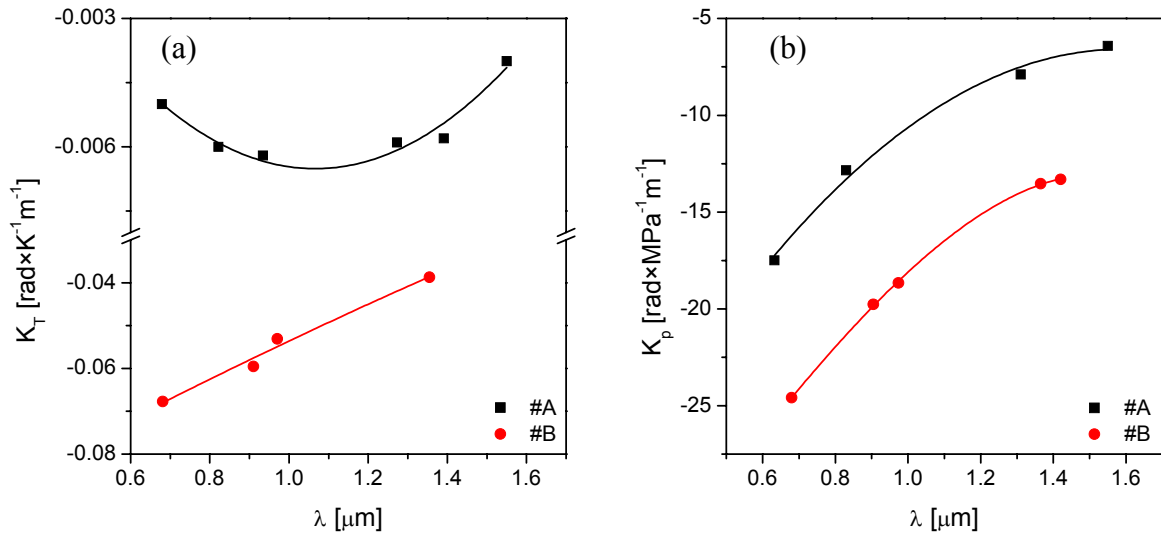


Rys. 4.4.2. Zmierzony przebieg dwójłomności fazowej B i grupowej G w funkcji długości fali dla włókien z trzema rzędami większych otworów powietrznych z domieszką w rdzeniu #C i #D oraz bez domieszki #G.

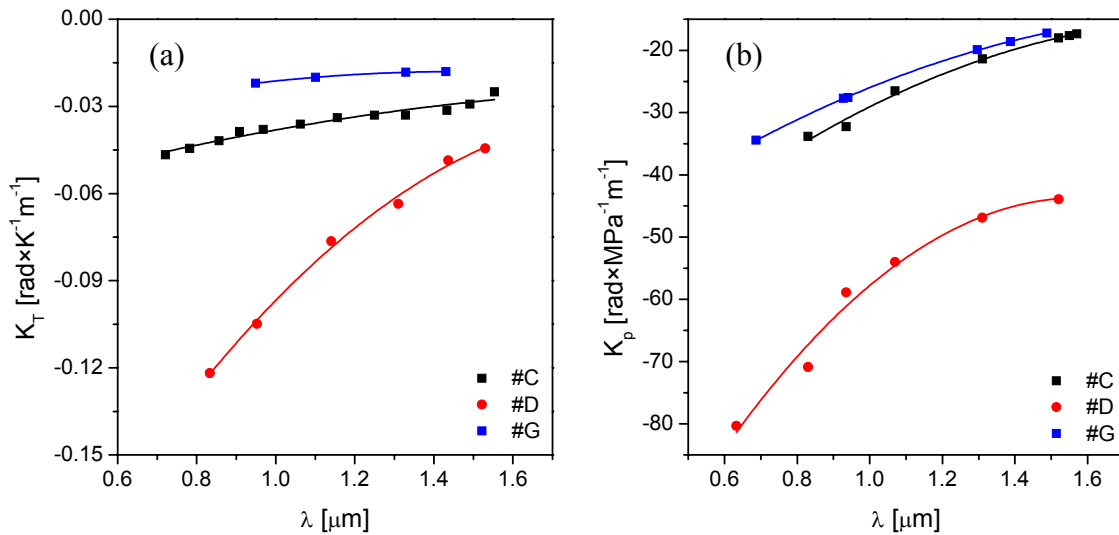


Rys. 4.4.3. Zmierzony przebieg dwójłomności fazowej B i grupowej G w funkcji długości fali dla włókien z dużymi otworami tworzącymi trójkątny obszar o numerach #E oraz #F.

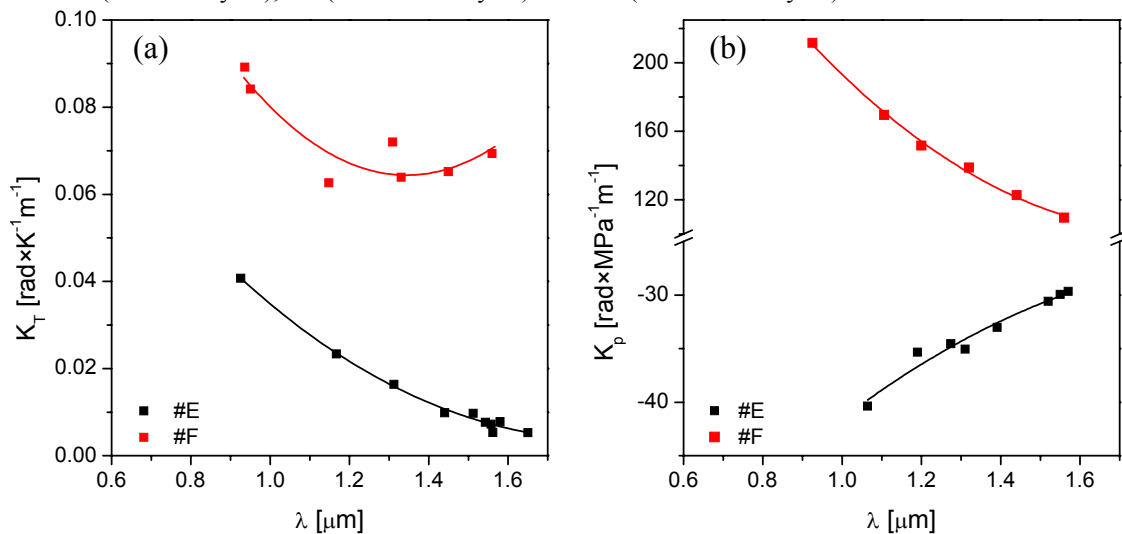
Na rys. 4.4.4 – 4.4.6 przedstawiono zmierzone czułości na temperaturę i ciśnienie dla wszystkich światłowodów oraz czułość na rozciąganie dla wybranych włókien. Włókno #A ma bardzo ciekawe charakterystyki czujnikowe. Jego czułość na ciśnienie jest stosunkowo duża ($-7.5 \text{ rad} \times \text{MPa}^{-1} \text{m}^{-1}$ dla $1.55 \text{ } \mu\text{m}$) i jednocześnie czułość na temperaturę jest bardzo mała i wynosi $-0.004 \text{ rad} \times \text{K}^{-1} \text{m}^{-1}$, co umożliwia zastosowanie tego włókna jako elementu aktywnego w czujnikach do pomiarów ciśnienia. Ponadto, jak pokazano w pracy [79], poprzez odpowiedni dobór stałej sieci włókna typu Blaze można uzyskać zerową wartość polarymetrycznej czułości K_T dla pewnej długości fali. Jeszcze lepszy stosunek $K_p / K_T = -4270 \text{ K/MPa}$ dla $1.55 \text{ } \mu\text{m}$ ma włókno #E. Zastosowanie takich włókien do pomiarów ciśnienia nie wymaga kompensacji temperaturowej, co jest obecnie ograniczeniem większości konwencjonalnych czujników światłowodowych. Pozostałe światłowody mają o rząd większą czułość na temperaturę i jednocześnie kilku- lub kilkunastokrotnie większą czułość na ciśnienie. Zmierzone wartości dwójłomności oraz czułości dla wszystkich włókien zebrano w tabeli 4.4.1. Tylko dla światłowodów #E i #F czułości na temperaturę mają znak dodatni (podczas pomiaru wraz ze zwiększaniem temperatury prążki spektralne przesuwają się w kierunku krótkofalowym). Natomiast czułości na ciśnienie dla wszystkich włókien, oprócz światłowodu #F, są ujemne. Ponieważ czułość na temperaturę zależy głównie od materiału włókna, to w światłowodach #E i #F o znaku czułości K_T decyduje obecność domieszkowanego rdzenia, który wprowadza dwójłomność subtraktywną w stosunku do dwójłomności geometrycznej. Czułość na ciśnienie zależy głównie od geometrii, a ponieważ w światłowodzie #F osie główne są inaczej zorientowane niż w światłowodzie #E powoduje to dodatni znak K_p .



Rys. 4.4.4. Polarymetryczna czułość na temperaturę (a) i ciśnienie (b) zmierzona w funkcji długości fali dla włókna #A i #B.

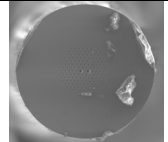
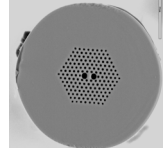
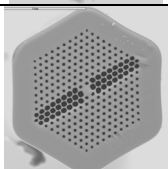
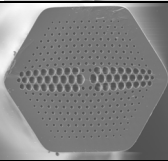
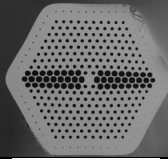
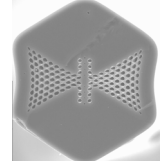
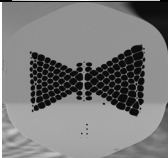


Rys. 4.4.5. Polarymetryczna czułość na temperaturę (a) i ciśnienie (b) zmierzona w funkcji długości fali dla włókien #C (czarne krzywe), #D (czerwone krzywe) oraz #G (niebieskie krzywe).



Rys. 4.4.6. Polarymetryczna czułość na temperaturę (a) i ciśnienie (b) zmierzona w funkcji długości fali dla włókien #E i #F.

Tab. 4.4.1. Porównanie dwójłomności fazowych i grupowych oraz czułości na temperaturę i ciśnienie dla wszystkich światłowodów stosowanych do wytwarzania długookresowych siatek polaryzacyjnych dla długości fali $\lambda=1.55 \mu\text{m}$.

Nr włókna	SEM	B @ $1.55 \mu\text{m}$	G @ $1.55 \mu\text{m}$	K_T [rad \times K $^{-1}$ m $^{-1}$] @ $1.55 \mu\text{m}$	K_p [rad \times MPa $^{-1}$ m $^{-1}$] @ $1.55 \mu\text{m}$
#A		0.47×10^{-3}	-0.85×10^{-3}	-0.004	-7.5
#B		0.90×10^{-3}	-1.46×10^{-3}	-0.035	-12.2
#C		0.46×10^{-3}	-0.70×10^{-3}	-0.025	-17.6
#D		1.48×10^{-3}	-2.20×10^{-3}	-0.057	-43.3
#G		0.34×10^{-3}	-0.65×10^{-3}	-0.018	-16.6
#E		0.17×10^{-3}	-0.39×10^{-3}	0.007	-29.9
#F		0.65×10^{-3}	-0.66×10^{-3}	0.069	109.5

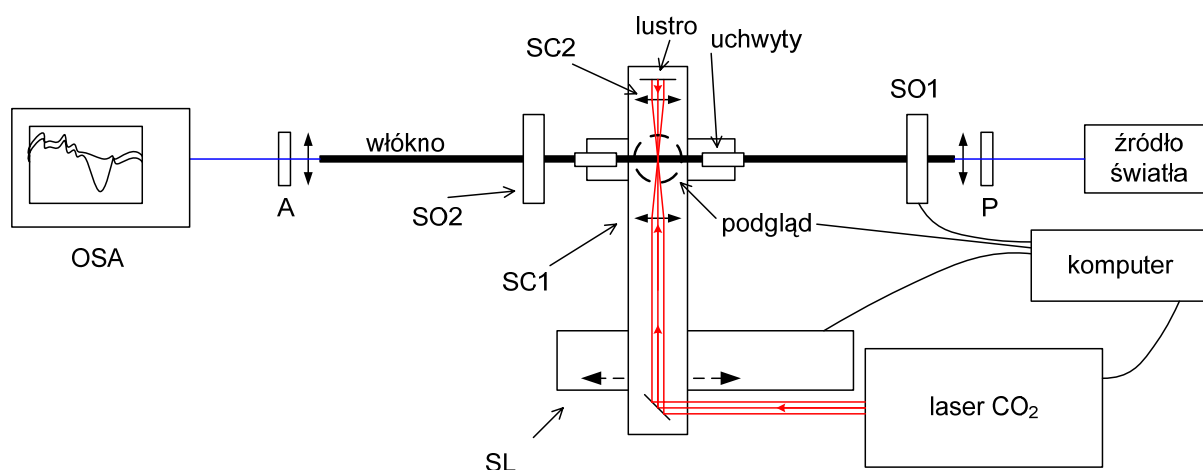
5. Wytwarzanie siatek długookresowych

W ramach niniejszej rozprawy opracowano dwie metody wytwarzania siatek długookresowych. W pierwszej z nich wykorzystywano wiązkę lasera CO₂ do podtapiania włókna, a w drugiej łuk elektryczny. Przeprowadzone testy pokazały, że metoda wykorzystująca laser CO₂ zapewnia lepszą kontrolę procesu fabrykacji, a przez to większe możliwości kształtowania właściwości transmisyjnych wytworzonych siatek.

5.1. Układ do wytwarzania siatek długookresowych przy pomocy lasera CO₂

Układ do zapisu siatek długookresowych przy pomocy lasera CO₂ (rys. 5.1.1) składa się z trzech podukładów spełniających następujące funkcje:

- pomiar widma transmisyjnego,
- sterowanie wiązką laserową i stolikami obrotowymi,
- kontrola skręcenia włókna.

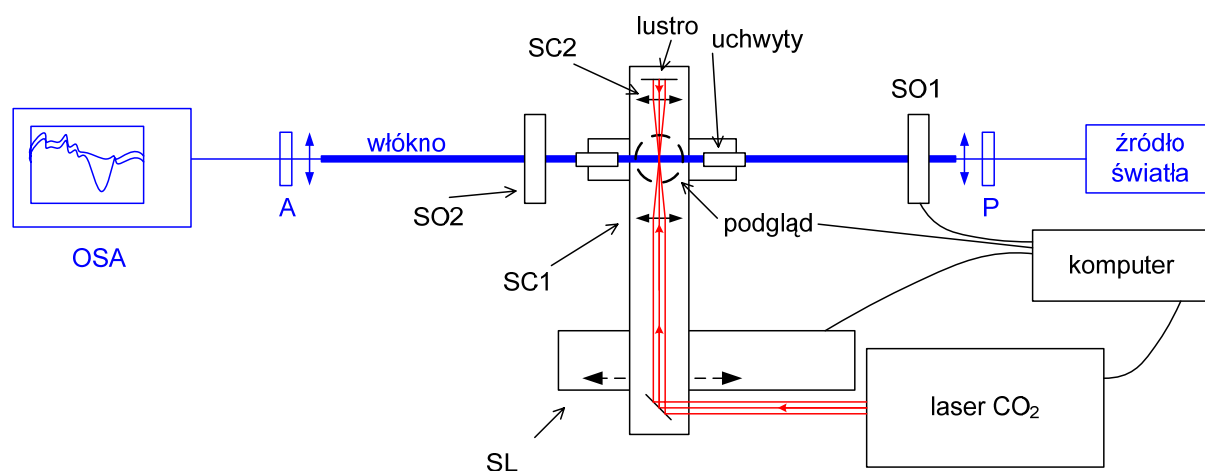


Rys. 5.1.1. Układ do zapisu siatek długookresowych przy pomocy lasera CO₂; SO – stolik obrotowy, SL – stolik liniowy, SC – soczewka cylindryczna, P – polaryzator, A – drugi polaryzator wyjściowy (analyzer), OSA – optyczny analizator widma.

5.1.1. Pomiar widma transmisyjnego

W skład podukładu do pomiaru widma transmisyjnego wchodzi: źródło światła (lampa ksenonowa, halogenowa lub superkontinuum), polaryzator liniowy P, obiektyw mikroskopowy wejściowy, włókno fotoniczne, w którym zapisywana jest siatka, obiektyw wyjściowy, analizator liniowy A oraz optyczny analizator widma (OSA), rys. 5.1.1.1. Światło o szerokim zakresie spektralnym od 0.6 do 1.7 μm było wprowadzane do włókna, a sygnał

wyjściowy rejestrowano przy pomocy optycznego analizatora widma. Podczas fabrykacji siatki rejestrowano sygnały transmisyjne po wykonaniu każdego przewężenia, które później wykorzystywano do oceny procesu budowania się siatki.

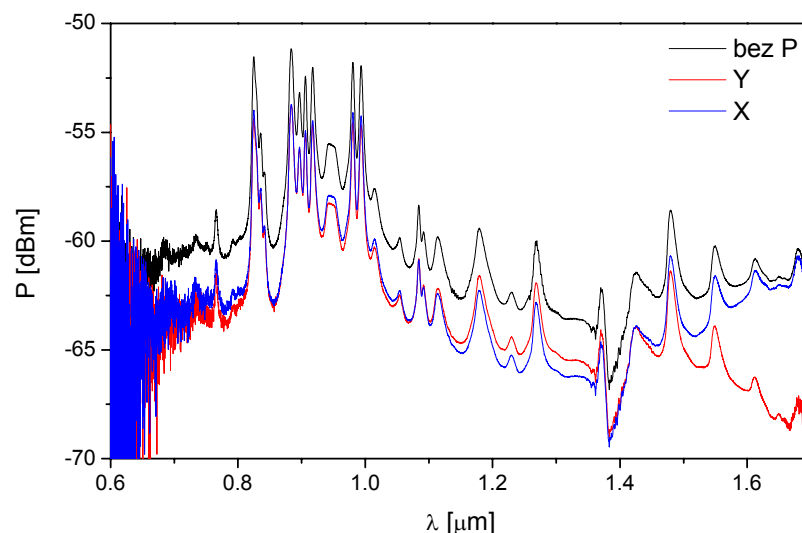


Rys. 5.1.1.1. Układ do zapisu siatek długookresowych przy pomocy lasera CO₂ – podukład do pomiaru widma transmisyjnego (wyróżniony na niebiesko).

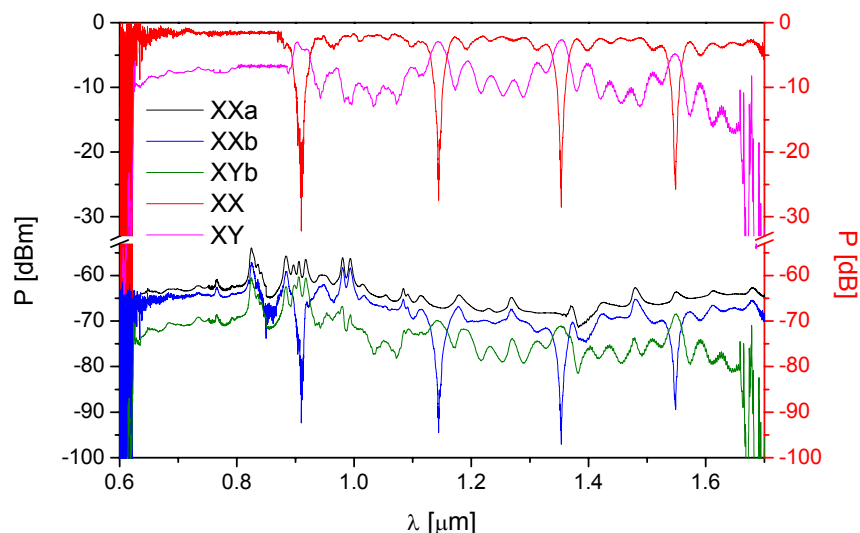
Podczas fabrykacji polaryzacyjnych siatek długookresowych pierwszy z sygnałów rejestrowano bez użycia polaryzatorów (w świetle niespolaryzowanym). Następnie wprowadzano do układu polaryzator liniowy P i ustawiano jego kierunek transmisji zgodnie z jedną z osi polaryzacyjnych światłowodu, np. zgodnie z osią X. Zarejestrowano sygnał na wyjściu włókna dla pobudzonej polaryzacji X, a następnie po obróceniu polaryzatora o 90° dla pobudzonej polaryzacji Y. W wyniku odjęcia tych dwóch sygnałów można określić, czy włókno wykazuje straty polaryzacyjne (PDL). Kolejne sygnały rejestrowano po dodaniu na wyjściu włókna analizatora A i ustawieniu go zgodnie z azymutem polaryzacji pobudzonej na wejściu włókna. W ten sposób obserwowano sygnały transmisyjne dla polaryzacji X oraz, po obróceniu obu polaryzatorów o 90°, dla polaryzacji Y. Aby uprościć oznaczenia rejestrowanych sygnałów przyjęto następującą konwencję:

- a) sygnały zarejestrowane z jednym polaryzatorem (pobudzenie) oznaczano odpowiednio przez X i Y, w zależności od azymutu polaryzatora na wejściu,
- b) sygnały zarejestrowane z użyciem polaryzatora i analizatora odpowiednio przez XX, YY, XY, YX, przy czym pierwsza litera oznacza kierunek przepuszczania polaryzatora, a druga analizatora.

Zestaw przykładowych sygnałów zarejestrowanych przed zapisaniem siatki dla jednego z włókien fonicznych o długości około 1.8 m przedstawiono na rys. 5.1.1.2. Wyraźnie widoczna różnica pomiędzy sygnałami X i Y wskazuje, że włókno polaryzuje w zakresie długofalowym.



Rys. 5.1.1.2. Sygnały rejestrowane przed wytworzeniem siatki: czarna krzywa – transmisja w świetle niespolaryzowanym (bez polaryzatora), czerwona krzywa – pobudzona polaryzacja Y, niebieska krzywa – pobudzona polaryzacja X. Piki widoczne w zarejestrowanych widmach pochodzą od lampy ksenonowej użytej do pomiaru.



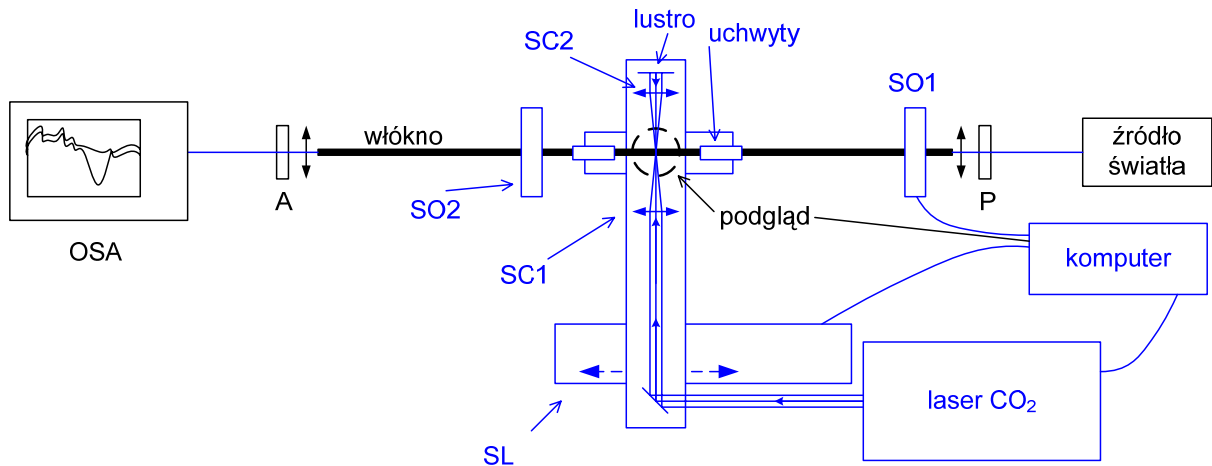
Rys. 5.1.1.3. Odejmowanie sygnałów transmisyjnych rejestrowanych podczas zapisu siatki: czarna krzywa – transmisja XXa bez zapisanej siatki, niebieska krzywa – transmisja XXb po zapisaniu siatki, zielona krzywa – transmisja XYb po zapisaniu siatki, czerwona krzywa – sygnał różnicowy, odpowiedź samej siatki dla polaryzacji XX (XXb-XXa), różowa krzywa – sygnał różnicowy, odpowiedź samej siatki dla polaryzacji XY (XYb-XXa).

W trakcie zapisu siatki obserwowano tylko jeden sygnał, np. XX, aby obrót polaryzatorów nie zaburzał sprzężenia źródła z włóknem i włókna z analizatorem widma podczas procesu zapisu. Po otrzymaniu satysfakcjonujących głębokości rezonansów siatki zakończono proces zapisu i rejestrowano sygnały dla drugiej polaryzacji YY oraz sygnały w tzw. wygaszeniu: XY oraz YX w celu potwierdzenia sprzęgania między modami polaryzacyjnymi. Aby ułatwić obserwację widm i uzyskać odpowiedź od samej siatki w trakcie jej budowania, od rejestrowanego sygnału odejmowano zawsze widmo XXa zapamiętane przed zapisaniem

siatki, którego piki są związane z charakterystyką emisyjną używanego źródła światła (najczęściej lampy ksenonowej), rys. 5.1.1.3.

5.1.2. Podukład sterowania wiązką laserową i stolikami obrotowymi

Wewnętrzny układ optyczny kieruje wiązkę z lasera CO₂ ($\lambda = 10.64 \mu\text{m}$) wraz z wiązką pilotującą $\lambda = 0.635 \mu\text{m}$ na zwierciadło ustawione pod kątem 45°, skąd światło trafia na pierwszą soczewkę cylindryczną SC1 (rys. 5.1.2.1). Skupiona w linię wiązka pada na światłowód, a następnie przechodzi przez drugą soczewkę cylindryczną SC2 i odbija się od pochylonego zwierciadła. W ten sposób skupiona wiązka oświetla równomiernie światłowód z obu stron. Zwierciadła wraz z soczewkami są umocowane na ramieniu stolika liniowego SL sterowanego elektronicznie. Ramię stolika SL przesuwa się wzdłuż osi wiązki wychodzącej z lasera. Dodatkowo znajdują się na nim dwa uchwyty pozycjonujące, które ustawiono tak, aby włókno zawsze znajdowało się w ognisku soczewek. Początkowo były to cylindryczne uchwyty zakręcane o wewnętrznej średnicy 300 μm , przez które należało przeciągać włókno. Taki sposób montowania włókna był bardzo uciążliwy, ze względu na ryzyko złamania światłowodu oraz zatkania lub zabrudzenia uchwyty. Nowe uchwyty zostały wykonane z mosiądzu. W niewielkim bloku mosiężnym wykonano V-rowek o szerokości i głębokości 300 μm , w którym łatwo było położyć światłowód. Aby światłowód na skutek przesuwania stolika liniowego SL nie wypadł z rowka dociskano go z góry mniejszym blokiem mosiężnym bez rowka. W ten sposób włókno pozycjonowane z dokładnością 60 μm (o średnicy zewnętrznej $\phi \geq 80 \mu\text{m}$) miało ograniczoną swobodę przemieszczania się w kierunkach prostopadłych i swobodnie przemieszczało się w kierunku równoległym do osi włókna. Takie rozwiązanie pozwala na przesuwanie skupionej w linię wiązki względem pozycjonowanego światłowodu. Zakres przesuwu stolika liniowego wynosi około 50 cm, z czego do zapisu siatek wykorzystywano dystans około 25 cm.

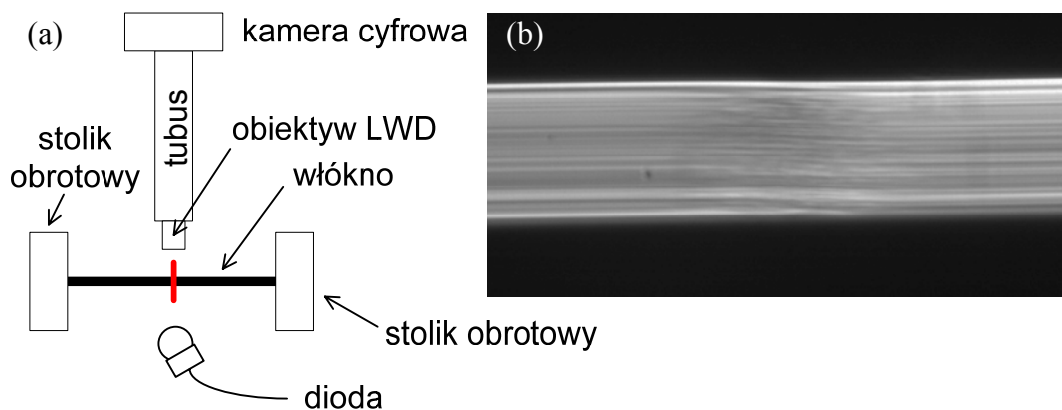


Rys. 5.1.2.1. Układ do zapisu siatek długookresowych przy pomocy lasera CO₂ – podukład sterowania wiązką lasera i stolikami obrotowymi (wyróżniony na niebiesko).

Wykonanie dobrej siatki skutecznie sprzęgającej mody polaryzacyjne wymaga precyzyjnej kontroli kąta skręcenia światłowodu w każdym punkcie sprzężenia. W tym celu stosuje się dwa stoliki obrotowe SO1 i SO2 z uchwytami stałymi. Umożliwiają one również kontrolę wstępnego skręcenia włókna.

5.1.3. Podukład kontroli skręcenia włókna

Podukład do kontroli skręcenia włókna w kolejnych punktach sprzężenia jest jednym z najważniejszych elementów całego układu do zapisu siatek długookresowych. W skład tego podukładu wchodzi kamera cyfrowa CMOS, do której podłączono tubus z obiektywem mikroskopowym o dużej odległości roboczej (LWD – ang. *long working distance*) i powiększeniu 10x oraz dioda o centralnej długości fali $\lambda = 629$ nm, oświetlająca włókno od spodu (rys. 5.1.3.1a). Rozproszone na strukturze włókna światło pozwala na obserwację skręcanego (lub rozciąganego) obszaru światłowodu (rys. 5.1.3.1b).



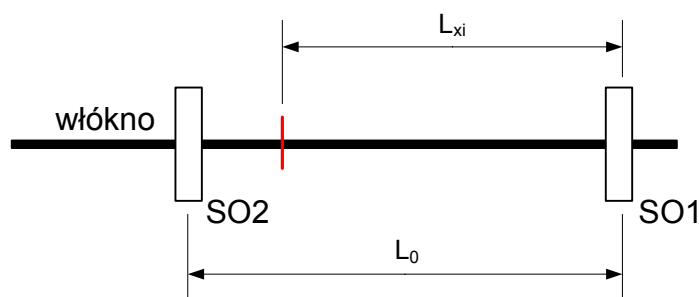
Rys. 5.1.3.1. Podsystem kontroli skręcenia włókna – podgląd (a), obraz z kamery (b).

Cały podukład jest zamocowany na ramieniu stolika liniowego SL i przesuwa się względem włókna razem z soczewkami cylindrycznymi ogniskującymi wiązkę laserową. W celu pełnej kontroli zapisu wykorzystano również stoliki obrotowe SO1 i SO2 będące elementami podukładu sterowania.

Początkowo, tuż przed zapisaniem pierwszego punktu sprzężenia, stoliki obrotowe SO1 i SO2 były ustawione w pozycji „0”, zatem włókno nie było skręcone osiowo, a kąty obrotu stolików wynosiły $\alpha_{SO1} = \alpha_{SO2} = 0^\circ$. Następnie wprowadzono wstępne skręcenie włókna, używając stolika SO1, $\alpha_{SO1} = \alpha_0^{ws} = 200^\circ$ i zapisano pierwszy punkt sprzężenia. Rzeczywisty kąt skręcenia w punkcie sprzężenia α_i , gdzie $i = 0,1,2\dots n$, mówi o tym o ile stopni włókno obróciło się podczas podtapiania. Do wyznaczania kąta α_i był wykorzystywany stolik SO2. Ponieważ w trakcie pomiaru obracano tylko jeden stolik, do wyznaczenia rzeczywistej wartości α_i potrzebne są dodatkowe dane: odległość między stolikami obrotowymi $L_0 = 475$ mm oraz odległość punktu skręcenia od stolika SO1, która dana jest wzorem:

$$L_{xi} = L_0 - x_0 - i\Lambda, \quad (5.1.3.1)$$

gdzie Λ – okres siatki, i – numer kolejnego sprzężenia, $x_0 = 150$ mm – stała odległość między mocowaniem włókna w SO2 a pierwszym punktem sprzężenia.



Rys. 5.1.3.2. Pomiar kąta skręcenia – oznaczenia.

Kąt skręcenia włókna α_i^{zm} wyznaczano na podstawie obserwacji charakterystycznego elementu obrazu włókna w pobliżu skręcenia, który pojawiał się kolejno po obu stronach skręcenia w trakcie obracania włókna przy pomocy stolika SO2 (Film 1, załącznik). Na filmie można zaobserwować element obrazu w postaci białej kreski pojawiającej się na środku lewej strony światłowodu, która przechodzi z lewej strony skręcenia na prawą. Kąt α_i^{zm} (wskazanie stolika SO2) mierzony jest od momentu, kiedy biała kreska zbliży się do obszaru skręcenia, aż do przejścia przez cały obszar skręcenia i całkowitego wyjścia poza ten obszar.

Rzeczywisty kąt skręcenia włókna w punkcie sprzężenia można wyznaczyć wówczas posługując się wzorem:

$$\alpha_i = \frac{L_{xi}}{L_0} \alpha_i^{zm}. \quad (5.1.3.2)$$

Kiedy kąt α_i był już znany, stolik SO2 był obracany do położenia „0” i przystępowano do zapisania następnego punktu sprzężenia. Aby skręcenia były równe we wszystkich punktach sprzężenia, przed wykonaniem kolejnego punktu siatki należy obrócić włókno o tyle, o ile odprężyło się podczas poprzedniego podtapiania. Do wprowadzania skręcenia przed wykonaniem kolejnego punktu sprzężenia używano zawsze stolika SO1. Zatem analogicznie do równania (5.1.3.2), wyrażenie na kąt α_i przy obracaniu stolikiem SO1 przyjmie postać:

$$\alpha_i = \frac{L_0 - L_{xi}}{L_0} \alpha_{i+1}^{ws}, \quad (5.1.3.3)$$

gdzie α_{i+1}^{ws} – pożądane skręcenie przed wykonaniem następnego punktu sprzężenia. Po przekształceniu wyrażenia (5.1.3.3) otrzymuje się:

$$\alpha_{i+1}^{ws} = \frac{\alpha_i L_0}{L_0 - L_{xi}}. \quad (5.1.3.4)$$

Podsumowując, wzór (5.1.3.2) pozwala wyznaczyć rzeczywistą wartość kąta skręcenia w punkcie sprzężenia, natomiast wyrażenie (5.1.3.4) mówi o ile należy obrócić stolik SO1 przed wykonaniem kolejnego punktu sprzężenia.

5.1.4. Parametry lasera CO₂

Jako źródła światła użyto lasera CO₂ firmy Coherent model C-30L, który generuje wiązkę o długości fali $\lambda = 10.64 \mu\text{m}$ i maksymalnej mocy $P_0 = 30 \text{ W}$. Wiązkę wyprowadzano z obudowy zabezpieczającej poprzez wewnętrzny układ optyczny. Dodatkowo, po tej samej drodze wyprowadzano wiązkę pilotującą z lasera półprzewodnikowego o długości fali $\lambda = 0.635 \mu\text{m}$. Laser CO₂ chłodzono wodą w obiegu zamkniętym. Parametry pracy lasera, takie jak wypełnienie, długość trwania impulsu oraz czas ekspozycji dobierano eksperymentalnie. Długość impulsu zawsze ustawiano na $\tau = 50 \mu\text{s}$, natomiast czas ekspozycji t wybierano z przedziału $t = (6000 - 15000) \text{ ms}$. Wypełnieniem impulsu k_w nazywamy stosunek czasu jego trwania τ do okresu T :

$$k_w = \frac{\tau}{T}. \quad (5.1.4.1)$$

Wartość wypełnienia dobierano z przedziału 35 – 45%. W ramach przygotowań do fabrykacji siatek przeprowadzono analizę powtarzalności mocy wiązki lasera CO₂. Miernik mocy (LabMAX-TOP z głowicą LM-10) był ustawiony w tym przypadku w stałej odległości od lasera $z = 620$ mm i mierzył średnią moc wyjściową wiązki w wolnej propagacji. W tab. 5.1.4.1 przedstawiono wyniki pomiarów, które wskazują, że wartość mocy wyjściowej P_{sr} lasera jest powtarzana z dokładnością do $\Delta_{RPV} = 100$ mW (Δ_{RPV} – ang. *repeatable power value*), przy czym szacowana wartość błędu pomiarowego wynosi $S_{P_{sr}} = 30$ mW. Ponadto, wykonano pomiary mocy P_{sr} w zależności od parametrów k_w oraz τ , których wyniki przedstawiono w tab. 5.1.4.2 i 5.1.4.3.

Tab. 5.1.4.1. Analiza powtarzalności średniej mocy wyjściowej lasera CO₂ przy stałych warunkach pomiaru.

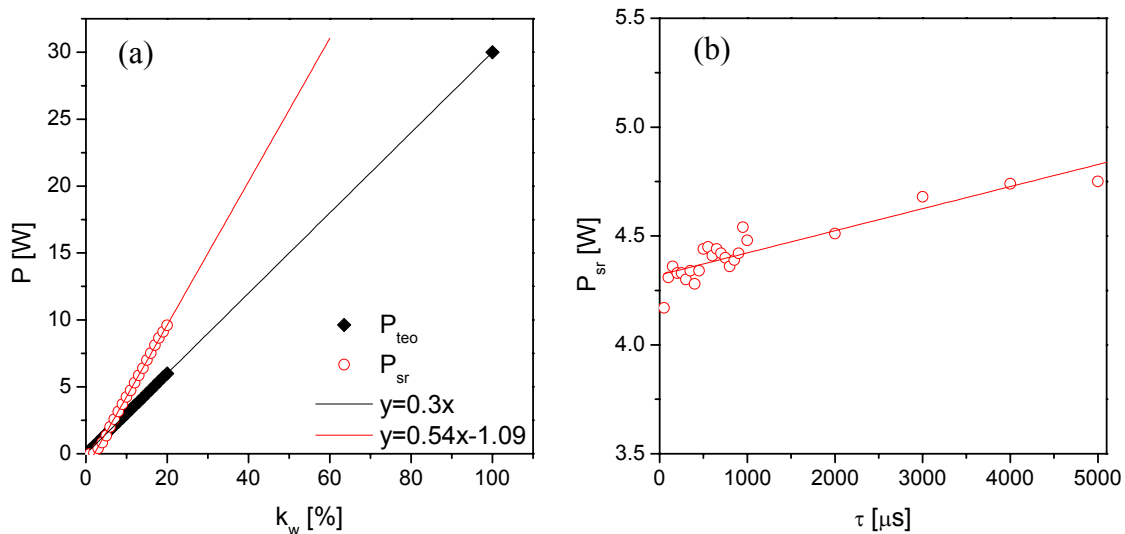
Nr	k_w [%]	τ [μ s]	t [ms]	P_{min} [W]	P_{max} [W]	P_{sr} [W]	$S_{P_{sr}}$ [mW]
1	10	50	10000	3.93	4.08	4.02	30
2	10	50	10000	3.97	4.04	4.01	18
3	10	50	10000	3.96	4.06	4.02	28
4	10	50	10000	3.97	4.08	4.04	31
5	10	50	10000	4.07	4.13	4.11	15
6	10	50	10000	4.09	4.16	4.14	16
7	10	50	10000	4.04	4.16	4.13	29
8	10	50	10000	4.11	4.2	4.14	32
9	10	50	10000	4.03	4.25	4.12	72
10	10	50	10000	3.97	4.26	4.11	75
11	10	50	10000	4.09	4.13	4.12	12
12	10	50	10000	4.09	4.14	4.12	14
13	10	50	10000	4.04	4.19	4.17	24
14	10	50	10000	4.08	4.2	4.16	25
15	10	50	10000	3.92	4.15	4.08	46
16	10	50	10000	4.05	4.16	4.14	20
17	10	50	10000	4.03	4.16	4.14	22
18	10	50	10000	4.11	4.16	4.13	1
19	10	50	10000	4.05	4.16	4.13	21
20	10	50	10000	4.13	4.21	4.15	21
Średnio				4.04	4.16	4.10	30

Tab. 5.1.4.2. Pomiar średniej mocy wyjściowej w funkcji parametru wypełnienia k_w ; P_{teo} – wyznaczona teoretycznie wartość mocy wyjściowej.

Nr	k_w [%]	τ [μ s]	t [ms]	P_{teo} [W]	P_{min} [W]	P_{max} [W]	$P_{\acute{s}r}$ [W]	$S_{P\acute{s}r}$ [mW]
1	1	50	10000	0.3	0.001	0.009	0.005	1.5
2	2	50	10000	0.6	0.056	0.067	0.062	2.6
3	3	50	10000	0.9	0.40	0.41	0.41	3.0
4	4	50	10000	1.2	0.83	0.86	0.85	6.2
5	5	50	10000	1.5	1.33	1.37	1.35	11
6	6	50	10000	1.8	1.98	2.02	2.00	14
7	7	50	10000	2.1	2.48	2.61	2.57	42
8	8	50	10000	2.4	3.03	3.20	3.16	32
9	9	50	10000	2.7	3.64	3.77	3.70	43
10	10	50	10000	3	4.11	4.34	4.23	80
11	11	50	10000	3.3	4.56	4.76	4.73	28
12	12	50	10000	3.6	5.26	5.33	5.30	14
13	13	50	10000	3.9	5.80	5.88	5.86	14
14	14	50	10000	4.2	6.32	6.43	6.40	29
15	15	50	10000	4.5	6.95	7.03	7.00	18
16	16	50	10000	4.8	7.44	7.58	7.52	37
17	17	50	10000	5.1	8.03	8.13	8.11	23
18	18	50	10000	5.4	8.58	8.69	8.65	23
19	19	50	10000	5.7	9.10	9.20	9.10	29
20	20	50	10000	6	9.50	9.70	9.60	68
21	100	50	10000	30	---	---	---	---

Tab. 5.1.4.3. Pomiar mocy wyjściowej w funkcji czasu trwania impulsu τ .

k_w [%]	τ [μ s]	t [ms]	P_{min} [W]	P_{max} [W]	$P_{\acute{s}r}$ [W]	$S_{P\acute{s}r}$ [mW]
10	50	10000	4.01	4.23	4.17	42
10	100	10000	4.22	4.34	4.31	24
10	150	10000	4.33	4.37	4.36	10
10	200	10000	4.18	4.37	4.33	33
10	250	10000	4.23	4.39	4.33	41
10	300	10000	4.23	4.35	4.30	30
10	350	10000	4.30	4.35	4.34	10
10	400	10000	4.22	4.31	4.28	23
10	450	10000	4.30	4.37	4.34	18
10	500	10000	4.37	4.46	4.44	20
10	550	10000	4.39	4.49	4.45	27
10	600	10000	4.30	4.47	4.41	42
10	650	10000	4.37	4.46	4.44	22
10	700	10000	4.23	4.47	4.42	42
10	750	10000	4.31	4.42	4.40	22
10	800	10000	4.07	4.39	4.36	49
10	850	10000	4.26	4.46	4.39	41
10	900	10000	4.35	4.46	4.42	28
10	950	10000	4.37	4.58	4.54	40
10	1000	10000	4.29	4.53	4.48	41
10	2000	10000	4.42	4.54	4.51	22
10	3000	10000	4.25	4.71	4.68	67
10	4000	10000	4.56	4.78	4.74	33
10	5000	10000	4.71	4.78	4.75	11



Rys. 5.1.4.1. Średnia moc wyjściowa w funkcji współczynnika wypełnienia k_w (a) oraz czasu trwania impulsu τ (b).

Każdy rzeczywisty sygnał prostokątny charakteryzuje się niezerowym czasem narastania i opadania, w którym jego chwilowe wartości są mniejsze niż wartość maksymalna (w naszym przypadku 30 W). W związku z tym wydłużanie czasu trwania impulsu τ (przy zachowaniu stałego współczynnika wypełnienia) skutkuje zwiększaniem średniej mocy wyjściowej, co spowodowane jest zmniejszeniem sumarycznego czasu narastania i opadania w stosunku do czasu trwania impulsu. Jest zatem zrozumiałe, że moc wyjściowa P_{sr} nieznacznie wzrasta wraz z wydłużaniem czasu trwania impulsu τ (rys. 5.1.4.1b). Zależność mocy wyjściowej od wypełnienia k_w jest liniowa, ale nie pokrywa się z krzywą teoretyczną. Krzywa teoretyczna (rys. 5.1.4.1a) została wyznaczona na podstawie wartości współczynnika wypełnienia k_w . Jeżeli przyjąć stały czas trwania impulsu τ oraz stały czas ekspozycji t , to k_w mówi o procentowym udziale impulsów 30 watających w całym czasie ekspozycji t .

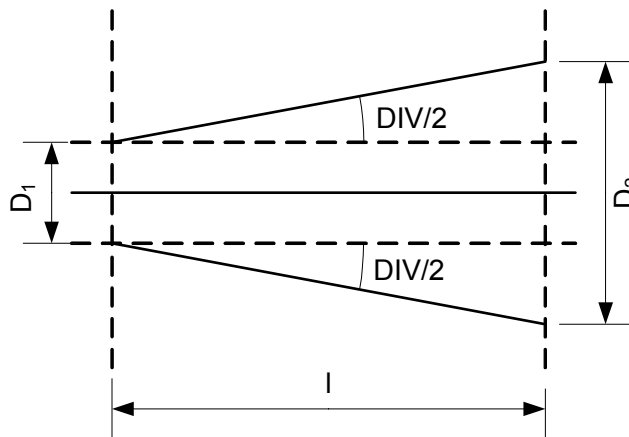
W oparciu o wyrażenie (5.1.4.1) oraz zakładając, że impulsy są idealnie prostokątne można obliczyć teoretyczną wartość mocy średniej:

$$P_{teo} = \frac{1}{T} \int_0^T P(t) dt = \frac{1}{T} P_0 \tau = P_0 k_w, \quad (5.1.4.2)$$

gdzie T to okres a P_0 to szczytowa moc impulsu. Dane eksperymentalne dla krzywej $P_{sr} = f(k_w)$ z rys. 5.1.4.1a zostały przybliżone prostą. Współczynnik kierunkowy prostej aproksymującej dane eksperymentalne wynosi $a_{exp} = 0.54 \text{ W/\%}$, podczas gdy teoretyczna wartość wynikająca ze wzoru (5.1.4.2) to $a_{teo} = 0.3 \text{ W/\%}$. Najprawdopodobniej, rozbieżność

ta jest spowodowana nieodpowiednim wyskalowaniem miernika mocy. Tym niemniej charakter obu krzywych się zgadza – obydwie zależności są liniowe i mają zbliżone współczynniki kierunkowe.

Rozpatrując rozkład przestrzenny mocy warto wspomnieć o rozbieżności wiązki laserowej (ang. *beam divergence DIV*) wyrażonej w miliradianach, która mówi o tym jak szybko zwiększa się promień wiązki w dalekim polu wzdłuż kierunku propagacji z (rys. 5.1.4.2). Ze względu na gaussowski profil wiązki jej promień wyznacza się dla punktów, w których moc maleje e^2 razy.



Rys. 5.1.4.2. Poszerzenie wiązki laserowej w dalekim polu.

Z rys. 5.1.4.2 wynika, że:

$$\tan \frac{DIV}{2} = \frac{D_2 - D_1}{2l}, \quad (5.1.4.3)$$

gdzie D_1 , D_2 – średnice wiązki w punktach oddalonych od siebie o odległość l . Po prostych przekształceniach można otrzymać wyrażenie na rozbieżność wiązki:

$$DIV = 2 \arctan \frac{D_2 - D_1}{2l}. \quad (5.1.4.4)$$

Dla stosowanego lasera CO₂ rozbieżność wiązki wynosi $DIV = 7.5 \pm 0.5$ mrad, natomiast najmniejszy rozmiar (średnica) wiązki w przewężeniu równy jest $2w_0 = 1.8 \pm 0.2$ mm. Wyrażenie (5.1.4.4) dobrze opisuje sytuację w dalekim polu, gdzie występuje liniowa zależność promienia wiązki od odległości. W pobliżu przewężenia wiązki zależność średnicy wiązki od położenia staje się bardziej skomplikowana. Rozkład zespolonej amplitudy pola elektrycznego dla wiązki gaussowskiej przedstawia następujący wzór:

$$E(r, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{w^2(z)}\right) \exp\left(-i\left[kz - \arctan \frac{z}{z_R} + \frac{kr^2}{2R(z)}\right]\right), \quad (5.1.4.5)$$

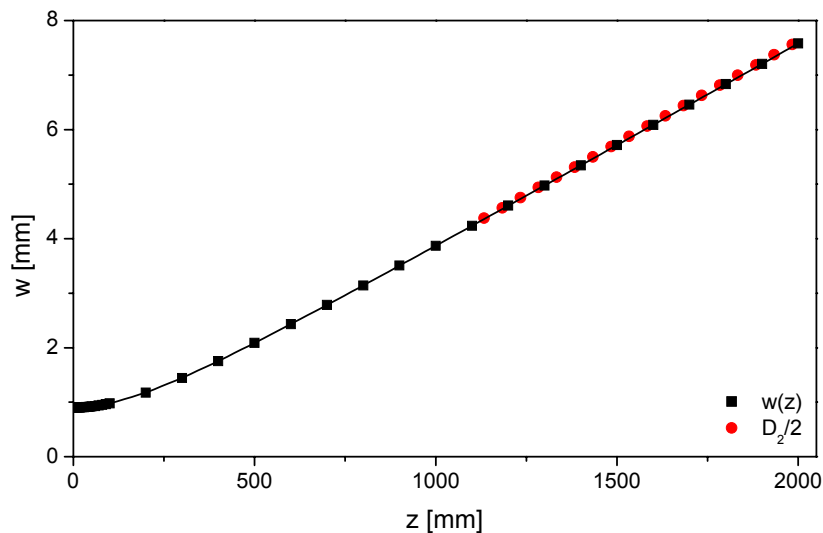
gdzie E_0 – amplituda w centrum wiązki, w_0 – promień wiązki w przewężeniu ($z=0$), $w(z)$ – promień wiązki określony spadkiem mocy o e^2 razy, r – odległość od osi wiązki, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – liczba falowa, $R(z)$ – promień krzywizny frontu falowego. Długość Rayleigha, czyli dystans propagacji, dla którego nie obserwuje się znacznej rozbieżności wiązki zdefiniowany jest jako:

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}, \quad (5.1.4.6)$$

gdzie λ – długość fali. Ostatecznie promień wiązki gaussowskiej rośnie wzdłuż kierunku propagacji zgodnie z równaniem:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}. \quad (5.1.4.7)$$

Dla stosowanego lasera CO₂ długość Rayleigha wynosi $z_R \cong 240$ mm. Na rys.5.1.4.3 przedstawiono zależność promienia wiązki w od odległości z od miejsca przewężenia.



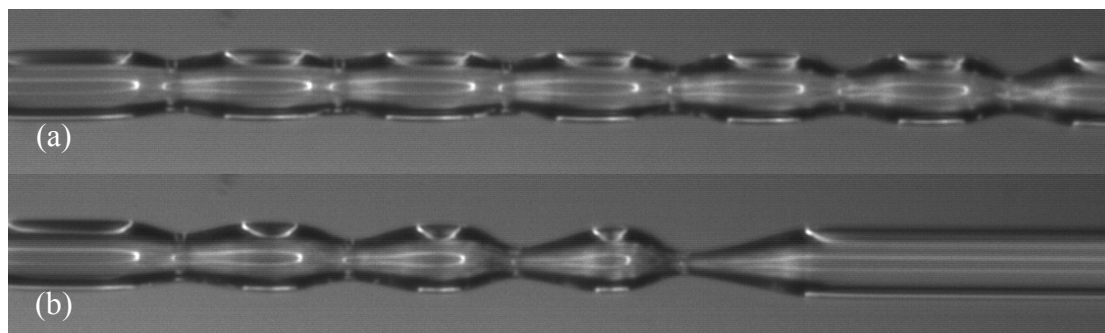
Rys. 5.1.4.3. Promień wiązki gaussowskiej w funkcji odległości od przewężenia: czarna krzywa została wyznaczona w oparciu o wyrażenie (5.1.4.7), natomiast czerwone punkty – w oparciu o wyrażenie (5.1.4.4), przy założeniu, że $D_1=8$ mm.

Rozbieżność wiązki wychodzącej z lasera CO₂ może mieć znaczenie w procesie wytwarzania siatek długookresowych, ponieważ układ ogniskujący jest przesuwany względem lasera. Jako element ogniskujący stosowano dwie soczewki cylindryczne wykonane z selenku cynku ZnSe

o ogniskowej 50 mm umieszczone na liniowych stolikach z manualnym przesuwem. Stolików użyto do ustawienia soczewek tak, aby światłowód znajdował się w ich ognisku. Ze względu na jednorazowe użycie tych stolików (tylko do procesu justowania), nie zostały one zaznaczone na schemacie układu pokazanym na rys. 5.1.1. Poprawne ustawienie soczewek polegało na:

- a) optymalizacji położenia pierwszej soczewki SC1 poprzez ustawienie jej w takiej odległości od włókna, aby efekt podtapiania światłowodu był możliwie największy,
- b) dodaniu do tak przygotowanego układu drugiej soczewki SC2 (za światłowodem) i ustawieniu jej w takiej samej odległości od światłowodu jak SC1 oraz ustawieniu pochylonego zwierciadła za drugą soczewką.

Jak pokazano w [116] stosowanie wiązki laserowej tylko z jednej strony światłowodu powoduje jego zginanie się w miejscu naświetlania. Aby wyeliminować ten problem zastosowano symetryczne oświetlenie włókna z obu stron używając drugiej soczewki cylindrycznej SC2 wraz z ustawionym za nią pochylonym zwierciadłem. Kryterium doboru odpowiedniego pochylenia zwierciadła i położenia drugiej soczewki względem światłowodu był również efekt podtapiania, jednak w tym przypadku używano wiązki laserowej o niższej mocy. Przykładowe profile przewężeń włókna wytworzone dla różnych pochyleni zwierciadła pokazano na rys. 5.1.4.4. Przeprowadzone testy potwierdziły, że optymalne pochylenie zwierciadła nie przekracza 10° .



Rys. 5.1.4.4. Profile przewężeń włókna wytworzone podczas procesu optymalizacji ustawienia soczewek i zwierciadła. Pochylenie zwierciadła za soczewką SC2 przy optymalnym ustawieniu soczewek SC1 i SC2 (a). Kolejne miejsca podtopienia od lewej do prawej odpowiadają zwiększaniu pochylenia zwierciadła. Zwiększanie średniej mocy wiązki (b). Kolejne punkty odpowiadają współczynnikowi wypełnienia $k_W = 40, 50, 60, 70\%$.

Optymalne położenie soczewek względem światłowodu z_{opt} dobrano dla maksymalnej odległości układu soczewek od przewężenia wiązki w rezonatorze lasera, która wynosiła $z_{max} = 1775$ mm. Minimalna odległość wynosiła $z_{min} = 1525$ mm. Zgodnie z wyrażeniem (5.1.4.7), na skutek przesunięcia soczewki z położenia z_{max} do z_{min} średnica wiązki w płaszczyźnie soczewki zmienia się z $2w(z_{max}) = 13.48$ mm na $2w(z_{min}) = 11.6$ mm. Na rys.

5.1.4.5 pokazano wiązkę gaussowską po przejściu przez soczewkę o znanej ogniskowej f . Ponieważ w układzie wykorzystywano soczewki cylindryczne, schemat ten odpowiada przekrojowi poprzecznemu soczewki, natomiast średnica wiązki odpowiada szerokości paska, na którym skupiona jest wiązka. Soczewki cylindryczne wykorzystywane w układzie do wytwarzania siatek mają odległość ogniskową $f = 50$ mm dla $\lambda = 10.64$ μm . Wielkością, która wiąże promień krzywizny frontu falowego $R(z)$ i promień wiązki $w(z)$ jest zespolony parametr q dany wzorem [117]:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w^2(z)}. \quad (5.1.4.8)$$

Parametry wiązki gaussowskiej $R(z)$ oraz $w(z)$ ulegają transformacji po przejściu przez soczewkę. Istnieje zatem parametr q_1 opisujący wiązkę przed soczewką oraz q_2 opisujący wiązkę za soczewką. Transformację parametru q_1 można otrzymać mnożąc go przez macierz $ABCD$, która dla soczewki cienkiej przyjmuje postać:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}. \quad (5.1.4.9)$$

Macierz $ABCD$, dla której parametry q_1, q_2 wyznaczono w odległości d_1, d_2 od soczewki przyjmie postać:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{d_2}{f} & d_1 + d_2 - \frac{d_2 d_1}{f} \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{d_1}{f} \end{pmatrix}, \quad (5.1.4.10)$$

wówczas parametr q_2 można wyznaczyć z wyrażenia:

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D}. \quad (5.1.4.11)$$

Parametry q_1 i q_2 przyjmują wartości czysto urojone. Gdy są wyznaczane w odległościach, d_1 i d_2 , odpowiednio przed i za soczewką, gdzie promienie wiązek wynoszą odpowiednio w_1 i w_2 , można je zapisać jako:

$$q_1 = \frac{i\pi w_1^2}{\lambda} \quad \text{oraz} \quad q_2 = \frac{i\pi w_2^2}{\lambda}. \quad (5.1.4.12)$$

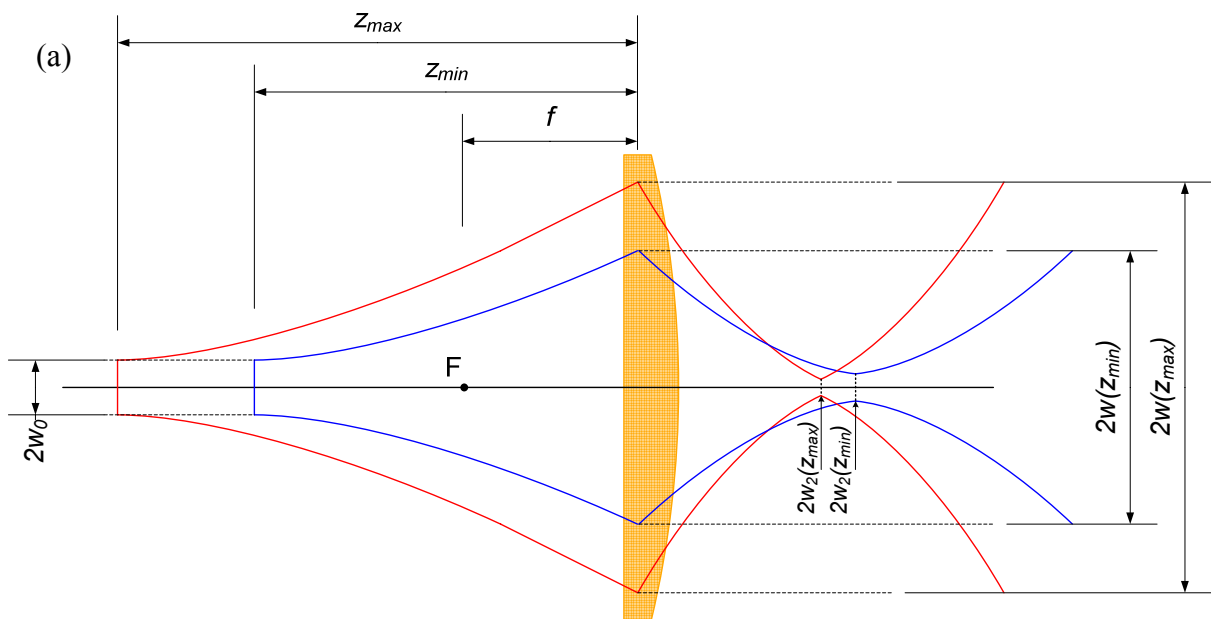
Po wstawieniu wyrażeń (5.1.4.12) do wzoru (5.1.4.11), przeprowadzeniu prostych przekształceń i porównaniu części urojonych otrzymuje się:

$$\frac{d_1 - f}{d_2 - f} = \frac{w_1^2}{w_2^2}. \quad (5.1.4.13)$$

Natomiast z porównania części rzeczywistych równania (5.1.4.11) wynika zależność:

$$(d_1 - f)(d_2 - f) = f^2 - \frac{\pi^2 w_1^2 w_2^2}{\lambda^2}, \quad (5.1.4.14)$$

gdzie w_1 i w_2 oznaczają promienie wiązki w przewężeniu odpowiednio przed i za soczewką.



Rys. 5.1.4.5. Wiązka gaussowska po przejściu przez soczewkę cylindryczną o znanej odległości ogniskowej f . Czerwona i niebieska krzywa reprezentują przejście rozbieżnej wiązki gaussowskiej przez soczewkę ustawioną w odległości, odpowiednio maksymalnej z_{max} i minimalnej z_{min} od przewężenia wiązki w rezonatorze lasera CO₂.

Tab. 5.1.4.4. Parametry wiązki w płaszczyznach przewężenia przed i za cylindryczną soczewką skupiającą.

w_1 [mm]	d_1 [mm]	$w(z)$ [mm]	w_2 [μ m]	d_2 [mm]
0.9	1525	5.8089	34.3562	58.9252
0.9	1775	6.7399	29.4603	58.6268

Układ dwóch równań (5.1.4.13) i (5.1.4.14) umożliwia wyznaczenie dwóch niewiadomych d_2 oraz w_2 . W przypadku użytego lasera CO₂ $w_1 = w_0 = 0.9$ mm. Parametry d_2 oraz w_2 wyznaczono dla dwóch przypadków: gdy $d_1 = z_{max}$ oraz $d_1 = z_{min}$. W tab. 5.1.4.4. umieszczono obliczone parametry wiązki po przejściu przez soczewkę cylindryczną. Dane te pozwalają stwierdzić, że w zakresie przesuwu układu ogniskującego o $z_{max} - z_{min}$, położenie płaszczyzny najlepszego zogniskowania (parametr d_2) praktycznie się nie zmienia, natomiast

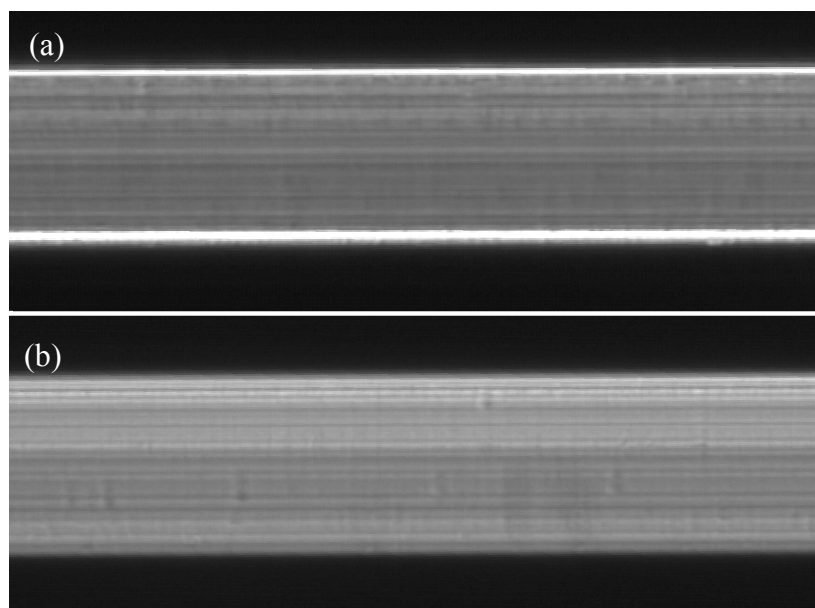
zmienia się średnica przewężenia wiązki z $2w_2(z_{\max}) = 58.92 \mu\text{m}$ na $2w_2(z_{\min}) = 68.71 \mu\text{m}$. Jest to jednak stosunkowo mała zmiana, którą można pominąć ze względu na fakt, że szerokość podtopienia włókna równa jest w przybliżeniu $200 \mu\text{m}$.

5.1.5. Procedura wytwarzania siatek

Przygotowanie światłowodu

Ze względu na geometrię układu do zapisu siatek długookresowych, do wykonania siatki potrzebny jest odcinek włókna o minimalnej długości około 1.5 m. Na środkowej części włókna o długości około 40 cm usuwano pokrycie polimerowe. Następnie włókno było montowane w układzie tak, aby odcinek bez pokrycia znajdował się pomiędzy stolikami obrotowymi SO1 i SO2 (rys. 5.1.1). Włókno jest mocowane w pierwszym stoliku obrotowym SO1 poprzez zaciśnięcie uchwyty stałego. Następnie jest przeciągane przez niezaciśnięty uchwyt stolika obrotowego SO2 i obciążane ciężarkiem o masie około 2 g. Obciążenie pozwala na lekkie naprężenie włókna, ale ze względu na małą masę nie powoduje poosiowego rozciągania włókna podczas podtapiania laserem. Dodatkowo, w czasie wykonywania siatki uchwyt stały stolika SO2 zostaje zaciśnięty i na odcinku SO1 – SO2 włókno nie ma już swobody ruchu. Tak wprowadzony do układu światłowód posiada losowe niewielkie skręcenie osiowe, którego należy się pozbyć przed przystąpieniem do zapisu siatki. W tym celu wykonuje się analizę obrazu małego fragmentu włókna rejestrowanego przez kamerę CMOS. Zapisuje się obraz dla stanu początkowego włókna, a następnie obserwuje zmiany obrazu podczas przesuwania układu podglądu wzdłuż włókna (od SO2 do SO1) w krokach np. 20 milimetrych. Po dokonaniu wstępnej obserwacji skręcenia włókna obraca się stolik SO1 tak, aby za każdym razem uzyskać taki sam obraz jak dla odcinka początkowego włókna. Następnie wykonuje się tą samą czynność w kierunku od SO1 do SO2 z obracaniem stolika SO2. Powtarza się całą procedurę kilkakrotnie, aż do momentu kiedy obraz włókna widziany w świetle rozproszonym nie zmienia się na odcinku SO1 – SO2 (około 25 cm). Dokładność ustawienia zerowego skręcenia osiowego szacuje się na około $\pm 5^\circ$. Procedura „prostowania” włókna jest stosunkowo łatwa, ale nieumiejętne postępowanie może nie dać oczekiwanych wyników i znacznie wydłużyć cały proces. Najważniejszym etapem jest pierwszy cykl obserwacji na odcinku SO2 – SO1. Warto wybrać do tej analizy charakterystyczny obraz włókna widziany w świetle rozproszonym (rys. 5.1.5.1a). Zdecydowanie łatwiej jest identyfikować dwa białe brzegi światłowodu i ich zmianę wraz z

przesuwaniem się wzdłuż skręconego włókna, niż śledzić niemal jednorodny obraz mikrostruktury włókna z rys. 5.1.5.1b.

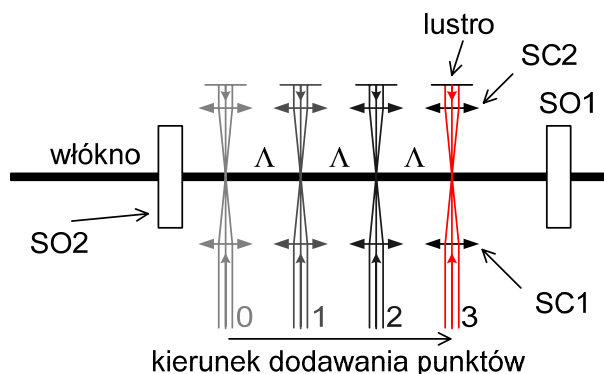


Rys. 5.1.5.1. Obrazy włókna widziane w świetle rozproszonym pochodzącym od diody LED umieszczonej pod spodem włókna poza osia optyczną mikroskopu obserwacyjnego: charakterystyczne białe brzegi włókna (a), trudniejsza do identyfikacji struktura prążkowa (b).

Może się zdarzyć, że losowe skręcenie włókna jest bardzo duże i przekracza 360° . Wówczas obraz bardzo szybko się zmienia wzdłuż włókna, np. występuje na przemian pięć obrazów (a) i pięć obrazów (b). Najprostszą czynnością początkową jest doprowadzenie poprzez obrót jednego ze stolików do jak najmniejszej liczby powtarzających się obrazów. Ponadto, w zależności od struktury włókna można określić ile razy dany obraz się powtarza przy pełnym obrocie o 360° i przewidzieć o jaki kąt w przybliżeniu należy obrócić włókno. Kierunek obrotu należy wyznaczyć doświadczalnie: wprowadzenie skręcenia, po którym obraz zmienia się jeszcze szybciej w trakcie przesuwu kamery świadczy o złym kierunku skręcenia. Po wyeliminowaniu przypadkowego skręcenia światłowodu na odcinku SO1 – SO2 wprowadza się do niego światło i rejestruje widma transmisyjne, a następnie przystępuje do procesu zapisu siatki.

Proces zapisu siatki

Wszystkie siatki długookresowe były wytwarzane metodą punkt po punkcie, czyli każdy kolejny punkt sprzężenia pomiędzy modami polaryzacyjnymi powstawał niezależnie. Zapisywanie siatki odbywało się w kierunku od SO2 do SO1.



Rys. 5.1.5.2. Wytwarzanie kolejnych punktów sprzężenia dla siatki długookresowej: pokazano siatkę złożoną z 4 punktów sprzężenia (3 okresy Λ).

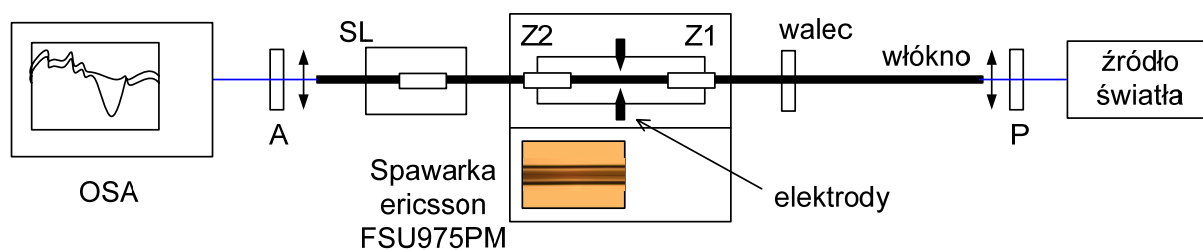
Po uruchomieniu lasera CO₂ do układu wprowadzona została czerwona wiązka pilotująca ($\lambda = 0.635 \mu\text{m}$). Układ podglądu został wyjustowany tak, aby był widoczny oświetlony fragment włókna. W celu stabilizacji lasera zablokowano wyjście wiązki płytką ceramiczną i wykonywano kilka prób naświetlania wiązką z lasera CO₂ o zadanych parametrach. Dobór parametrów wiązki był zależny od rodzaju włókna. Pod uwagę brano średnicę zewnętrzną oraz strukturę włókna. Dla włókien o średnicach $\phi = (71-87) \mu\text{m}$ wartość wypełnienia wynosiła $k_w = (34-38) \%$, natomiast dla światłowodów większych ($\phi \cong 127 \mu\text{m}$) parametr ten wynosił $k_w \cong 40 \%$. Długość trwania impulsu wynosiła zawsze $\tau = 50 \mu\text{s}$, natomiast czas ekspozycji wybierano z przedziału $t = (6-15) \text{s}$. Ponadto, używano mniejszego wypełnienia k_w dla włókien fonicznych z domieszkowanym rdzeniem oraz dla włókien z dużą asymetrią mikrostruktury (np. włókna #E i #F).

Po ustabilizowaniu mocy wiązki wprowadzano początkowe skręcenie włókna $\alpha_0^{\text{ws}} = 200^\circ$. Wyłączano wiązkę pilotującą, aby obserwować jedynie światło rozproszone na strukturze włókna, pochodzące od diody umieszczonej pod światłowodem i aktywowano wiązkę z lasera CO₂. W czasie rzeczywistym obserwowano miejsce podtapiane i wyłączano wiązkę z lasera w momencie otrzymania pożądanego skręcenia. Szereg obrazów miejsca skręcenia zarejestrowanych w świetle rozproszonym dla danego włókna, pochodzących z wcześniejszych eksperymentów, stanowiło doskonałą bazę porównawczą i ułatwiało procedurę wykonania pierwszego punktu sprzężenia. Kolejnym etapem był dokładny pomiar kąta skręcenia α_0 , rejestracja obrazu skręcenia oraz rejestracja widma po pierwszym punkcie. Kiedy zapisano wszystkie dane dotyczące pierwszego punktu sprzężenia, ramię stolika liniowego było przesuwane o okres siatki Λ . Następnie obracano stół o kąt α_{i+1}^{ws}

(dokręcano włókno o kąt α_i) i wykonywano kolejny punkt sprzężenia. W trakcie podtapiania porównywano obraz pierwszego skręcenia z obrazem rejestrowanym „na żywo” i w razie potrzeby zatrzymywano działanie lasera. Ponownie wyznaczano kąt skręcenia w kolejnym punkcie α_i , rejestrowano obraz skręcenia i widmo transmisyjne. Proces zapisu siatki kończono w momencie uzyskania całkowitego kąta skręcenia (suma kątów skręcenia we wszystkich punktach sprzężenia) bliskiego 90° .

5.2. Wytwarzanie siatek długookresowych przy pomocy łuku elektrycznego

Układ do wytwarzania siatek długookresowych metodą łuku elektrycznego jest bardzo podobny do układu wykorzystującego laser CO_2 . W jego skład wchodzi: źródło światła, polaryzator liniowy P, obiektyw mikroskopowy wejściowy, włókno fotoniczne, w którym zapisywana jest siatka, obiektyw wyjściowy, analizator A oraz optyczny analizator widma (OSA), rys. 5.2.1. Urządzeniem służącym do wytwarzania kolejnych punktów sprzężenia metodą „punkt po punkcie” był łuk elektryczny spawarki światłowodowej Ericsson FSU 995 PM, natomiast elementem przesuwanym włókno o okres siatki Λ względem elektrod spawarki liniowy stolik manualny z zaciskiem stałym. W celu wprowadzenia wstępnego naprężenia włókna, do jednego z jego końców przymocowano kulkę o niewielkiej masie. Aby światłowód nie uległ zerwaniu lub złamaniu, w układzie umieszczono stalowy element walcowy, na którym opierał się obciążony koniec włókna.

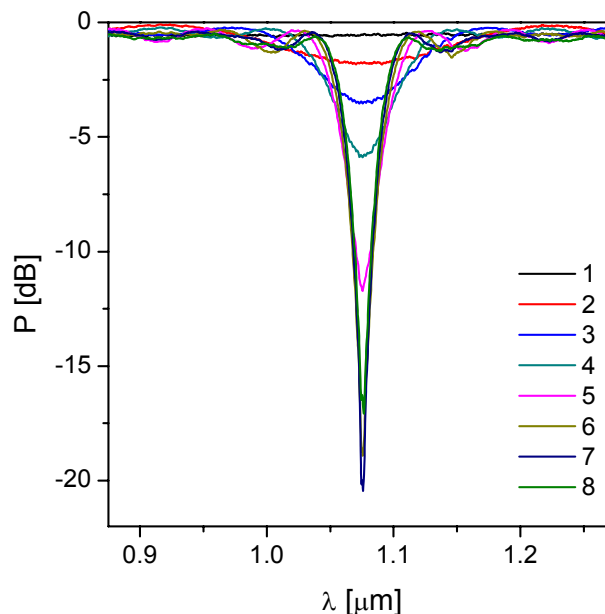


Rys. 5.2.1. Układ do wytwarzania siatek długookresowych przy pomocy łuku elektrycznego; Z1, Z2 – uchwyty magnetyczne spawarki FSU 995 PM, SL – stolik liniowy manualny, P – polaryzator, A – drugi polaryzator wyjściowy (analizator), OSA – optyczny analizator widma.

W układzie wykorzystującym łuk elektryczny odcinek włókna potrzebny do zapisania siatki długookresowej również miał minimalną długość około 1.5 m, z czego na długości 30 cm usuwano polimerowe pokrycie. Stolik liniowy ustawiano początkowo w pozycji „0”, czyli w pozycji minimalnej odległości od spawarki i zamontowano w nim włókno. Następnie, unieruchamiając drugi koniec włókna, skręcano go o kilka obrotów (np. 3 lub 4 obroty wokół osi symetrii) i umieszczano w magnetycznych uchwytach spawarki, a następnie obciążano.

Element obciążający był tak zamocowany, aby włókno pozostawało w stanie skręcenia podczas całego procesu zapisu siatki. W zacisku stałym stolika liniowego znajdowało się włókno z pokryciem polimerowym, natomiast na całym odcinku od uchwytu Z2 do walca pokrycie było usunięte. Zakres ruchu stolika SL wynosił 104 mm. Gdy włókno było już zamocowane i skręcone wprowadzano do niego światło i rejestrowano sygnały transmisyjne po wykonaniu kolejnych punktów sprzężenia. Etap rejestrowania widm został szczegółowo omówiony w rozdziale nr 5.1.1.

W procesie zapisu siatki ważne było ustawienie włókna symetrycznie względem elektrod spawarki, aby uniknąć skrzywienia światłowodu w punkcie podtopienia. W tym celu wykorzystywano podgląd z dwóch kamer spawarki ustawionych prostopadle do siebie oraz możliwość sterowania uchwytami magnetycznymi spawarki. Dodatkowo parametry łuku elektrycznego dobrano eksperymentalnie tak, aby włókno poprzez zbyt szybki proces topienia nie ulegało przewężeniu. Przykładowo optymalne parametry spawarki, takie jak czas wyładowania i prąd dla włókna #B były równe odpowiednio: $t_{wyl} = 0.4$ s oraz $I = 11$ mA. W tak przygotowanym układzie z poprawnie zamontowanym włókniem wykonywano pierwszy punkt sprzężenia i rejestrowano obraz skręconego włókna oraz widma transmisyjnego. Następnie przy pomocy stolika SL przeciągano włókno przez zaciski Z1 i Z2 o okres siatki Λ i wykonywano kolejny punkt sprzężenia.



Rys. 5.2.2. Charakterystyka transmisyjna siatki polaryzacyjnej w pobliżu rezonansu dla $\lambda=1.075$ nm po wykonaniu kolejnych punktów sprzężenia metodą łuku elektrycznego we włóknie #B, $\Lambda=7$ mm.

Konwersja mocy pomiędzy modami polaryzacyjnymi obserwowana dla pewnej długości fali ma charakter rezonansowy. Zatem wytworzenie kolejnych punktów sprzężenia powoduje

pogłębianie się i zawężanie rezonansu, aż do momentu sprzężenia całej mocy do modu niepobudzanego na wejściu. Na rys. 5.2.2 przedstawiono proces budowania się rezonansu w siatce o okresie $\Lambda = 7$ mm wytworzonej przy pomocy łuku elektrycznego we włóknie #B (Film 2, załącznik).

6. Numeryczne symulacje właściwości transmisyjnych siatek polaryzacyjnych

Do przeprowadzenia symulacji numerycznych zjawiska sprzężenia modów polaryzacyjnych wykorzystano formalizm Jonesa. Zastosowanie tego formalizmu jest możliwe ponieważ fale cząstkowe odsprężane do modu niepobudzonego są całkowicie koherentne. W modelu numerycznym pominięto resztkowy dichroizm fotonicznych włókien dwójłomnych, tłumienie modów polaryzacyjnych oraz odbicia wstecz. W formalizmie Jonesa stan polaryzacji światła opisywany jest dwuelementowym wektorem o parametrach zespolonych. Pierwszy element wektora Jonesa reprezentuje zespoloną amplitudę pola elektrycznego o polaryzacji x , a drugi – o polaryzacji y . Wektor Jonesa ma zatem postać:

$$\vec{J} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_x e^{i\varphi_x} \\ m_y e^{i\varphi_y} \end{bmatrix}, \quad (6.1)$$

gdzie m_x , m_y oznaczają moduły natężenia pola elektrycznego, a φ_x i φ_y ich fazy. Najczęściej stosuje się unormowaną postać wektora Jonesa, w którym występuje tylko różnica faz pomiędzy składowymi o różnych polaryzacjach:

$$\vec{J} = \begin{bmatrix} m_x \\ m_y e^{i\Delta\varphi} \end{bmatrix} \quad (6.2)$$

gdzie $\Delta\varphi = \varphi_y - \varphi_x$ oraz $m_x^2 + m_y^2 = 1$. W takim przypadku można wektor Jonesa przedstawić jako:

$$\vec{J} = \begin{bmatrix} \cos\beta \\ \sin\beta e^{i\Delta\varphi} \end{bmatrix}, \quad (6.3)$$

gdzie β oznacza kąt przekątnej [118].

W formalizmie Jonesa właściwości transmisyjne dowolnego ośrodka dwójłomnego opisuje się przy pomocy czteroelementowej macierzy transmisji. W przypadku włókien dwójłomnych liniowo, przy założeniu że kierunki polaryzacji modów własnych włókna pokrywają się z układem odniesienia, macierz Jonesa przyjmuje następującą postać:

$$\hat{T}_0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}LB(\lambda)} \end{bmatrix}, \quad (6.4)$$

gdzie $B(\lambda)$ oznacza dwójłomność fazową włókna, a L długość włókna opisywanego macierzą \hat{T}_0 . Skręcenie dwóch sąsiednich odcinków włókna, w wyniku którego amplituda z

poprowadzonego modu polaryzacyjnego sprzęga się do modu niepoprowadzonego (w naszym przypadku z x do y) można opisać przy pomocy macierzy obrotu zdefiniowanej w następujący sposób:

$$\hat{R}(\Delta\alpha) = \begin{bmatrix} \cos \Delta\alpha & -\sin \Delta\alpha \\ \sin \Delta\alpha & \cos \Delta\alpha \end{bmatrix}, \quad (6.5)$$

gdzie $\Delta\alpha$ jest kątem skręcenia. Zakładając, że na początku siatki poprowadzony jest mod polaryzacyjny x reprezentowany wektorem Jonesa:

$$\vec{J}_0 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (6.6)$$

to stan polaryzacji na wyjściu siatki można przedstawić jako:

$$\vec{J}_1 = \hat{P} \prod_{i=1}^N [\hat{T}_i \hat{R}(\Delta\alpha_i)] \vec{J}_0, \quad (6.7)$$

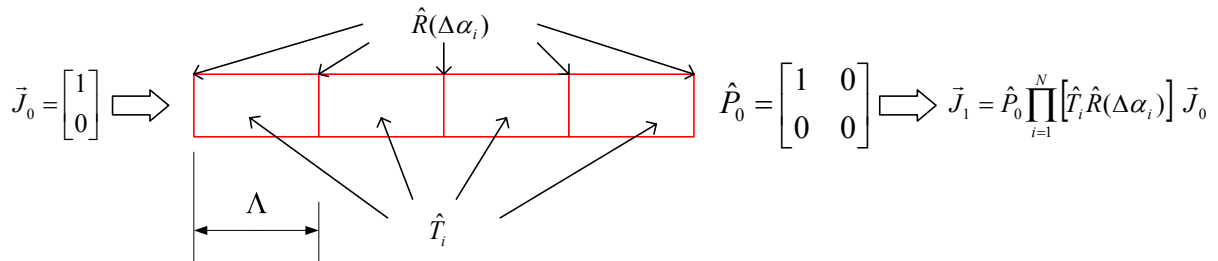
gdzie N oznacza ilość elementów w siatce, $\Delta\alpha_i$ kąt skręcenia pomiędzy poszczególnymi elementami, \hat{T}_i –macierz Jonesa kolejnego elementu siatki, \hat{P} – macierz Jonesa analizatora ustawionego na wyjściu siatki o azymucie 0° lub 90° względem kierunku polaryzacji pierwszego wektora własnego w końcowym segmencie siatki:

$$\hat{P}_0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \hat{P}_{90} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (6.8)$$

Ostatecznie, aby wyznaczyć natężenie na wyjściu siatki, stosuje się następującą zależność:

$$I = \text{tr}[\vec{J}_1 \vec{J}_1^\dagger], \quad (6.9)$$

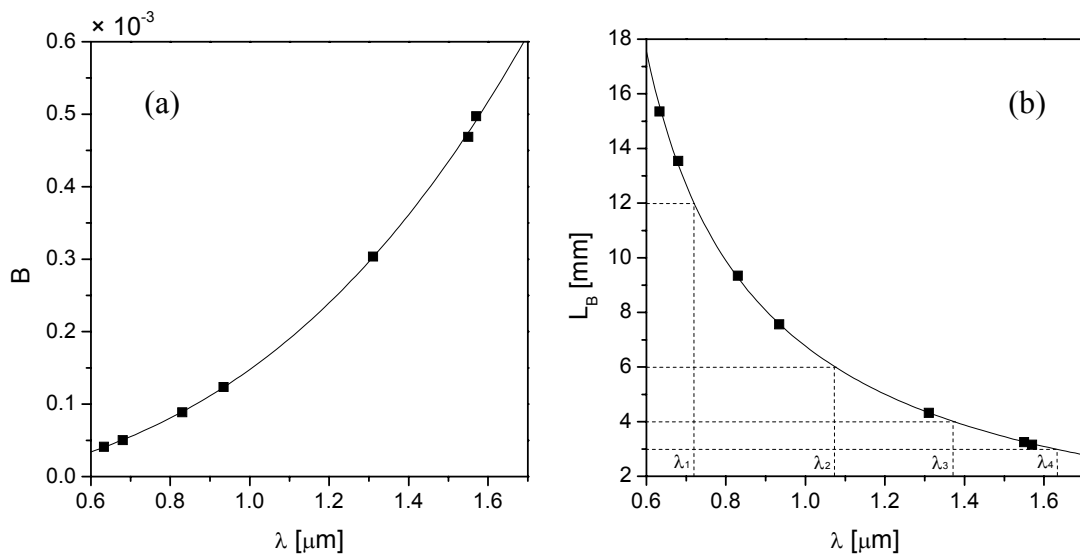
gdzie krzyżyk oznacza sprzężenie hermitowskie. Układ kolejnych elementów siatki oraz ich oznaczenia przedstawiono na rys. 6.1.



Rys. 6.1. Schemat ilustrujący działanie polaryzacyjnej siatki długookresowej oraz macierze Jonesa poszczególnych jej elementów.

W celu porównania wyników pomiarów i obliczeń zastosowano potęgowe przybliżenie zmierzonych przebiegów dwójłomności fazowej $B(\lambda)$ w funkcji długości fali dla włókien

użytych do wytworzenia siatek. Na rys. 6.2 przedstawiono zależności $B(\lambda)$ oraz $L_B(\lambda)$ dla włókna #A. Wszystkie symulacje prezentowane w tym rozdziale wykonano na podstawie przebiegu dwójłomności tego włókna. Na wykresie drogi zdudnienia w funkcji długości fali (rys. 6.2b) zaznaczono przerywaną linią miejsca, w których powinny wystąpić rezonanse zgodnie z warunkiem dopasowania fazowego (3.7) dla siatki o okresie $\Lambda = 12$ mm. Długości fali kolejnych rezonansów wynoszą odpowiednio $\lambda_1 = 0.719$ μm , $\lambda_2 = 1.075$ μm , $\lambda_3 = 1.373$ μm oraz $\lambda_4 = 1.629$ μm .

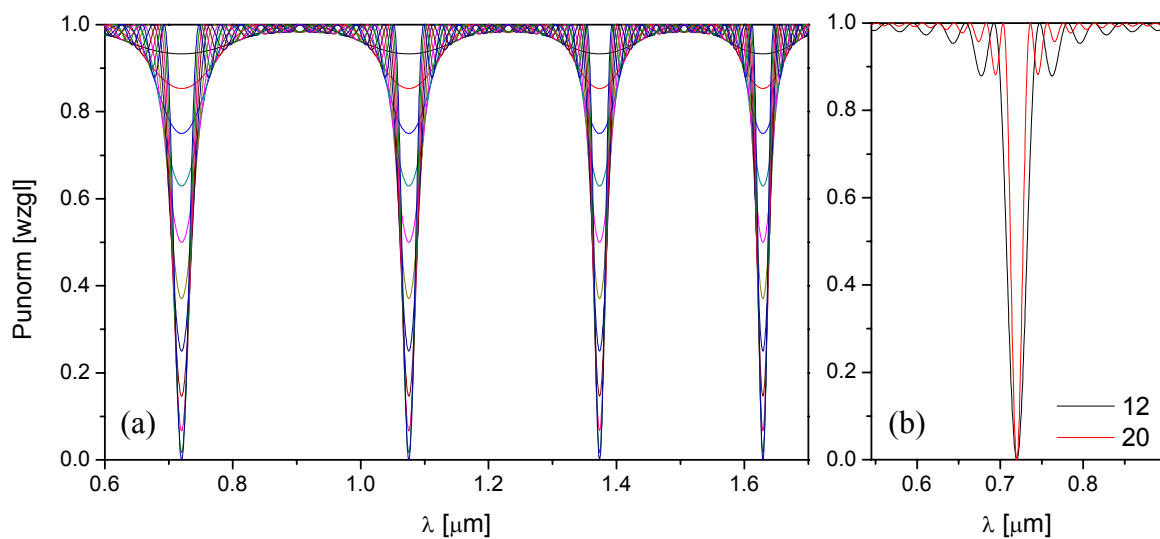


Rys. 6.2. Przebieg zmierzonej dwójłomności fazowej $B(\lambda)$ (a) oraz drogi zdudnienia L_B (b) w funkcji długości fali w światłowodzie #A z dwoma dużymi otworami powietrznymi.

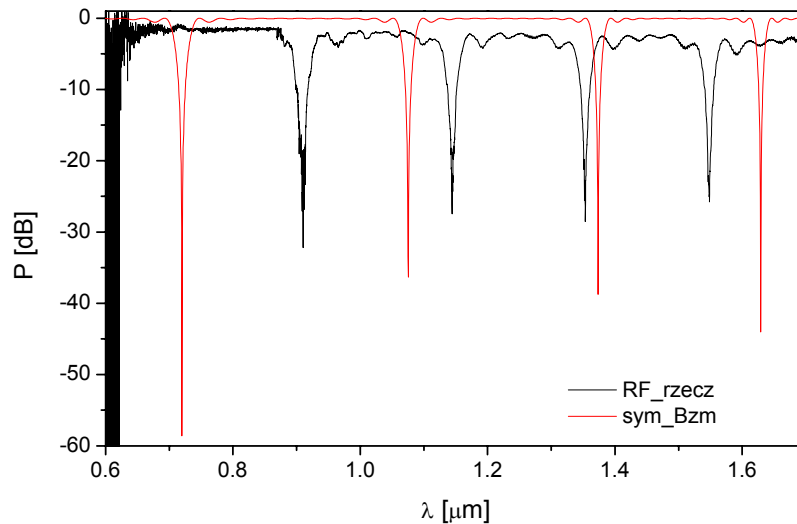
Na rys. 6.3a pokazano obliczoną numerycznie, unormowaną wartość mocy w modzie pobudzonym na wyjściu siatki w trakcie jej powstawania, tzn. po wytworzeniu kolejnych skręceń. Siatka ma okres $\Lambda = 12$ mm oraz 12 punktów sprzężenia. Całkowity kąt skręcenia siatki wynosi $\alpha_c = 90^\circ$. Położenia rezonansów są zgodne z przewidywaniami, co potwierdza poprawność modelu numerycznego. Rys. 6.3b pokazuje transmisję w pierwszym rezonansie dla modu pobudzonego dla siatki składającej się odpowiednio z 12 i 20 punktów sprzężenia, przy zachowaniu całkowitego kąta skręcenia równego $\alpha_c = 90^\circ$. Na podstawie rys. 6.3b można stwierdzić, że szerokość połówkowa rezonansów maleje wraz ze zwiększaniem ilości punktów sprzężenia w siatce. Ilość maksimum bocznych jest równa $N - 1$, gdzie N to ilość punktów sprzężenia.

Na rys. 6.4 pokazano transmitancję zmierzoną dla siatki rzeczywistej numer #A12_01 o okresie $\Lambda = 12$ mm wytworzonej we włóknie #A. Pokazano również transmitancję obliczoną wyrażoną w decybelach. Czerwona krzywa na rys. 6.4 odpowiada wynikom symulacji

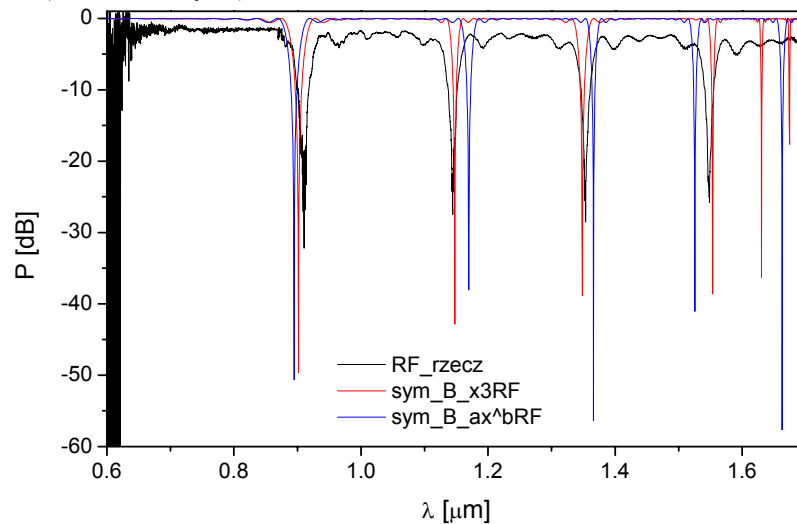
uzyskanym w oparciu o zmierzoną zależność dwójłomności fazowej od długości fali we włóknie zastosowanym do wytworzenia siatki. Ze względu na problem fluktuacji parametrów geometrycznych włókien fotonicznych wraz z ich długością, obliczona i zmierzona transmitancja siatki nie są zgodne. Tym niemniej, w oparciu o model numeryczny można próbować odtworzyć przebieg dwójłomności fazowej w tym miejscu włókna, w którym została wytworzona siatka. Poprzez powiązanie zmierzonych położenia rezonansów z odpowiadającymi im wartościami drogi zdudnienia (3.6) oraz wielomianową lub potęgową aproksymację można otrzymać zależność drogi zdudnienia od długości fali, a co za tym idzie również dwójłomności fazowej od długości fali. Jeśli zastosujemy do numerycznych symulacji dwójłomność fazową włókna wyznaczoną w taki sposób, to prowadzi to do dużo lepszej zgodności wyników obliczeń z eksperymentem, odpowiednio krzywa czerwona i niebieska na rys. 6.5. Pewnym ograniczeniem jest także dokładność samej aproksymacji dwójłomności fazowej. Widać to wyraźnie w zakresie długofalowym dla obliczonych krzywych transmitancji z dwójłomnością fazową odtworzoną na podstawie położenia rzeczywistych rezonansów. Obserwuje się dość dobrą zgodność czwartego rezonansu rzeczywistego z obliczoną transmitancją dla $\lambda_4 = 1.629 \mu\text{m}$. Jednocześnie w obliczonej transmitancji pojawiają się kolejne rezonanse w zakresie od $1.629 - 1.7 \mu\text{m}$, które w rzeczywistości nie istnieją. Jest to spowodowane faktem, że dwójłomność fazowa w zakresie długofalowym rośnie bardzo szybko, zatem drobne błędy aproksymacji powodują pojawienie się w obliczonych charakterystykach transmitancji nieistniejących w rzeczywistości rezonansów.



Rys. 6.3. Transmitancja siatki o okresie $\Lambda=12 \text{ mm}$ obliczona w oparciu o zmierzoną dwójłomność fazową włókna #A. Kolejne krzywe odpowiadają dodawaniu kolejnych segmentów siatki (a). Transmitancja w pobliżu pierwszego rezonansu obliczona dla 12 i 20 punktów sprzężenia (b).



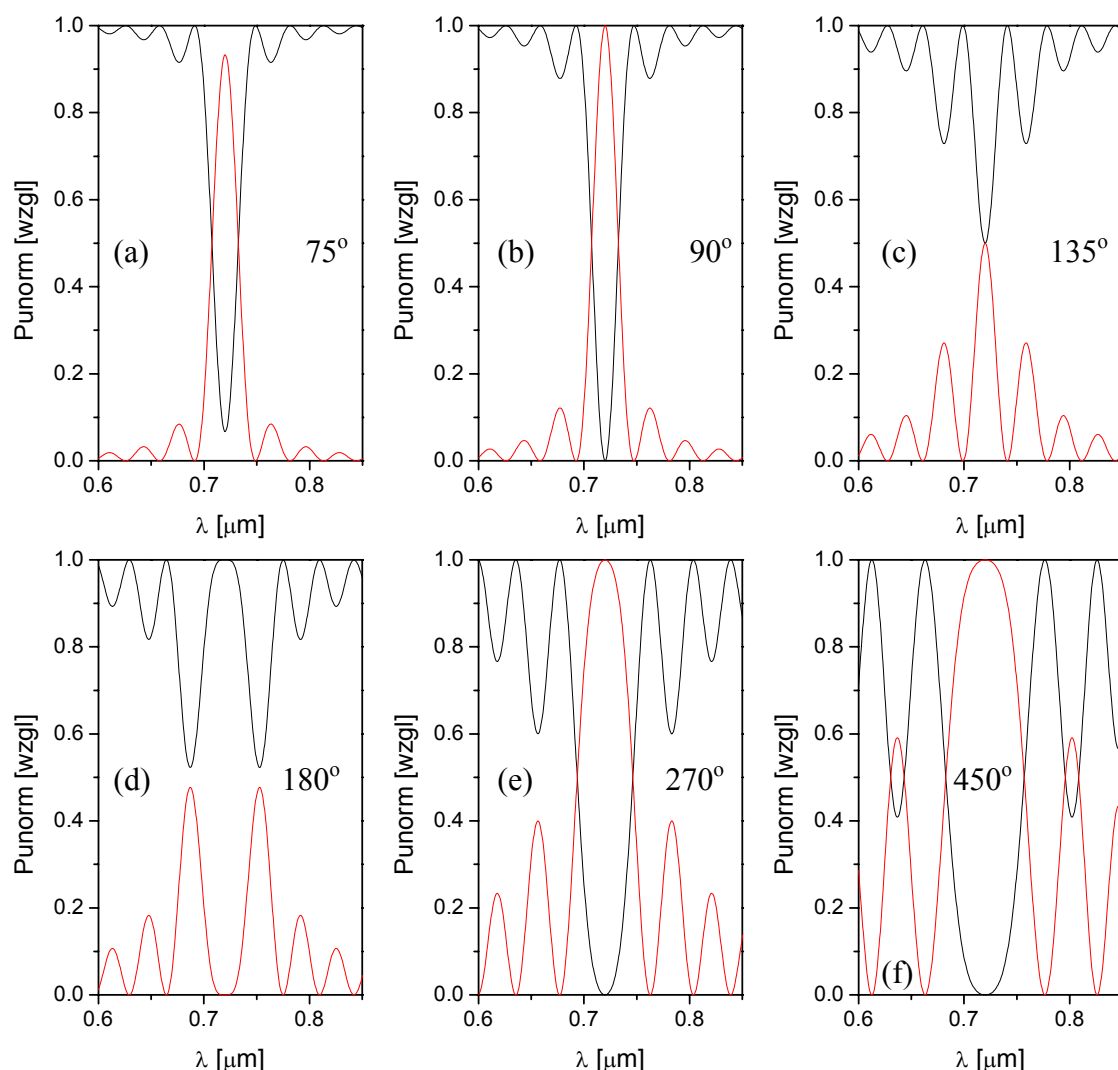
Rys. 6.4. Zmierzona transmitancja rzeczywistej siatki (#A12_01) zapisanej we włóknie #A o okresie $\Lambda=12$ mm (czarna krzywa) oraz transmitancja siatki o tych samych parametrach obliczona w oparciu o zmierzoną dwójłomność fazową (czerwona krzywa).



Rys. 6.5. Zmierzona transmitancja siatki #A12_01 wytworzonej we włóknie #A o okresie $\Lambda=12$ mm (czarna krzywa) oraz transmitancja siatki o tych samych parametrach obliczona na podstawie drogi zdudnienia wyznaczonej poprzez aproksymację wielomianem 3 stopnia (czerwona krzywa) oraz funkcją potęgową (niebieska krzywa) punktów rezonansowych siatki rzeczywistej.

Ze względu na pominięcie w modelu numerycznym strat wynikających z tłumienia modów polaryzacyjnych oraz odbić wstecznych, obserwuje się niedopasowanie obliczonej oraz zmierzonej wartości transmitancji w zakresie długofalowym w obszarze poza rezonansami. Ponadto, obliczone i zmierzone głębokości rezonansów również się różnią, ponieważ w obliczeniach założono nieciągłą zmianę azymutu pomiędzy kolejnymi segmentami siatki, a w rzeczywistości skręcenie włókna w każdym punkcie sprzężenia ma charakter ciągły i zachodzi na długości około $200 \mu\text{m}$. W przypadku nieciągłej zmiany azymutu, sprzężenie pomiędzy modami polaryzacyjnymi jest niezależne od długości fali. Z tego powodu w modelu teoretycznym optymalny całkowity kąt skręcenia równy jest $\alpha_c = 90^\circ$, niezależnie od położenia rezonansu. Dla rzeczywistej siatki wartość całkowitego kąta skręcenia

zapewniającego najgłębszy rezonans zależy od dwójłomności włókna i od długości fali. Przykładowo dla całkowitego kąta skręcenia 90° pierwszy rezonans może mieć maksymalną głębokość, podczas gdy pozostałe rezonanse będą coraz płytsze. W związku z ciągłym profilem skręcenia, w rzeczywistych siatkach rezonanse wyższego rzędu wymagają nieco większego całkowitego kąta skręcenia, aby uzyskać ich maksymalną głębokość. Ten efekt spowodowany jest zależnością współczynnika sprzężenia między modami polaryzacyjnymi od długości fali. Z przeprowadzonych eksperymentów wynika, że optymalny kąt skręcenia dla różnych długości fali różni się nieznacznie od 90° . Jest zatem możliwe takie dobranie całkowitego kąta skręcenia rzeczywistej siatki, aby głębokości wszystkich rezonansów były zbliżone.



Rys. 6.6. Ewolucja charakterystyki transmisyjnej w pobliżu pierwszego rezonansu siatki o okresie $\Lambda=12$ mm w funkcji całkowitego kąta skręcenia α_c : 75° (a), 90° (b), 135° (c), 180° (d), 270° (e), 450° (f).

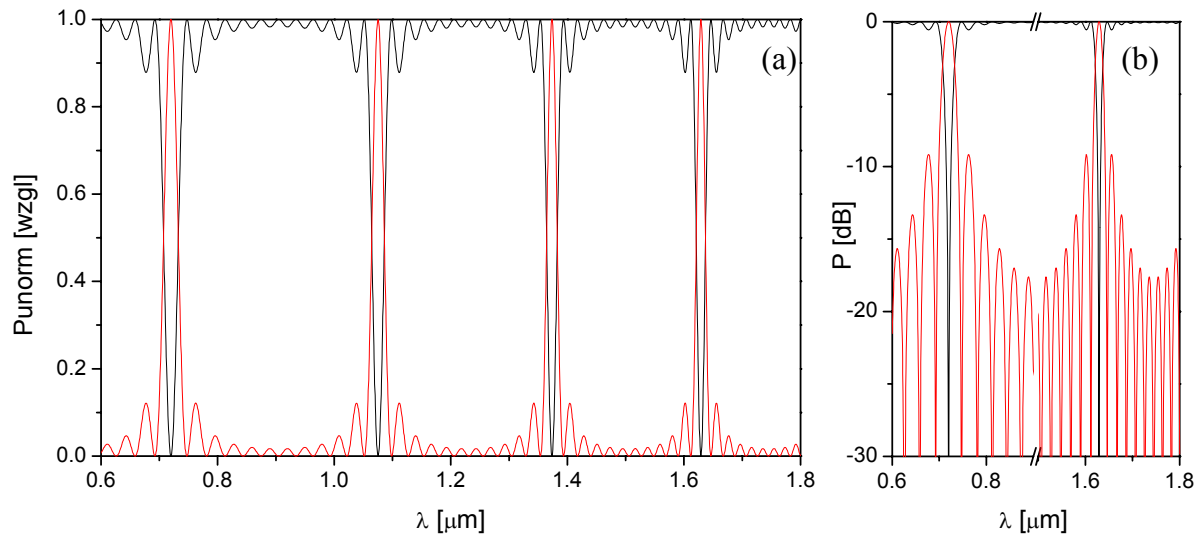
W oparciu o nieciągły profil skręcenia przeprowadzono symulacje parametrów transmisyjnych siatki w funkcji całkowitego kąta skręcenia. Na rys. 6.6 pokazano obliczone

charakterystyki transmisyjne w zależności od całkowitego kąta skręcenia dla siatki o okresie $\Lambda = 12$ mm. Obliczenia wykonano w oparciu o zmierzony przebieg dwójłomności światłowodu #A.

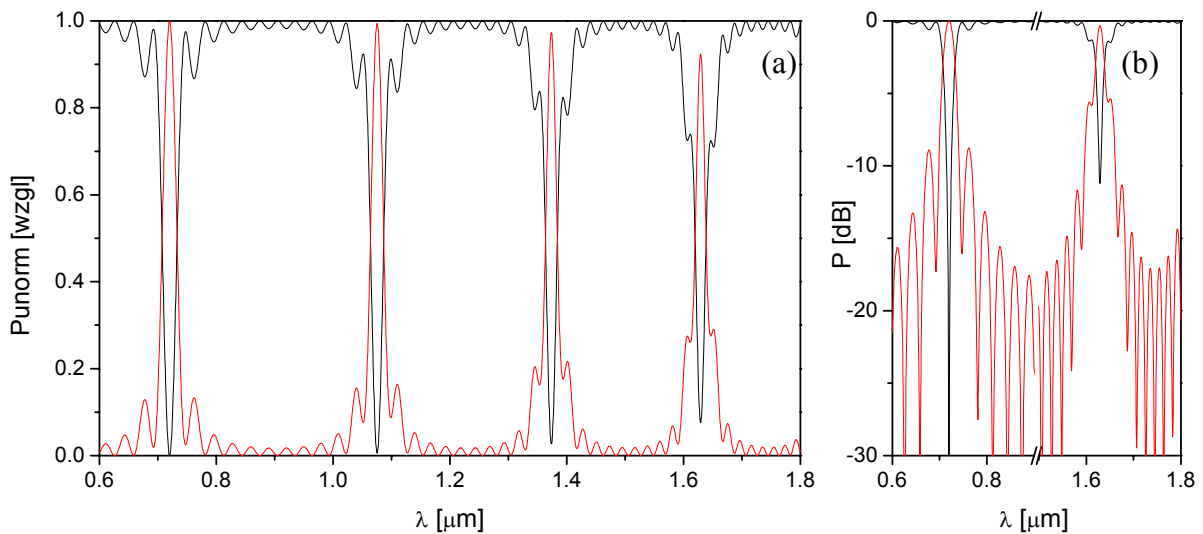
Dla całkowitego kąta skręcenia mniejszego od 90° sprzężenie z modu x do modu y jest mniejsze niż 100%, rys. 6.6a. Dla kątów skręcenia większych niż 90° pojawia się efekt powrotnego sprzęgania mocy do modu pobudzonego, co prowadzi do pogorszenia charakterystyki transmisyjnej siatki. Dalsze zwiększanie całkowitego kąta skręcenia, aż do 180° powoduje zanik głównego rezonansu, przy jednoczesnym wzmocnieniu bocznych oscylacji transmitancji rys 6.6d. Dla kątów skręcenia równych nieparzystym wielokrotnościom 90° sprzężenie osiąga wartość maksymalną (rys. 6.6b,d,e), ale tylko dla kąta równego 90° wielkość bocznych oscylacji oraz szerokość połówkowa piku głównego są najkorzystniejsze (najmniejsze).

Symulacje numeryczne pozwoliły również określić jaki wpływ na kształt i położenie rezonansów mają błędy wykonania siatki, w tym nierówne długości poszczególnych segmentów siatki i/lub nierówne kąty skręcenia pomiędzy poszczególnymi segmentami. Na rys. 6.7 pokazano transmitancję siatki o jednakowych kątach skręcenia $\alpha_i = 90^\circ / 12 = 7.5^\circ$ i stałym okresie $\Lambda = 12$ mm. Całkowity kąt skręcenia wszystkich analizowanych siatek był równy 90° . Dla siatki wykonanej bezbłędnie głębokości głównych rezonansów, a także bocznych oscylacji są niezależnie od rzędu rezonansu. Ponadto, symetria rezonansów jest w pełni zachowana. Sytuacja zmienia się, gdy wprowadzimy pewne zaburzenie w rozkładzie długości kolejnych segmentów siatki. Na przykład symbolem $\Lambda \uparrow$, oznaczono siatkę z liniowo narastającą długością pojedynczego segmentu, tab. 6.1. Rys. 6.8 pokazuje, że w takim przypadku kolejne rezonanse ulegają spłyceciu, zaburzona zostaje także symetria rezonansów. Ulegają one również niewielkiemu poszerzeniu, ze względu na zlewanie się piku głównego z bocznymi oscylacjami. Wynika to z warunku dopasowania fazowego (3.6) i silnie dyspersyjnej dwójłomności. Zaburzenia okresu nie powodują znacznych zmian w charakterystykach rezonansów w zakresie krótkofalowym, ponieważ generują one mniejsze błędy fazy (dla idealnej siatki każdy segment wnosi przesunięcie fazy między modami równe wielokrotności 2π), co prowadzi do nieznacznej degradacji charakterystyki rezonansu. Natomiast dla fal dłuższych, gdzie dwójłomność zmienia się silnie z długością fali, efekt niedopasowania fazowego spowodowany błędami długości segmentów jest większy i prowadzi do bardziej widocznych zmian charakterystyki transmisyjnej. Rezonanse dla fal dłuższych nie tylko ulegają poszerzeniu, ale również spłyceciu, co prowadzi do pogorszenia

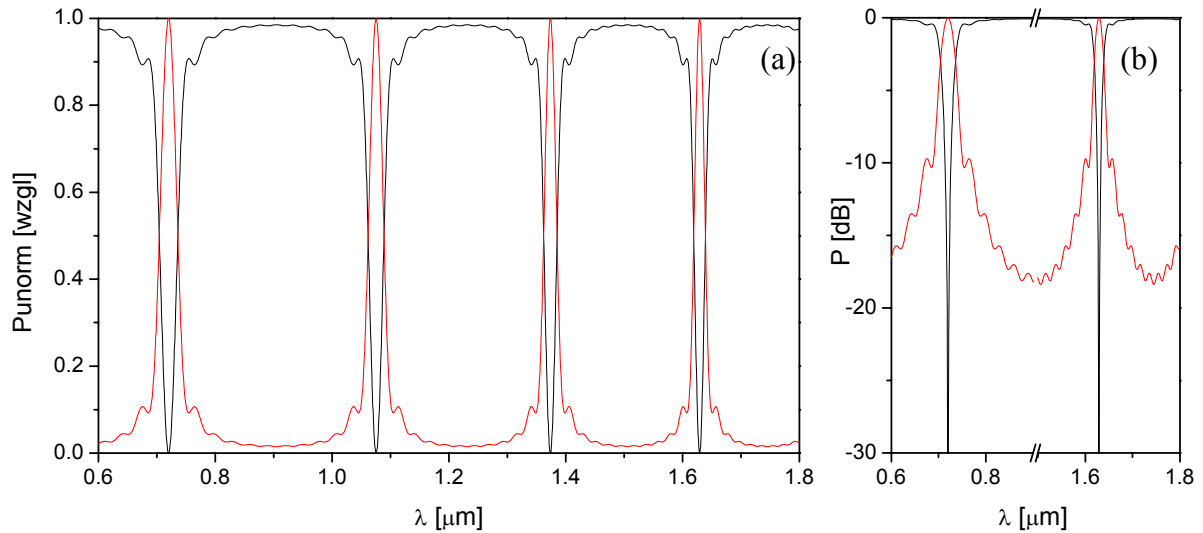
efektywności sprzężenia między modami polaryzacyjnymi. Widać również, że przy narastającej długości kolejnych segmentów, położenia rezonansów są takie same jak dla siatki idealnej o $\Lambda=12$ mm. Wynika to z faktu, że w zaburzonej siatce średnia długość segmentu jest równa $\Lambda = 12$ mm, a położenia rezonansów odpowiadają właśnie średniej długości segmentu.



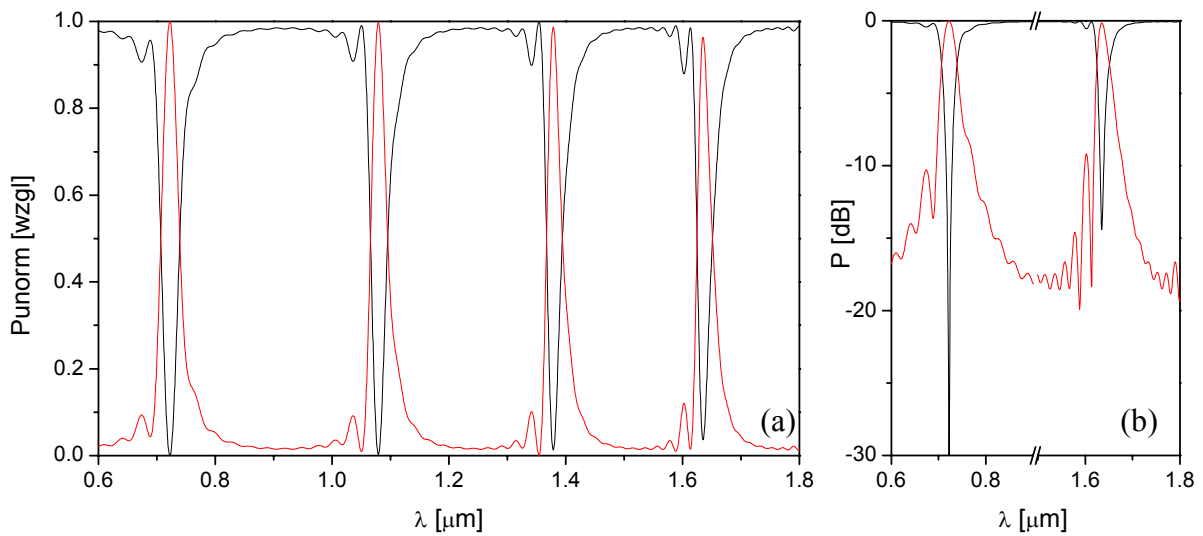
Rys. 6.7. Obliczona transmitancja siatki o stałym okresie $\Lambda=12$ mm i równych kątach poszczególnych skręceń $\alpha_i=7.5^\circ$ w skali liniowej (a). Rezonanse o numerach 1 i 4 w skali logarytmicznej (b).



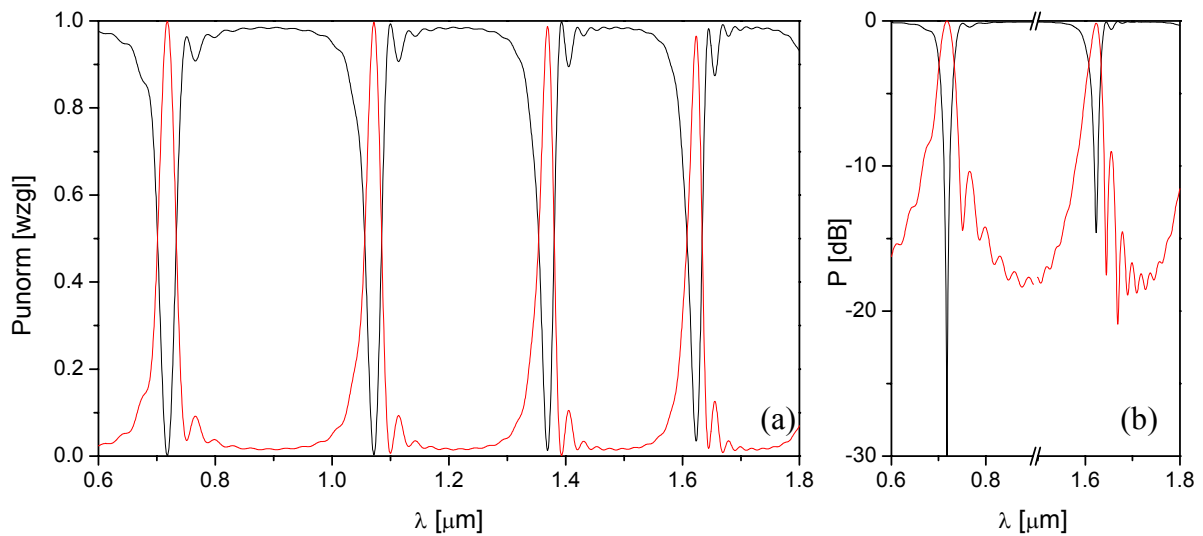
Rys. 6.8. Obliczona transmitancja siatki o narastającym okresie $\Lambda \uparrow$ i równych kątach poszczególnych skręceń $\alpha_i=7.5^\circ$ w skali liniowej (a). Rezonanse o numerach 1 i 4 w skali logarytmicznej (b).



Rys. 6.9. Obliczona transmitancja siatki o stałym okresie $\Lambda=12$ mm i malejących kątach skręcenia pomiędzy kolejnymi segmentami siatki $\alpha_i \downarrow$ w skali liniowej (a). Rezonanse o numerach 1 i 4 w skali logarytmicznej (b).



Rys. 6.10. Obliczona transmitancja siatki o narastającym okresie $\Lambda \uparrow$ i malejących kątach skręcenia $\alpha_i \downarrow$ w skali liniowej (a). Rezonanse o numerach 1 i 4 w skali logarytmicznej (b).



Rys. 6.11. Obliczona transmitancja siatki o narastającym okresie $\Lambda \uparrow$ i narastających kątach skręcenia $\alpha_i \uparrow$ w skali liniowej (a). Rezonanse o numerach 1 i 4 w skali logarytmicznej (b).

Tab. 6.1. Tabela okresów i kątów poszczególnych skręceń użytych w symulacjach numerycznych.

R	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	Śr/Σ
$\Lambda \uparrow$ [mm]	11.75	11.80	11.85	11.90	11.95	12.00	12.05	12.10	12.15	12.20	12.25	---	12
$\Lambda \downarrow$ [mm]	12.25	12.20	12.15	12.10	12.05	12.00	11.95	11.90	11.85	11.80	11.75	---	12
$\alpha_i \uparrow$ [°]	1.15	2.31	3.46	4.62	5.77	6.92	8.08	9.23	10.38	11.54	12.69	13.85	90
$\alpha_i \downarrow$ [°]	13.85	12.69	11.54	10.38	9.23	8.08	6.92	5.77	4.62	3.46	2.31	1.15	90
α_i [°] $\sigma=5$	5.09	6.22	7.29	8.22	8.91	9.27	9.27	8.91	8.22	7.29	6.22	5.09	90
α_i [°] $\sigma=3$	2.33	4.07	6.34	8.85	11.05	12.35	12.35	11.05	8.85	6.34	4.07	2.33	90
α_i [°] $\sigma=2$	0.41	1.43	3.89	8.24	13.58	17.44	17.44	13.58	8.24	3.89	1.43	0.41	90

Zbadano również charakterystykę transmisyjną siatki o malejącym rozkładzie długości segmentów $\Lambda \downarrow$. Otrzymano dokładnie taką samą krzywą jak dla rozkładu rosnącego z rys. 6.8. Gdy zastosowano malejący rozkład kąta skręcenia siatki $\alpha_i \downarrow$ (tab. 6.1), przy stałym okresie $\Lambda = 12$ mm, wszystkie rezonanse były symetryczne, o równej głębokości, ale boczne maksima uległy rozmyciu tworząc bardziej wygładzone zbocza rezonansu głównego, który ulegał poszerzeniu, rys. 6.9. Efekt ten nie jest pożądany, co najlepiej pokazuje krzywa transmisji wyrażona w skali logarytmicznej, rys. 6.9b. Pik główny rezonansu nie jest tak dobrze wyodrębniony, jak w przypadku siatki idealnej i dodatkowo jest mocno poszerzony. Zastosowanie takiego samego rozkładu kątów skręcenia z wartościami rosnącymi nie wprowadza żadnych zmian w zaburzeniach transmitancji, podobnie, jak w przypadku zmiany kierunku narastania długości segmentów, gdyż jest to równoznaczne z odwróceniem biegu światła w siatce.

Na rys. 6.10 przedstawiono sumowanie się dwóch efektów: narastającej długości okresu siatki $\Lambda \uparrow$ i malejącego kąta skręcenia $\alpha_i \downarrow$. Widać wyraźne poszerzenie prawego zbocza rezonansu, gdzie boczne maksima zlały się z pikiem głównym. Zjawisko to ponownie związane jest z warunkiem dopasowania fazowego i dyspersyjnym charakterem dwójłomności. Segmenty siatki, dla których występują większe kąty skręceń wnoszą większy wkład do wypadkowej charakterystyki transmitancji. Jeśli jednocześnie segmenty mocniej skręcone mają większą długość niż średnia długość segmentu, to prowadzi to do poszerzenia rezonansu od strony długofalowej. W sytuacji, gdy obydwa parametry zmieniają się narastająco lub malejąco poszerzenie rezonansu obserwuje się po lewej stronie zbocza, rys. 6.11.

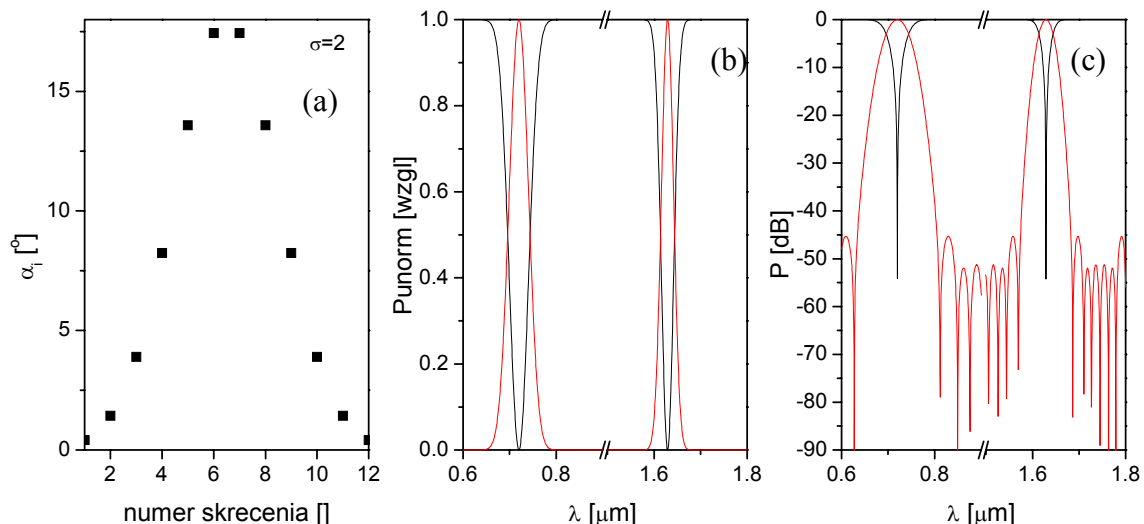
W rozpatrywanych przypadkach zaburzenia parametrów konstrukcyjnych siatki (okresu i kąta skręcenia) miały charakter monotoniczny. Wyniki symulacji numerycznych wyjaśniają

przyczynę powstawania asymetrycznych charakterystyk rezonansowych obserwowanych w rzeczywistych siatkach. Najważniejszym wnioskiem wypływającym z przeprowadzonej analizy numerycznej jest fakt, że mocniej skrzyżowane segmenty wnoszą dominujący wkład do charakterystyk transmisyjnych siatki. Jeśli dodatkowo pojawiają się odstępstwa od optymalnych przesunięć fazowych wnoszonych przez poszczególne segmenty (spowodowane błędami wykonania siatki lub monotoniczną zmianą dwójłomności wzdłuż długości włókna) to prowadzi to do asymetrii rezonansów. Problem ten narasta wraz ze wzrostem dwójłomności włókna, ponieważ takie same błędy wykonania siatki prowadzą do większych odstępstw od idealnego dopasowania fazowego określonego wzorem (3.6).

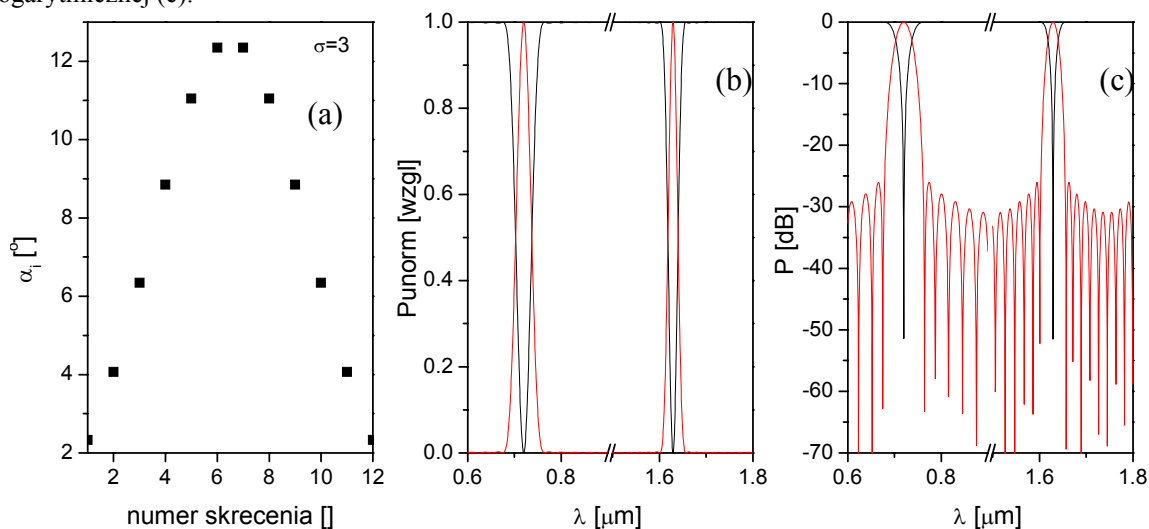
Przebadano również wpływ innych rozkładów kątów skrzyżowania oraz wpływ zaburzenia długości jednego segmentu w centrum siatki na charakterystyki transmisyjne. Siatki o rozkładzie kątów skrzyżowania zadanym pewną funkcją (często gaussowską lub trójkątną) nazywane są siatkami apodyzowanymi (ang. *apodized LPGs*). Natomiast siatki ze skróconym centralnym segmentem, który wprowadza przesunięcie fazy o nieparzystą wielokrotność π nazywane są ang. *π -shifted*. Na rys. 6.12 – 6.14 przedstawiono transmitancję siatki z apodyzacją kąta skrzyżowania. Rozkład kąta skrzyżowania wzdłuż długości włókna wyrażony w stopniach opisuje funkcja Gaussa:

$$\alpha(x) = 90 \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}, \quad (6.10)$$

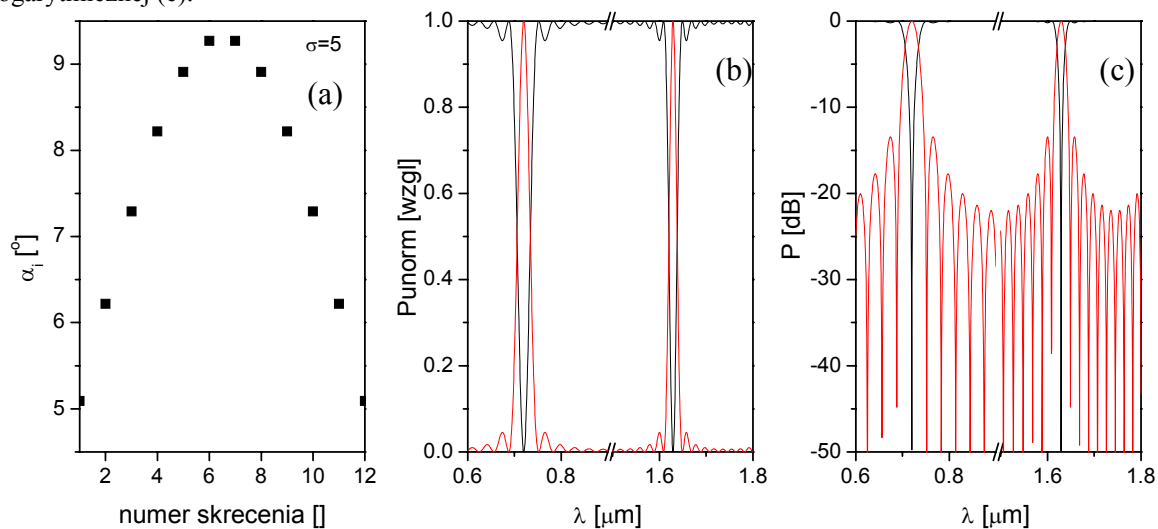
gdzie szerokość rozkładu określona jest parametrem $\sigma = 2$, $\sigma = 3$ lub $\sigma = 5$. Środek symetrii rozkładu $\mu = 6.5$ ustalono pomiędzy segmentami siatki o numerach 6 i 7. Wielkość x odpowiada w tym wypadku numerowi skrzyżowania, a $\alpha(x)$ oznacza kąt skrzyżowania w tym punkcie. Obliczone wartości kątów skrzyżowania kolejnych segmentów umieszczono w tab. 6.1. Wykresy transmitancji w skali logarytmicznej z rys 6.12 – 6.14, pokazują, że siatki apodyzowane z rozkładem gaussowskim kątów skrzyżowania o $\sigma = 2$ mają zmniejszone boczne oscylacje transmitancji do poziomu -45 dB. Negatywnym efektem apodyzacji z parametrem $\sigma = 2$ jest mocne poszerzenie głównego rezonansu. Lepszym rozwiązaniem wydaje się zastosowanie rozkładu kątów skrzyżowania o większych parametrach σ , na przykład $\sigma = 3$ lub $\sigma = 5$. W takim przypadku stosunek wysokości bocznych rezonansów i piku głównego jest również zmniejszony do poziomu -28 dB dla $\sigma = 3$ i -15 dB dla $\sigma = 5$, a poszerzenie rezonansu głównego jest nieznaczne w porównaniu do siatki nieapodyzowanej.



Rys. 6.12. Obliczona transmitancja siatki o okresie $\Lambda=12$ mm z apodyzacja kątów skrecenia. Wielkości poszczególnych kątów skrecenia dla rozkładu Gaussa z $\sigma=2$ (a). Rezonanse o numerach 1 i 4 w skali liniowej (b) i logarytmicznej (c).

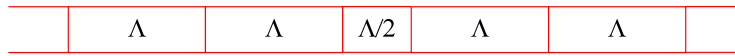


Rys. 6.13. Obliczona transmitancja siatki o okresie $\Lambda=12$ mm z apodyzacja kątów skrecenia. Wielkości poszczególnych kątów skrecenia dla rozkładu Gaussa z $\sigma=3$ (a). Rezonanse o numerach 1 i 4 w skali liniowej (b) i logarytmicznej (c).



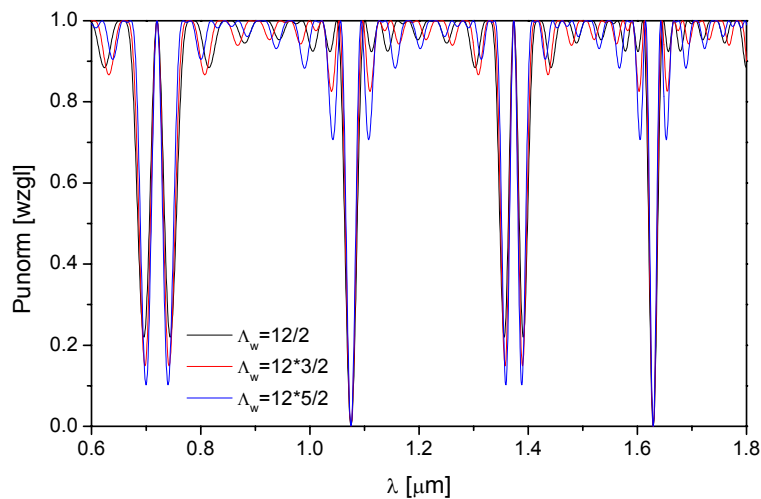
Rys. 6.14. Obliczona transmitancja siatki o okresie $\Lambda=12$ mm z apodyzacja kątów skrecenia. Wielkości poszczególnych kątów skrecenia dla rozkładu Gaussa z $\sigma=5$ (a). Rezonanse o numerach 1 i 4 w skali liniowej (b) i logarytmicznej (c).

Transmitancję siatki z przesunięciem fazy o π wyznaczono dla konfiguracji z centralnym segmentem o długości równej połowie okresu $\Lambda_w = \Lambda/2$, rys. 6.15.

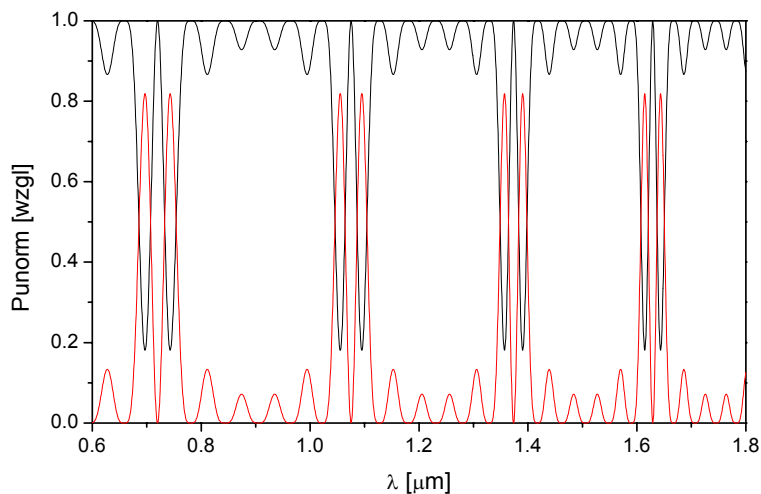


Rys. 6.15. Schemat siatki polaryzacyjnej z centralnym segmentem równym połowie okresu $\Lambda_w = \Lambda/2$.

W takim przypadku w rezonansach nieparzystych obserwowano podział piku głównego na dwa symetryczne piki oraz wzrost maksimum bocznych wraz ze zwiększaniem Λ_w , rys. 6.16. Symetryczny podział wszystkich rezonansów jest także możliwy dla siatki składającej się z dwóch części o przeciwnym kierunku skręceń, na przykład skręcenia w segmentach od 1 do 6 w prawą stronę, skręcenia w segmentach od 7 do 12 w lewą stronę. Przesunięcie fazy o π następuje wówczas na skutek zmiany kierunku skręcania siatki, a nie na skutek zmiany długości centralnego okresu, co powoduje, że wszystkie rezonanse rozdzielają się symetrycznie na dwa piki, rys. 6.17.

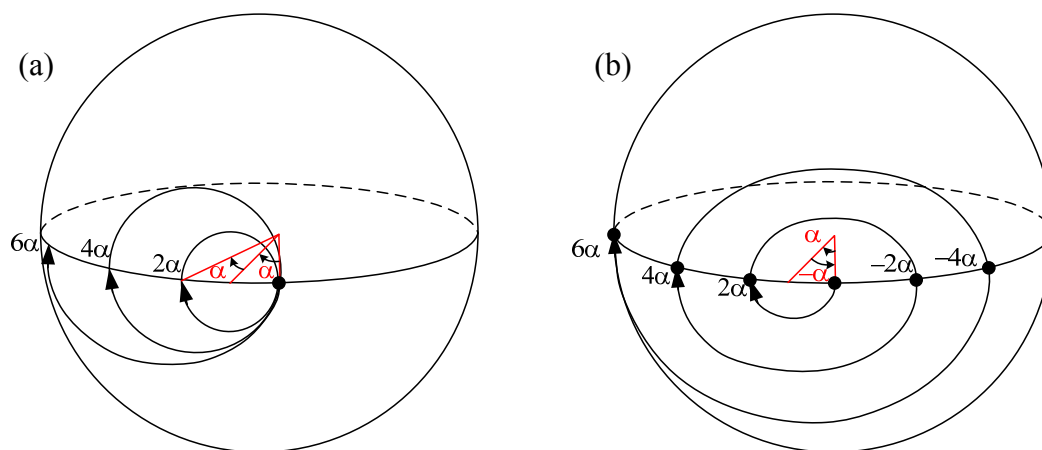


Rys. 6.16. Obliczona transmitancja siatki o okresie $\Lambda=12$ mm z centralnym segmentem Λ_w o długości 6, 18 i 30 mm.



Rys. 6.17. Obliczona transmitancja siatki o okresie $\Lambda=12$ mm z segmentami 1 – 6 skręconymi w prawo i segmentami 7 – 12 skręconymi w lewo o kąt 7.5° .

Dodatkowo przeanalizowano wpływ kierunku skręceń na charakterystyki transmisyjne siatek. Na rys. 6.19a pokazano charakterystykę transmisyjną siatki złożonej z 11 segmentów o długości $\Lambda = 12$ mm, dla której całkowity kąt skręcenia wynosił $\alpha_c = 90^\circ$, a wartości poszczególnych skręceń były równe $90^\circ/12$. Czarna krzywa odpowiada transmitancji siatki, w której kierunek skręceń był zachowany (całkowite skręcenie narastało), natomiast czerwona krzywa odpowiada transmitancji siatki, w której skręcenia o taką samą wartość występowały w przeciwnych kierunkach naprzemiennie w kolejnych segmentach (sumaryczne skręcenie siatki było równe zero). Przeprowadzone symulacje numeryczne pokazują, że w obu przypadkach można uzyskać rezonansowe sprzężenie pomiędzy modami polaryzacyjnymi, chociaż mechanizm tego sprzężenia, a zatem i warunek dopasowania fazowego są różne.



Rys. 6.18. Ewolucja stanu polaryzacji światła dla rezonansowej długości fali w poszczególnych segmentach siatki przy skręceniach jednokierunkowych (a) i naprzemiennych (b) przedstawiona schematycznie na kuli Poincaré. Punktami zaznaczono stan polaryzacji na wyjściu kolejnych segmentów.

Zilustrowano to na rys. 6.18, który pokazuje na kuli Poincaré ewolucję stanu polaryzacji światła propagującego w obu strukturach. Kiedy segmenty siatki są skręcane zawsze w tą samą stronę i każdy kolejny kąt skręcenia jest równy α , to dla rezonansowej długości fali azymut polaryzacji pozostaje niezmienny na wyjściu kolejnych segmentów (w bezwzględny układzie odniesienia) natomiast rośnie azymut kolejnych segmentów zgodnie ze wzorem:

$$\alpha_i = i\alpha, \quad (6.11)$$

gdzie $i = 1, 2, 3, \dots$, (rys. 6.18a). Całkowite sprzężenie do modu ortogonalnego dla rezonansowej długości fali następuje wtedy, gdy azymut ostatniego segmentu siatki obróci się o 90° względem pierwszego segmentu siatki. Oczywiście, aby taki mechanizm sprzężenia działał

poprawnie, we wszystkich segmentach siatki musi być spełniony następujący warunek dopasowania fazowego:

$$\Delta\beta\Lambda = 2\pi k, \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (6.12)$$

gdzie $\Delta\beta = \beta_x - \beta_y$ jest różnicą stałych propagacji dla ortogonalnych modów polaryzacyjnych.

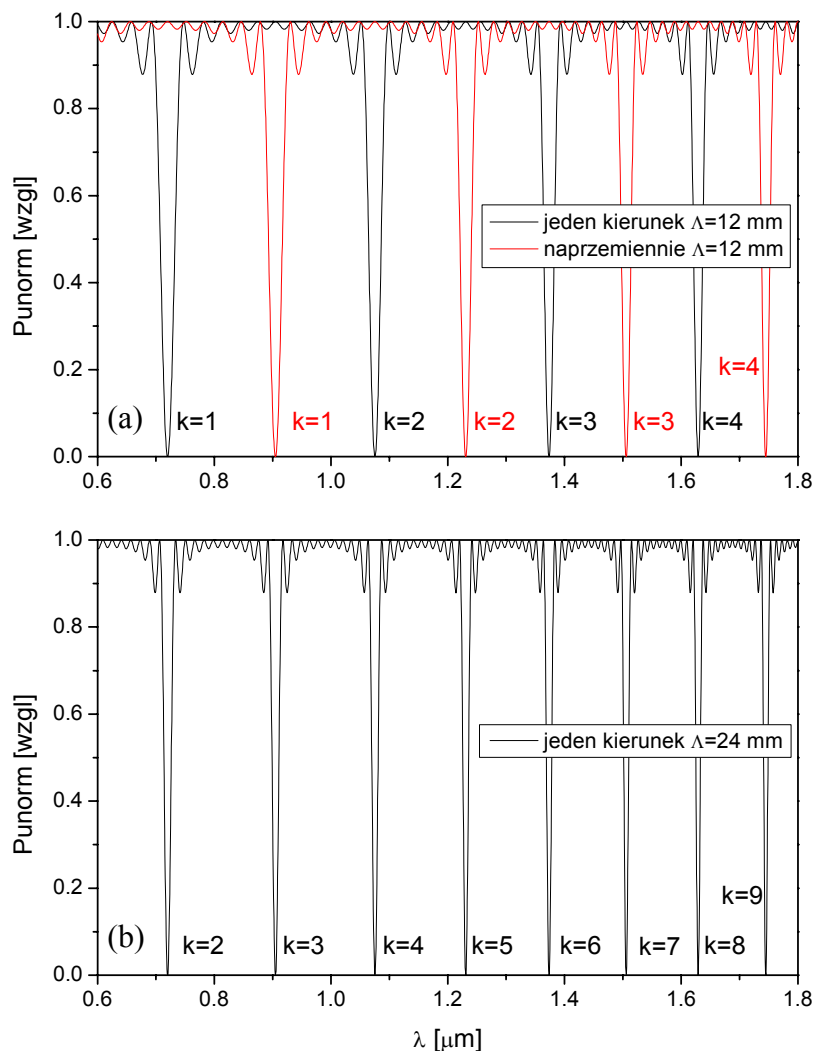
Aby rezonansowe sprzężenie między modami polaryzacyjnymi zachodziło w siatkach o naprzemiennych kątach skręcenia, równych odpowiednio α i $-\alpha$, to przesunięcie fazy między modami polaryzacyjnymi w każdym segmencie siatki musi być równe nieparzystej wielokrotności π :

$$\Delta\beta\Lambda - \pi = 2\pi k, \quad (6.13)$$

Przy spełnieniu takiego warunku azymut stanu polaryzacji dla rezonansowej długości fali na wyjściu kolejnych nieparzystych segmentów zmienia się jak:

$$\alpha_i = i\alpha. \quad (6.14)$$

W celu uzyskania pełnego sprzężenia do ortogonalnego modu polaryzacyjnego należy zastosować taką liczbę segmentów, aby całkowity obrót stanu polaryzacji na wyjściu ostatniego segmentu siatki był równy 90° . Mechanizm sprzężenia ilustruje rys. 6.18b, na którym pokazano ewolucję stanu polaryzacji dla rezonansowej długości fali w siatce z naprzemienną zmianą kąta o $\pm\alpha$.



Rys. 6.19. Obliczona transmitancja siatki o okresie $\Lambda = 12$ mm (a) z takim samym kierunkiem skręceń (czarna krzywa) i skręceniami naprzemiennymi (czerwona krzywa). Porównawcza charakterystyka dla siatki o okresie $\Lambda = 24$ mm dla skręceń w tym samym kierunku (b). Dla wszystkich obliczonych transmitancji siatka składała się z 11 segmentów.

Dla porównania na rys. 6.19b pokazano charakterystykę transmisyjną siatki ze skręceniami w jednym kierunku o okresie dwukrotnie większym $\Lambda = 24$ mm niż na rys.6.19. Dla skręceń w tym samym kierunku można zatem napisać:

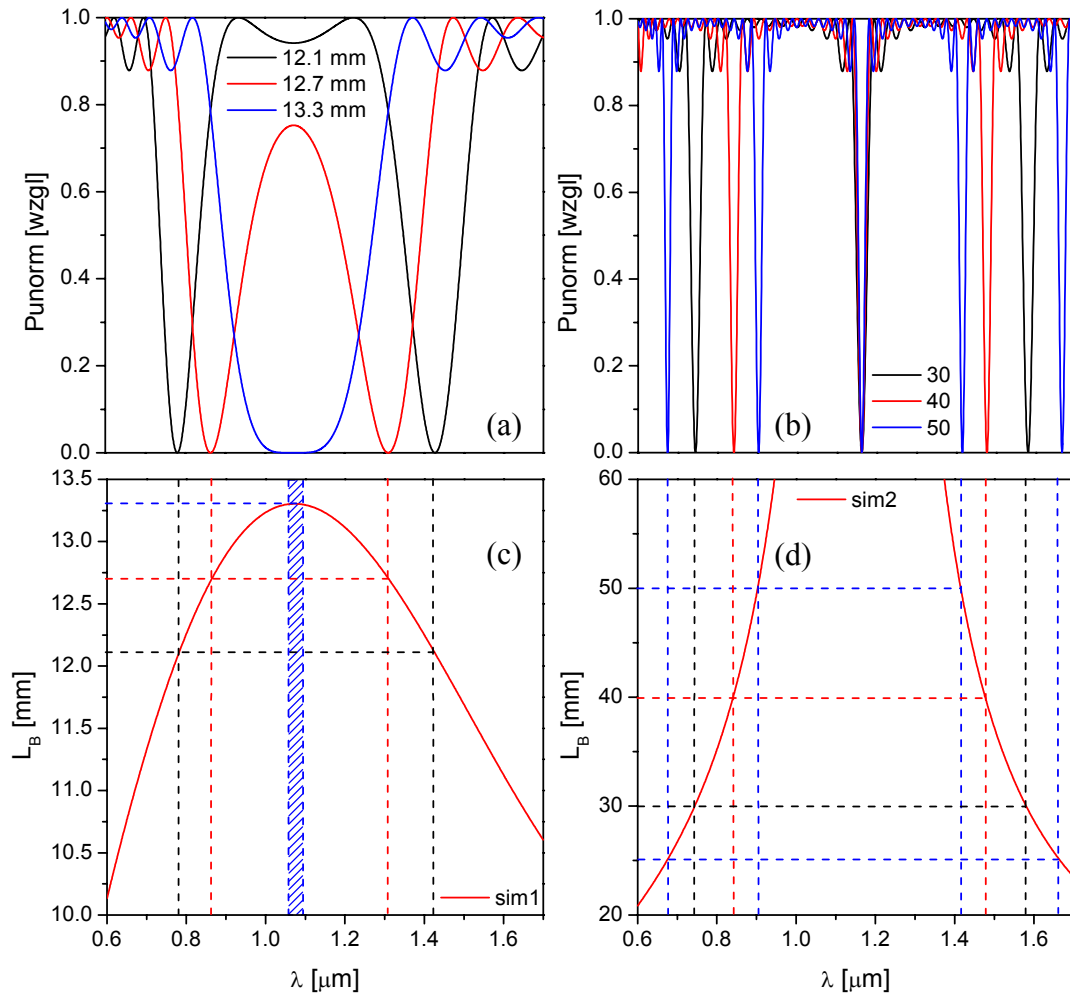
$$\Delta\beta \times \Lambda_{24} = 2\pi k . \quad (6.15)$$

A ponieważ zachodzi równość $\Lambda_{24} = 2\Lambda_{12}$ wyrażenie (6.12) dla Λ_{24} jest równoważne z:

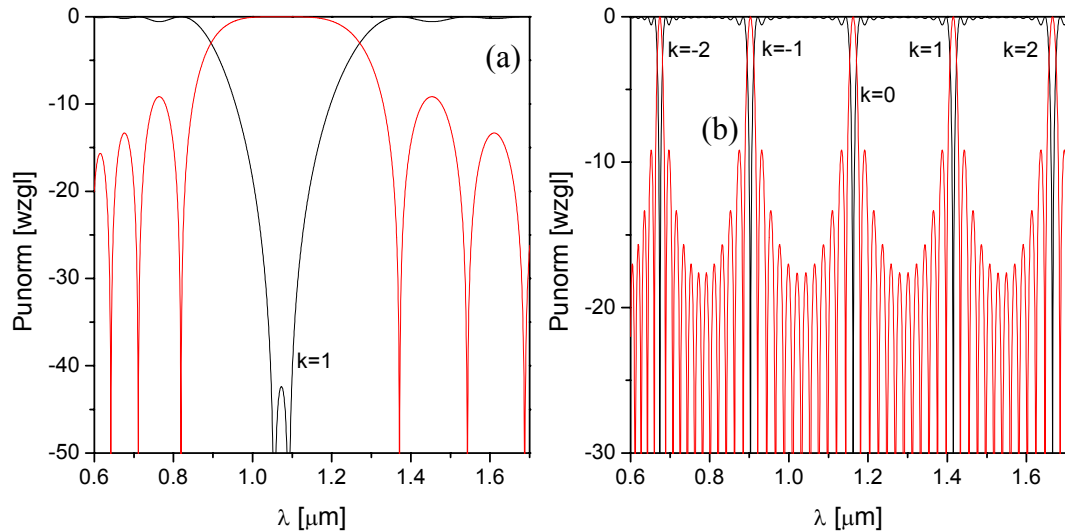
$$\Delta\beta \times \Lambda_{12} = \pi k . \quad (6.16)$$

Zatem rezonanse siatki o okresie $\Lambda = 24$ mm z jednokierunkowymi skręceniami pokrywają się jednocześnie z rezonansami siatki o $\Lambda = 12$ mm skręcanej naprzemiennie i jednokierunkowo.

Przebadano także właściwości transmisyjne siatek polaryzacyjnych wytworzonych w światłowodach z zerową dwójłomnością fazową lub grupową omawianych w rozdziale 4. Do przeprowadzenia symulacji wykorzystano obliczone przebiegi dwójłomności pokazane na rys. 4.2.1 (krzywa sim1 oraz sim2, odpowiednio).



Rys. 6.20. Obliczone charakterystyki transmisyjne siatek polaryzacyjnych o okresach 12.1, 12.7 i 13.3 mm (a) we włóknie z zerową dwójłomnością grupową dla $\lambda_{\text{sim1}}=1.07 \mu\text{m}$ oraz siatek o okresach 30, 40 i 50 mm z zerową dwójłomnością fazową dla $\lambda_{\text{sim2}}=1.17 \mu\text{m}$ (b) w skali liniowej. Przebiegi drogi zdudnienia dla obu włókien (c,d).



Rys. 6.21. Obliczona charakterystyka transmisyjna siatki o okresie $\Lambda=13.3$ mm (a) we włóknie z zerową dwójłomnością grupową dla $\lambda_{sim2}=1.07$ μm oraz siatki o okresie $\Lambda=50$ mm z zerową dwójłomnością fazową dla $\lambda_{sim4}=1.17$ μm (b) w skali logarytmicznej.

Jak pokazano na rys. 6.20, w przypadku włókna z zerową dwójłomnością grupową dla λ_{sim1} , jest możliwe uzyskanie szerokiego rezonansu pierwszego rzędu w pobliżu λ_{sim1} , którego szerokość połówkowa osiąga około 130 nm dla okresu $\Lambda = 13.3$ mm. Tak szerokie rezonanse mogą być wykorzystane jako pasmowe filtry polaryzacyjne [95]. Ich charakterystyki (stromość zboczy i szerokość rezonansu) można dodatkowo poprawić poprzez modyfikację parametrów siatki, takich jak rozkład poszczególnych kątów skręcenia α_i , całkowity kąt skręcenia α_c oraz poprzez dobór stałej siatki w odpowiednich segmentach. Potencjalnie interesujące są również metrologiczne zastosowania siatek wytworzonych w takich włóknach. Zauważmy, że dla siatki o okresie mniejszym niż ekstremalna wartość drogi zdudnienia występują dwa rezonanse k -tego rzędu (rys. 6.20a np. dla $\Lambda = 12.1$ mm) położone niemal symetrycznie względem λ_{sim1} . Wpływ czynnika zewnętrznego (na przykład ciśnienia) na taką siatkę spowoduje oddalenie się rezonansów od punktu centralnego (λ_{sim1}) oraz ich zawężanie na skutek wzrostu dwójłomności grupowej. W takim przypadku, mierząc odległość pomiędzy rezonansami o tym samym rzędzie w funkcji ciśnienia hydrostatycznego uzyskamy podwojenie czułości siatki w porównaniu do włókna, w którym efekt zerowania się dwójłomności grupowej nie występuje.

Symulacje dla włókna z dwójłomnością fazową przechodzącą przez zero również pokazują, że jest możliwe istnienie dwóch rezonansów k -tego rzędu, na przykład +1 i -1 rzędu. Ponadto, dla dwójłomności fazowej $B = 0$ można otrzymać rezonans zerowego rzędu ($k = 0$), co wynika z warunku dopasowania fazowego (wyrażenie 6.14). Ponieważ model

numeryczny zakłada, że na wejściu siatki jest polaryzacja liniowa x , to dla fali, dla której dwójłomność fazowa $B = 0$, co jest równoznaczne z $\Delta\beta = 0$ parametr k przyjmie wartość równą 0. Rezonans dla $\lambda_{sim2} = 1.17 \mu\text{m}$, występuje dla każdej charakterystyki niezależnie od okresu. W rzeczywistej siatce nie będzie istniał dobrze zdefiniowany rezonans dla długości fali odpowiadającej $B = 0$, ze względu na brak wyróżnionych kierunków polaryzacji wzdłuż włókna i liczne przypadkowe sprzężenia modów polaryzacyjnych.

7. Problemy związane z wytwarzaniem rzeczywistych siatek polaryzacyjnych

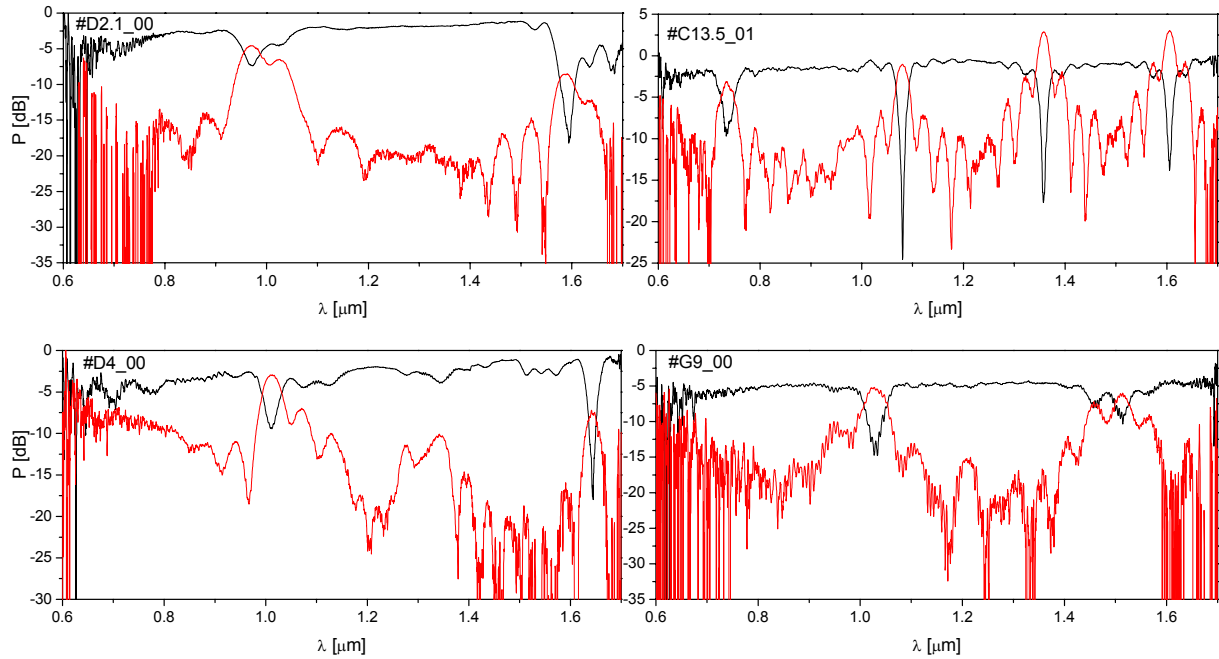
Wyniki symulacji przedstawione w poprzednim rozdziale pokazują, że właściwości siatek polaryzacyjnych mogą być kształtowane w bardzo szerokim zakresie. Jednak podczas praktycznego wytwarzania siatek zidentyfikowano szereg problemów, które pogarszają ich teoretyczne charakterystyki. Problemy te są związane z fluktuacjami parametrów włókien stosowanych do wytwarzania siatki (chodzi tu o losowe fluktuacje geometrii włókna zarówno wzdłuż jego długości jak i w przekroju poprzecznym) oraz z fluktuacjami parametrów samych siatek (niedokładności wykonania poszczególnych skręceń oraz resztkowe przewężenia włókna w obszarze skręcenia). Światłowody fotoniczne wytwarzane w Zakładzie Technologii Światłowodów na Wydziale Chemii Uniwersytetu im. Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie są dobrej jakości i na ogół utrzymują swoje parametry wzdłuż długości włókna. Niemniej jednak w światłowodach o wysokiej dwójłomności stosowanych do wytwarzania siatek, których konstrukcja jest bardzo skomplikowana istnieją pewne fluktuacje parametrów geometrycznych spowodowane niestabilnością procesu wyciągania. Wspomniano o tym w rozdziale 6, w którym pokazano, że fluktuacje dwójłomności w poszczególnych segmentach siatki mają istotny wpływ na jej charakterystykę transmisyjną. Jest to jeden z najważniejszych problemów w procesie wytwarzania siatek długookresowych, który skutkuje pewną nieprzewidywalnością położenia rezonansów. Związane jest to z faktem, że pomiar dwójłomności odbywa się najczęściej w jednym miejscu włókna, a siatka wytwarzana jest w innym miejscu. Oczywiście nie tylko zmiany dwójłomności wpływają na błąd wyznaczenia długości fali rezonansów, dlatego stopień fluktuacji parametrów geometrycznych trudno jest oszacować. Jeśli na przykład średnia wartość okresu siatki jest inna niż planowana, położenia rezonansów będą również zmienione.

7.1. Wpływ niedokładności wykonania siatki na jej charakterystykę transmisyjną

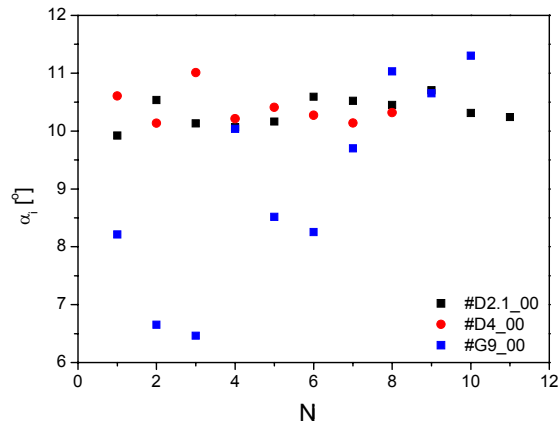
Wpływ na charakterystyki transmisyjne mają niedokładności wykonania siatki, takie jak nierówność kątów skręcenia oraz długości poszczególnych segmentów. Niestalość tych parametrów podczas procesu wytwarzania skutkuje poszerzaniem się i spłycaaniem rezonansów, zaburzeniem symetrii i zlewaniem się piku głównego z bocznymi oscylacjami, a w krańcowych przypadkach także periodycznymi oscylacjami transmitancji. Na rys. 7.1.1 przedstawiono kilka charakterystyk siatek wytworzonych we włóknie #C i #G oraz we włóknie #D, w którym nie udało się wykonać struktury nadającej się do scharakteryzowania

pod względem czułości. Ponadto, pokazano charakterystyki transmisyjne przy skrzyżowanych polaryzatorach (czerwone krzywe), które wyraźniej odzwierciedlają boczne oscylacje. Na rys. 7.1.2 pokazano, że kąty skręceń w poszczególnych punktach sprzężenia dla siatki #D2.1_00 i #D4_00 różnią się o około 0.5° . Jest to bardzo mała różnica, która powinna gwarantować niemal idealną charakterystykę transmisyjną. Dla porównania, kąty skręceń dla siatki #E27_02 (struktura szczegółowo omówiona w rozdziale 8), której charakterystyka transmisyjna jest bliska ideałowi zmieniały się względem wartości średniej o niemal 3° . Duże znaczenie ma tutaj nie sama wartość kąta skręcenia, ale gradient skręcenia, który przekłada się na długość na jakiej skręcenie zachodzi, rys. 7.1.3. Jeżeli długości obszarów skręcenia są nierówne to długości segmentów siatki również są nierówne. Zostaje w ten sposób zaburzony okres siatki. W przypadku włókna #D przyczyną trudności wykonania dobrej siatki jest najprawdopodobniej największa dwójłomność fazowa spośród wszystkich wykorzystywanych włókien, która dla $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ wynosi $B_{\#D} = 1.48 \times 10^{-3}$. Przy tak dużej dwójłomności niewielkie zaburzenie okresu skutkuje dużymi błędami fazy i przez to znacznym pogorszeniem się widma transmisyjnego siatki. Ponadto, negatywny wpływ może mieć także współczynnik sprzężenia między modami polaryzacyjnymi, który jest zależny od długości fali. W widmie transmisyjnym siatki #D4_00 istnieją dwa rezonanse: pierwszy z nich dla $\lambda_1 = 1.012$ i drugi $\lambda_2 = 1.647 \mu\text{m}$. Drugi rezonans wydaje się być bliski idealnemu, podczas gdy pierwszy jest silnie poszerzony od strony długofalowej i zaburzony oscylacjami bocznymi. Taki problem obserwowano w wielu siatkach wykonanych w tym światłowodzie.

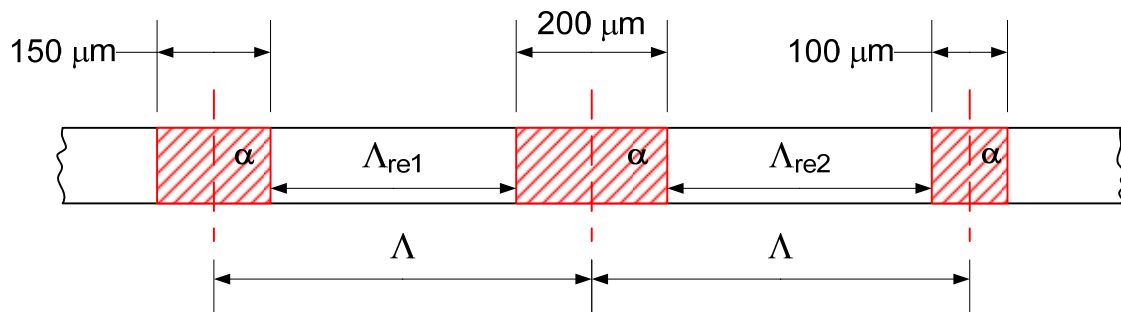
W przypadku siatki #C13.5_01 zaobserwowano, że im wyższy rząd rezonansu, tym oscylacje boczne coraz bardziej zlewają się z pikiem głównym. Jest to analogiczna sytuacja do obserwowanej w wynikach symulacji pokazanych na rys. 6.8 w poprzednim rozdziale. Oznacza to, że okres siatki #C13.5_01 był malejący (lub rosnący). Na rys. 7.1.1 pokazano również siatkę #G9_00, w której kąty poszczególnych skręceń przyjmują wartości z zakresu $6 - 12^\circ$, co skutkuje zlewaniem rezonansów z oscylacjami bocznymi. Okres jest również mocno zaburzony, ponieważ nastąpiło silne poszerzenie rezonansów mimo, że siatka miała 10 punktów sprzężenia.



Rys. 7.1.1. Charakterystyki transmisyjne siatek polaryzacyjnych, których parametry są zaburzone, wytworzonych we włóknach #C, #D i #G. Krzywe czarne – transmisja dla polaryzatorów równoległych, czerwone – dla skrzyżowanych.



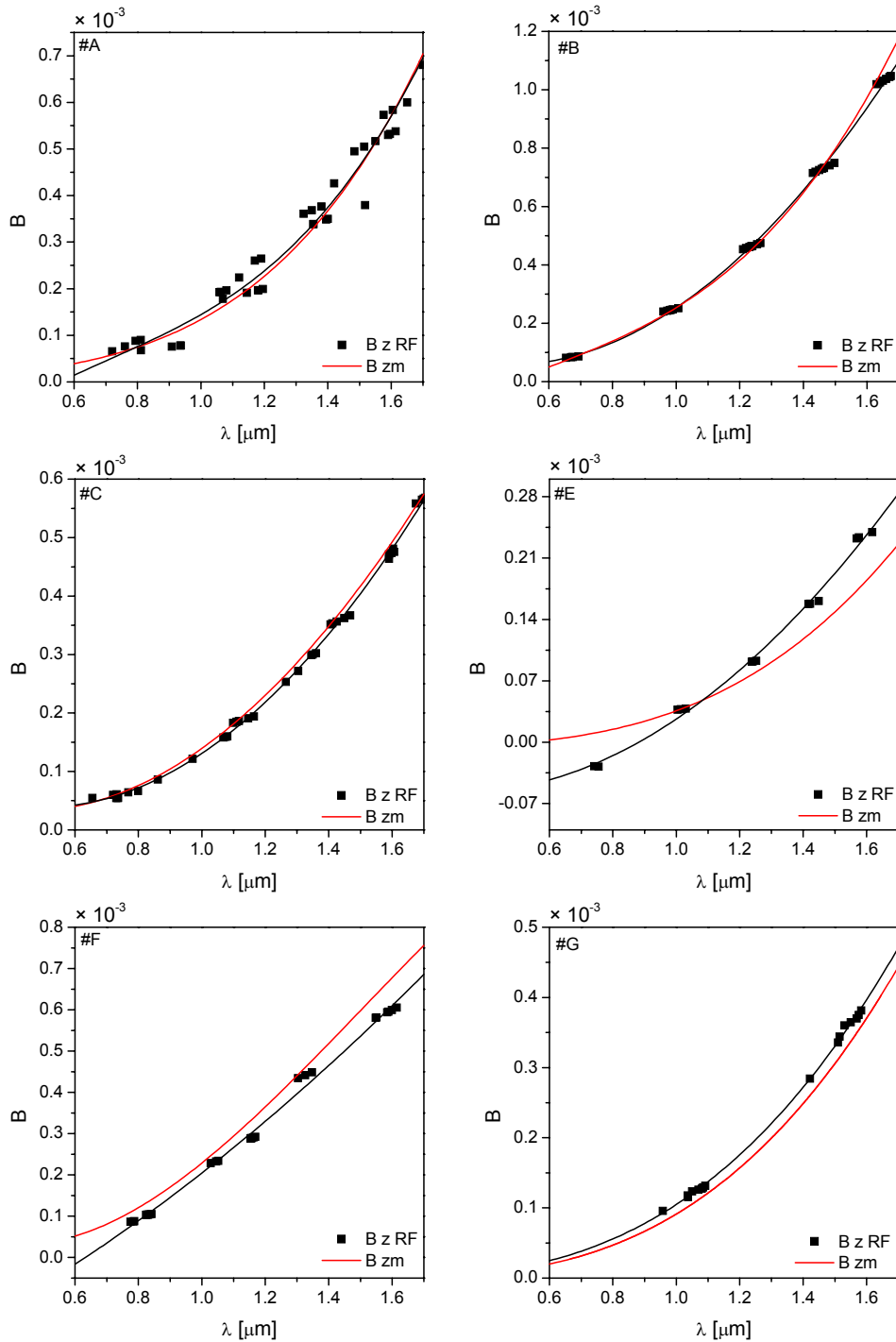
Rys. 7.1.2. Wartości kątów poszczególnych skręceń w funkcji numeru skręcenia dla siatek polaryzacyjnych o zaburzonych parametrach wytworzonych we włóknach #C, #D i #G.



Rys. 7.1.3. Wpływ długości obszarów skręcanych na okres siatki przy zachowaniu stałego kąta skręcenia α .

7.2. Wpływ fluktuacji parametrów włókna na charakterystyki transmisyjne siatek

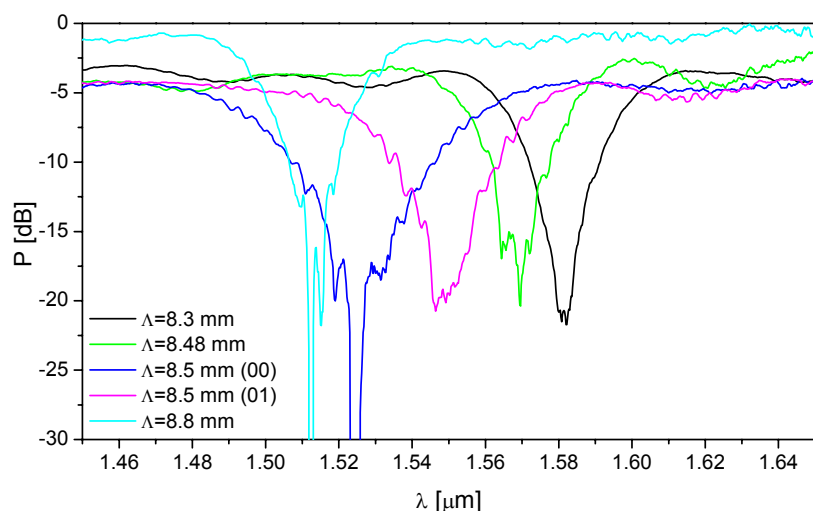
W celu oszacowania fluktuacji parametrów geometrycznych włókien stosowanych do wytwarzania siatek porównano obliczone długości fali rezonansów z ich rzeczywistymi położeniami w najlepszych siatkach, to znaczy w takich, w których rezonanse są najbardziej symetryczne, ich szerokość połówkowa malała, a głębokość rosła wraz z dodawaniem kolejnych segmentów. Na rys. 7.2.1 porównano przebiegi dwójłomności zmierzonych we włóknie oraz dwójłomności obliczonych na podstawie położenia rezonansów (3.7) dla siatek we włóknach #A, #B, #C, #E, #F i #G. Czarne punkty oznaczają dwójłomności obliczone dla kilku siatek o różnych lub takich samych okresach wytworzonych w danym światłowodzie i odpowiadają położeniom rezonansów odczytanych z charakterystyk transmisyjnych przed pierwszym wygrzewaniem siatek. Najmniejsze różnice pomiędzy dwójłomnością zmierzoną a odtworzoną z położenia rezonansów dla $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ występują dla włókna #C i #G (konstrukcja z trzema rzędami większych otworów powietrznych). Wynoszą one $\Delta B_{\#C} = 0.028 \times 10^{-3}$ i $\Delta B_{\#G} = 0.021 \times 10^{-3}$, co odpowiada odpowiednio 6% i 7.5%. Największe różnice, bo przekraczające 25% ($\Delta B_{\#E} = 0.044 \times 10^{-3}$), obserwuje się dla światłowodu #E z większymi otworami tworzącymi trójkątny obszar. Dla pozostałych włókien różnice nie są małe i wynoszą $\Delta B_{\#A} = 0.044 \times 10^{-3}$ (9%), $\Delta B_{\#B} = 0.05 \times 10^{-3}$ (10%) i $\Delta B_{\#F} = 0.068 \times 10^{-3}$ (10%). Można zatem oszacować, że fluktuacje dwójłomności fazowej zawierają się w przedziale od 6% do 25% dla $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, w zależności od typu włókna. Przy zmianie dwójłomności przekraczającej 25% dla światłowodu #E należałoby właściwie stwierdzić, że jest to zupełnie inne włókno o podobnej geometrii.



Rys. 7.2.1. Przebieg dwójłomności fazowej zmierzonej dla włókna (B zm) i zrekonstruowanej na podstawie położenia rezonansów (B z RF) w wytworzonych siatkach polaryzacyjnych dla światłowodów #A, #C, #E, #F i #G.

Aby dodatkowo potwierdzić istnienie fluktuacji parametrów geometrycznych wzdłuż długości włókien fotonicznych stosowanych do wytwarzania siatek polaryzacyjnych oraz pokazać ilościowy wpływ fluktuacji na rezonanse siatki, przeprowadzono kolejny eksperyment. Podjęto próbę wytworzenia siatki z rezonansem drugiego rzędu dla długości fali $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, czyli na środku trzeciego okna telekomunikacyjnego. Do przeprowadzenia testów użyto

światłowodu #G, ponieważ dwójłomność wzdłuż tego włókna zmienia się stosunkowo niewiele.



Rys. 7.2.2. Położenie drugiego rezonansu dla siatek o różnych okresach wytworzonych w światłowodzie #G.

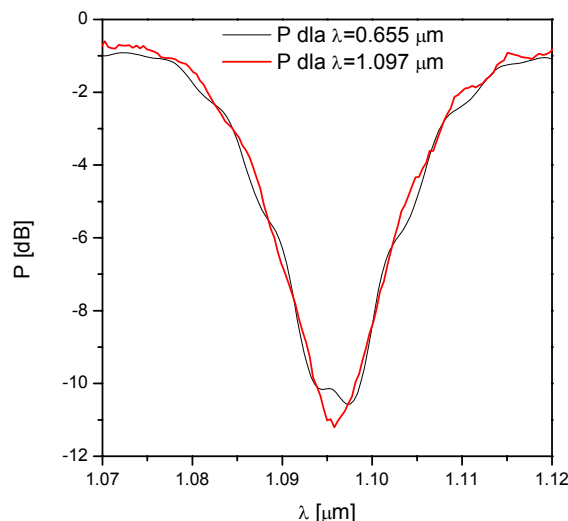
Zgodnie ze zmierzonym przebiegiem dwójłomności fazowej dla światłowodu #G, rezonans drugiego rzędu występuje dla $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, gdy okres siatki jest równy $\Lambda_{\text{teo}} = 9.2 \text{ mm}$. Na rys. 7.2.2 pokazano położenie drugiego rezonansu dla pięciu siatek wytworzonych we włóknie #G o okresach wynoszących odpowiednio: 8.3, 8.48, 8.5 oraz 8.8 mm. Dwie siatki #G8.5_00 i #G8.5_01 mają taki sam okres $\Lambda = 8.5 \text{ mm}$, a mimo to położenie rezonansów różni się aż o 20 nm (tab. 7.2.1). Eksperyment dowiódł, że nie można projektować siatek długookresowych z rezonansami dla konkretnych długości fali tylko w oparciu o przebieg zmierzonej dwójłomności fazowej. Jest możliwe otrzymanie siatek o pożądanej długości fali rezonansu, ale, jak pokazuje przeprowadzony eksperyment, wymaga to wielu prób zapisu i korekty okresu siatki obliczonego na podstawie przebiegu dwójłomności fazowej.

Tab. 7.2.1. Położenie rezonansów dla serii siatek wytworzonych we włóknie #G.

Typ włókna	Λ [mm]	λ_1 [μm]	λ_2 [μm]
#G	teoret.	1.120	1.585
	8.8	1.036	1.515
	teoret.	1.137	1.613
	8.5 (00)	1.050	1.530
	8.5 (01)	1.070	1.550
	teoret.	1.138	1.615
	8.48	1.080	1.569
	teoret.	1.150	1.632
8.3	1.091	1.583	

Innym problemem związanym z geometrią włókna jest brak symetrii płaszczyznowej w jego przekroju poprzecznym. Przeprowadzone symulacje numeryczne wskazują, że w takim

przypadku położenie osi polaryzacyjnych światłowodu zmienia się wraz z długością fali. Z tego powodu nie jest możliwe czyste pobudzenie, ani pełne wygaszenie modów polaryzacyjnych w szerokim zakresie spektralnym przez odpowiednie ustawienie polaryzatorów na końcach włókna. Ze względu na dyspersyjność kierunków polaryzacji modów własnych, efekt wygaszenia dla ustalonego położenia polaryzatora i analizatora można uzyskać tylko w pewnym zakresie spektralnym. Aby przesunąć wygaszenie do innego zakresu spektralnego należy zmienić ustawienie polaryzatorów. Taki efekt obserwowano podczas pomiarów charakterystyk transmisyjnych większości wytworzonych siatek. W szczególności nie było możliwe takie ustawienie polaryzatorów, aby zminimalizować efekt resztkowej interferencji między modami polaryzacyjnymi dla wszystkich rezonansów jednocześnie. Można było natomiast uzyskać całkowite wygaszenie interferencji między modami polaryzacyjnymi dla kolejnych rezonansów poprzez niewielki obrót polaryzatorów. Na rys. 7.2.3 pokazano zmianę kształtu drugiego rezonansu siatki #C12_00 ($\lambda_2 = 1.097 \mu\text{m}$) przy obrocie polaryzatorów o około 1° . Czerwona krzywa została zarejestrowana dla najlepszego ustawienia polaryzatorów dla drugiego rezonansu, a czarna – dla najlepszego ustawienia polaryzatorów dla rezonansu pierwszego rzędu. Na czarnej krzywej obserwuje się niewielkie oscylacje na zboczach rezonansu, co jest skutkiem niedopasowania polaryzacyjnego (resztkowego pobudzenia drugiego modu polaryzacyjnego), podczas gdy czerwona krzywa nie ma oscylacji, dzięki czemu środek rezonansu jest lepiej zdefiniowany.

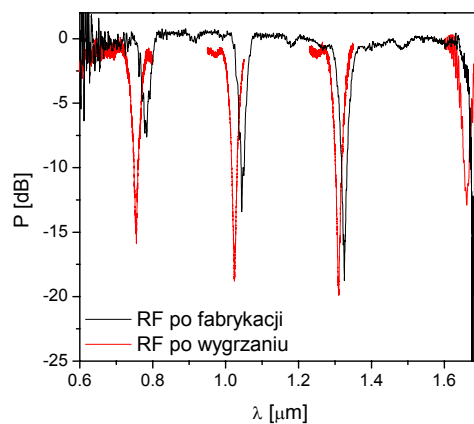


Rys. 7.2.3. Kształt drugiego rezonansu $\lambda_2=1.097 \mu\text{m}$ dla siatki #C12_00 w zależności od ustawienia polaryzatorów. Czarne krzywe zarejestrowano dla najlepszego wyjustowania polaryzacyjnego dla rezonansu pierwszego, natomiast czerwone – dla drugiego.

Zniekształcenia spowodowane resztkową interferencją modów polaryzacyjnych pogarszają precyzję lokalizacji położenia poszczególnych rezonansów, co ogranicza rozdzielczość

pomiaru z wykorzystaniem siatek polaryzacyjnych. Podobne problemy mogą być także spowodowane losowymi sprzężeniami pomiędzy modami polaryzacyjnymi wzdłuż długości włókna na skutek zaburzeń geometrii włókna. Taki efekt zachodzi szczególnie łatwo dla włókien o niewielkiej dwójłomności lub w zakresie spektralnym, w którym dwójłomność fazowa jest mała (krótkofalowy zakres w przypadku włókien fonicznych). Potwierdzają to zmierzone charakterystyki siatek, w których najbardziej zniekształcone interferencją między modami polaryzacyjnymi były zawsze rezonanse obserwowane w zakresie krótkofalowym.

Kolejnym zidentyfikowanym problemem mającym wpływ na charakterystyki siatek jest nieodwracalne przesunięcie położenia rezonansów podczas pierwszych cykli wygrzewania siatki. Testy temperaturowe przeprowadzono w zakresie temperatur od 20 °C do 200 °C, naprzemiennie podgrzewając i chłodząc siatkę kilkanaście razy. We wszystkich siatkach, po przeprowadzeniu pierwszych cykli wygrzewania zaobserwowano trwałe przesunięcie położenia rezonansów w kierunku krótkofalowym o 5 do nawet 30 nm, w zależności od rodzaju włókna. Na rys. 7.2.3 pokazano przykładowe widmo transmisyjne siatki #F9_00 zaraz po jej wytworzeniu i po kilku cyklach wygrzewania.



Rys. 7.2.4. Przesunięcie położenia rezonansów siatki #F9_00 na skutek wygrzewania.

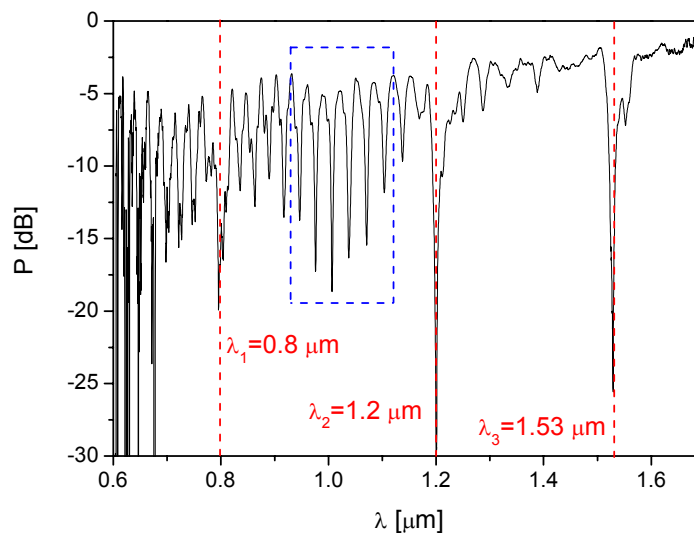
Powodem zmiany długości fali rezonansów pod wpływem temperatury jest najprawdopodobniej uwalnianie naprężeń istniejących we włóknie po jego wyciągnięciu. Ponadto, proces wygrzewania może powodować zmianę struktury szkła i w konsekwencji jego właściwości mechanicznych i termicznych [119]. Jak pokazano w artykule [120], aby struktura szkła była stabilna, należy wygrzewać światłowód foniczny w cyklach trwających kilka godzin. W tym przypadku badano wpływ temperatury na stabilność interferometru złożonego z włókna fonicznego dospawanego między dwoma odcinkami światłowodu jednodomowego. Przeprowadzono pięć cykli podgrzewania interferometru z prędkością 10 °C/min do temperatury 1000 °C, następnie utrzymywano interferometr w temperaturze

1000 °C przez dwie godziny i swobodnie chłodzono. Po pierwszym cyklu otrzymano stałe przesunięcie położenia prążków interferencyjnych o około –55 nm. W ostatnim cyklu stałego przesunięcia nie obserwowano, a odpowiedź interferometru była liniowa, bez efektu histerezy. W przypadku testów temperaturowych wytworzonych siatek polaryzacyjnych stosowano dużo mniejszy zakres temperatur, jednak zauważono podobny efekt. Podsumowując, aby położenia rezonansów siatki były stabilne i nie zmieniały się pod wpływem wygrzewania, należy przeprowadzić kilka cykli termicznych, aż do momentu zniknięcia efektu histerezy.

7.3. Wpływ interferencji międzymodowej na charakterystyki transmisyjne siatek

W przypadku kilku włókien obserwowano także zakłócenie charakterystyk siatek polaryzacyjnych spowodowane interferencją międzymodową, tzn. między modem podstawowym i modami wyższych rzędów.

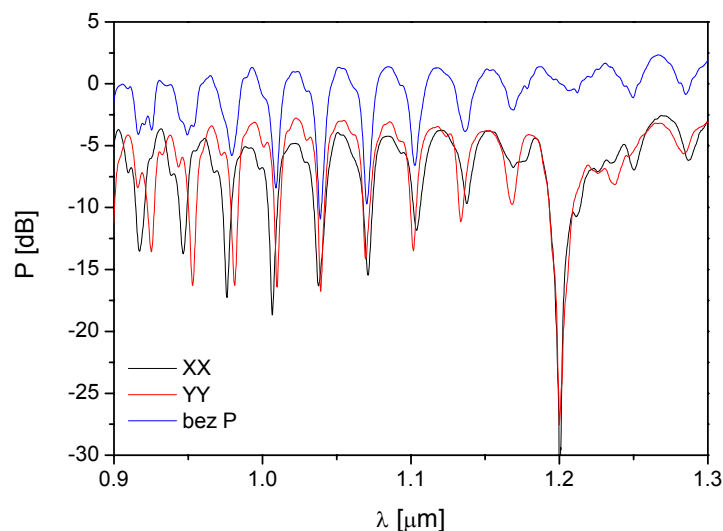
Na rys. 7.3.1 została pokazana charakterystyka transmisyjna siatki składającej się z 12 segmentów o okresie $\Lambda = 11$ mm wytworzonej we włóknie #A (siatka nr #A11_02). Czerwoną linią przerywaną zaznaczono położenia rezonansów siatki związanych ze sprzężeniami pomiędzy modami polaryzacyjnymi. Interferencja międzymodowa powoduje pojawienie się w widmie siatki dodatkowych prążków (część z nich została otoczona niebieską ramką).



Rys. 7.3.1. Charakterystyka transmisyjna siatki nr #A11_02. Czerwona przerywana linia oznacza położenie rezonansów spowodowanych sprzężeniem między modami polaryzacyjnymi, w niebieskiej ramce widoczne są tylko prążki spowodowane interferencją międzymodową.

Rys. 7.3.2 przedstawia zależność interferencji międzymodowej od polaryzacji na wejściu światłowodu w siatce numer #A11_02. Zarejestrowano widma transmisyjne dla pobudzanego modu polaryzacyjnego x i modu y oraz widmo dla światła niespolaryzowanego (rys. 7.3.2 bez

polaryzatora). Zgodnie z oczekiwaniami nie obserwuje się rezonansu pochodzącego od sprzężeń pomiędzy modami polaryzacyjnymi w świetle niespolaryzowanym. Długość fali rezonansu dla obu polaryzacji wejściowych jest taka sama. Prążki pochodzące od interferencji międzymodowej zaburzające widmo siatki mają inną odległość międzyprążkową po zmianie azymutu polaryzacji wejściowej o 90° . Ponadto, prążki istnieją także przy pobudzeniu światłowodu światłem niespolaryzowanym i wyglądają wtedy jak suma widm zarejestrowanych przy pobudzeniu polaryzacją x i y . Ta obserwacja potwierdza, że obserwowane prążki powstają na skutek sprzęgania się mocy z modu podstawowego do modów wyższego rzędu lub modów płaszczowych powodowanego przez siatkę polaryzacyjną. Przyczyną są zapewne niewielkie przewężenia światłowodu w miejscu skręcenia lub zaburzenia mikrostruktury płaszczka, co może skutkować w niektórych typach światłowodów sprzęganiem mocy do modów wyższych rzędów i w konsekwencji interferencją międzymodową na wyjściu włókna.



Rys. 7.3.2. Zależność interferencji międzymodowej od polaryzacji w siatce nr #A11_02 w zakresie $\lambda = 0.9 - 1.3$ μm .

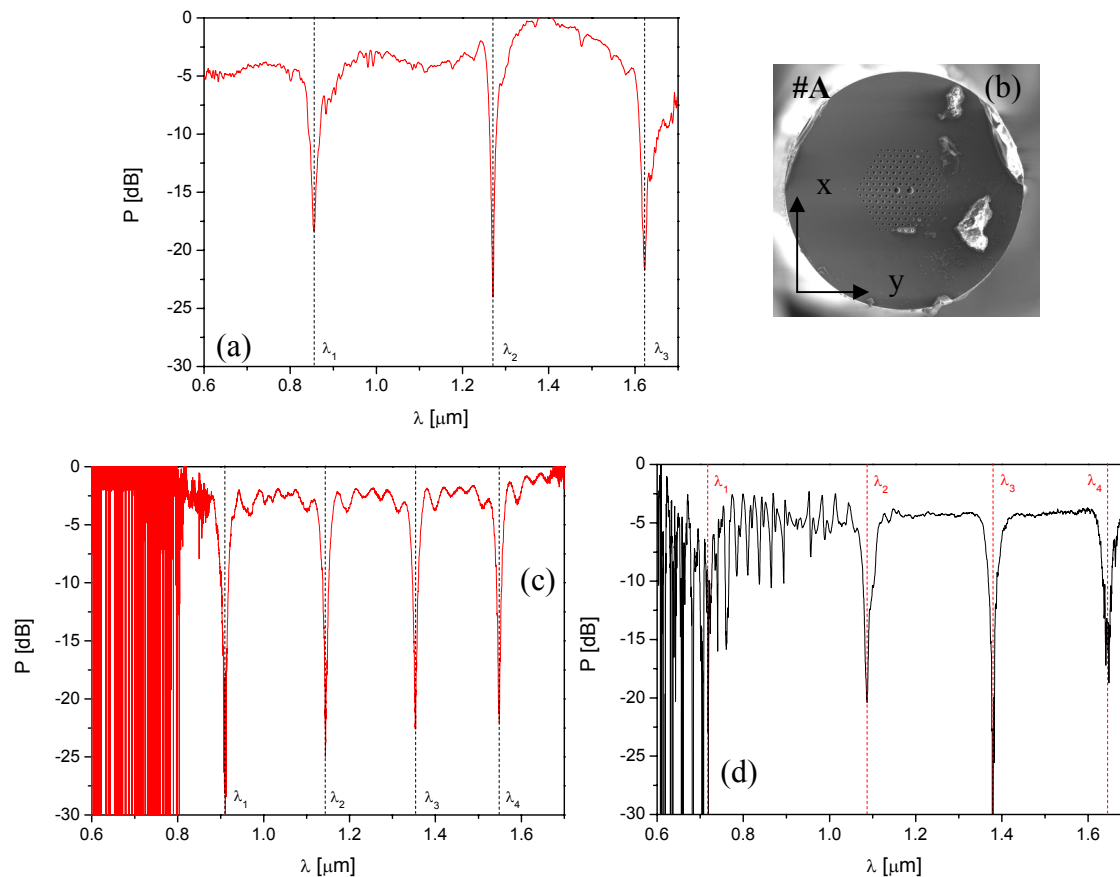
8. Wytworzone siatki polaryzacyjne oraz ich charakterystyki metrologiczne

Przedstawione w tym rozdziale polaryzacyjne siatki długookresowe zostały wytworzone we włóknach #A, #B, #C, #E, #F oraz #G. W tabeli 8.1 pokazano długości fali rezonansów dla wszystkich wytworzonych siatek obliczone na podstawie przebiegu drogi zdudnienia oraz warunku dopasowania fazowego. Na rysunkach przedstawiających zmierzone widma transmisyjne siatek pokazano dodatkowo przekroje włókien, w których zostały one wytworzone. Większość siatek scharakteryzowano ze względu na temperaturę, ciśnienie i rozciąganie. Użyto w tym celu układów do pomiarów włókien (rozdział 4.3), jednak w przypadku charakteryzacji siatek pobudzano na wejściu włókna jeden mod polaryzacyjny tak, aby uzyskać widmo transmisyjne siatki i obserwować wszystkie rezonanse. Następnie rejestrowano zmianę położenia rezonansu w wyniku działania temperatury, ciśnienia lub rozciągania włókna.

Tab. 8.1. Obliczone położenie kolejnych rezonansów dla wszystkich wytworzonych siatek.

Typ włókna	Λ [mm]	λ_1 [μm]	λ_2 [μm]	λ_3 [μm]	λ_4 [μm]	λ_5 [μm]	λ_6 [μm]
#A	12	0.730	1.048	1.398	1.589	1.660	1.698
	11	0.765	1.105	1.475	1.621	1.680	---
	8	0.901	1.398	1.631	1.698	---	---
#B	8	0.664	0.993	1.238	1.461	---	---
#C	12	0.730	1.110	1.410	1.660	---	---
#G	8.3	1.150	1.633	---	---	---	---
#E	27	1.012	1.350	1.576	---	---	---
#F	9	0.688	0.983	1.285	1.698	---	---
	8	0.729	1.055	1.415	---	---	---

W światłowodzie #A siatki były wytworzone przy użyciu łuku elektrycznego (siatka #A8_00) oraz przy pomocy układu z laserem CO₂ (siatka #A12_01 oraz #A11_03). Na rys. 8.1a przedstawiono charakterystykę transmisyjną siatki #A8_00 złożonej z 12 segmentów o okresie $\Lambda = 8$ mm. Na rys. 8.1c pokazano widmo transmisyjne siatki #A12_01 składającej się z 5 segmentów o okresie $\Lambda = 12$ mm, natomiast na rys. 8.1d zaprezentowano charakterystykę transmisyjną siatki o okresie $\Lambda = 11$ mm złożonej z 8 segmentów (#A11_03), w której zaobserwowano efekt interferencji międzymodowej. Dla wszystkich siatek przeprowadzono pomiary czułości na temperaturę. Pomiary czułości na ciśnienie i rozciąganie wykonano jedynie dla siatek #A8_00 i #A11_03.



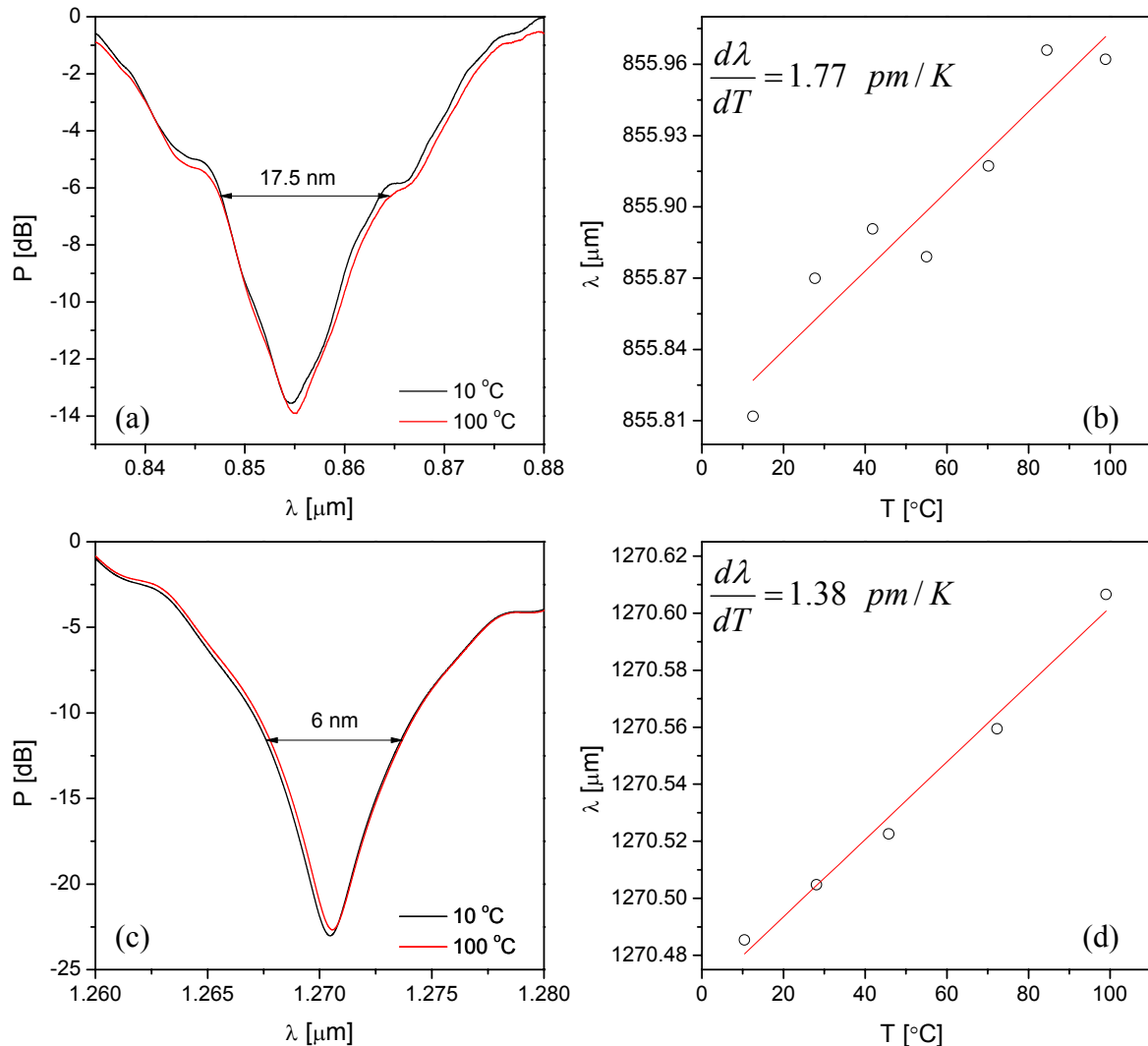
Rys. 8.1. Widmo transmisyjne siatki #A8_00 (a), #A12_01 (c) i #A11_03 (d) oraz zdjęcie przekroju włókna #A (b).

Tab. 8.2. Zmierzone położenie kolejnych rezonansów dla siatek wytworzonych we włóknie #A.

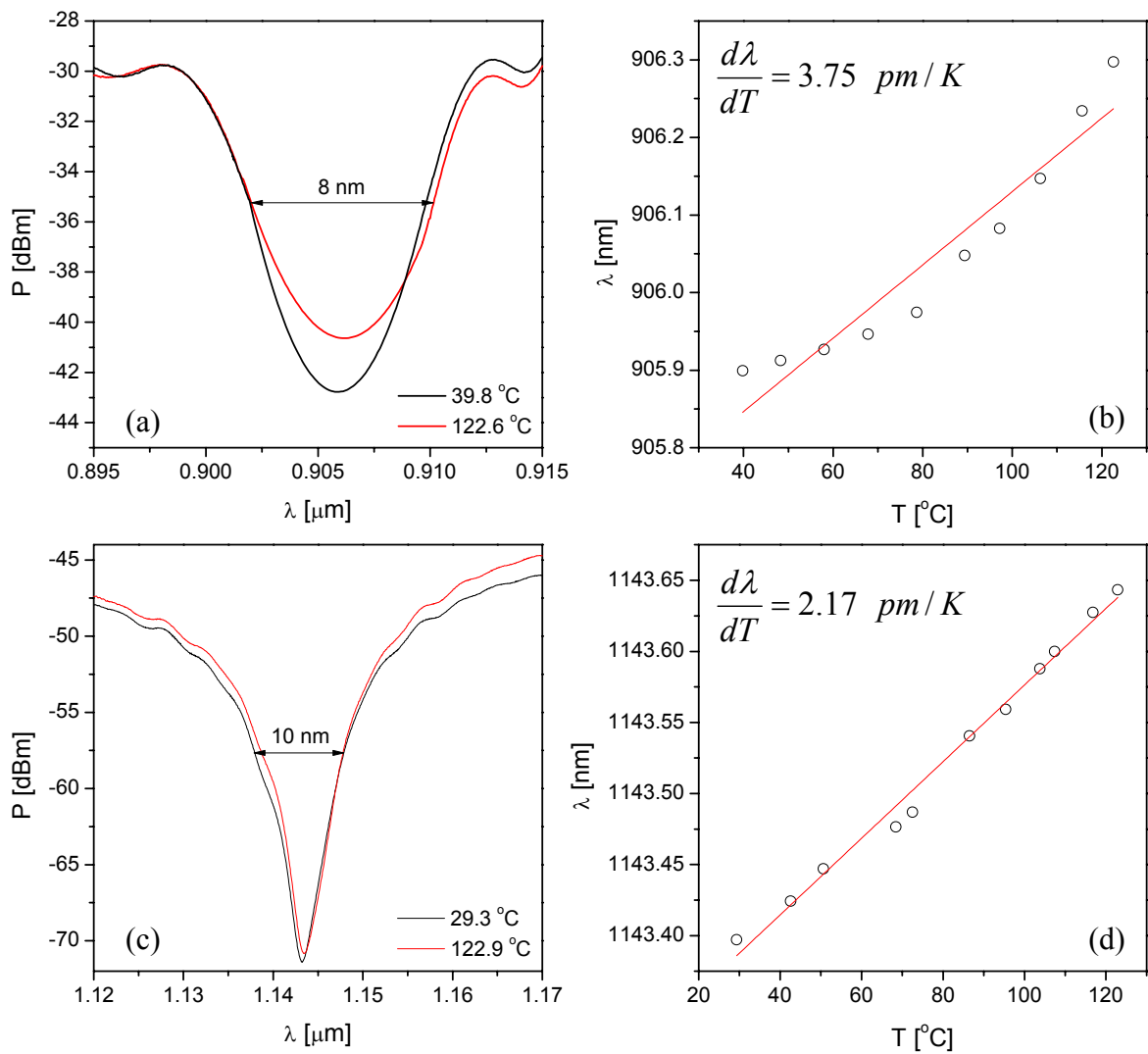
Nr siatki	λ_1 [μm]	λ_2 [μm]	λ_3 [μm]	λ_4 [μm]
Obliczone, $\Lambda = 8$ mm	0.901	1.398	1.631	1.698
Zmierzone dla #A8_00	0.855	1.271	1.623	---
Obliczone, $\Lambda = 12$ mm	0.730	1.048	1.398	1.589
Zmierzone dla #A12_01	0.905	1.143	1.354	1.548
Obliczone, $\Lambda = 11$ mm	0.765	1.105	1.475	1.621
Zmierzone dla #A11_03	0.715	1.085	1.379	1.641

Jak już wcześniej wyjaśniono niezgodność położenia rzeczywistych rezonansów z wartościami obliczonymi na podstawie przebiegu drogi zduńnienia jest spowodowana fluktuacją parametrów geometrycznych wzdłuż długości włókna oraz błędami aproksymacji zmierzonych wartości drogi zduńnienia w funkcji długości fali. Odtworzenie przebiegu dwójłomności fazowej na podstawie zmierzonych położen rezonansów jest możliwe dzięki zastosowaniu procedury szczegółowo opisanej w rozdziale 6. W celu oszacowania czułości siatki $d\lambda/dX$ dla poszczególnych rezonansów zastosowano wyrażenie (3.13), które wiąże $d\lambda/dX$ z czułością polarymetryczną włókna i dwójłomnością grupową. Wynikają stąd pewne rozbieżności między obliczonymi i zmierzonymi wartościami czułości $d\lambda/dX$,

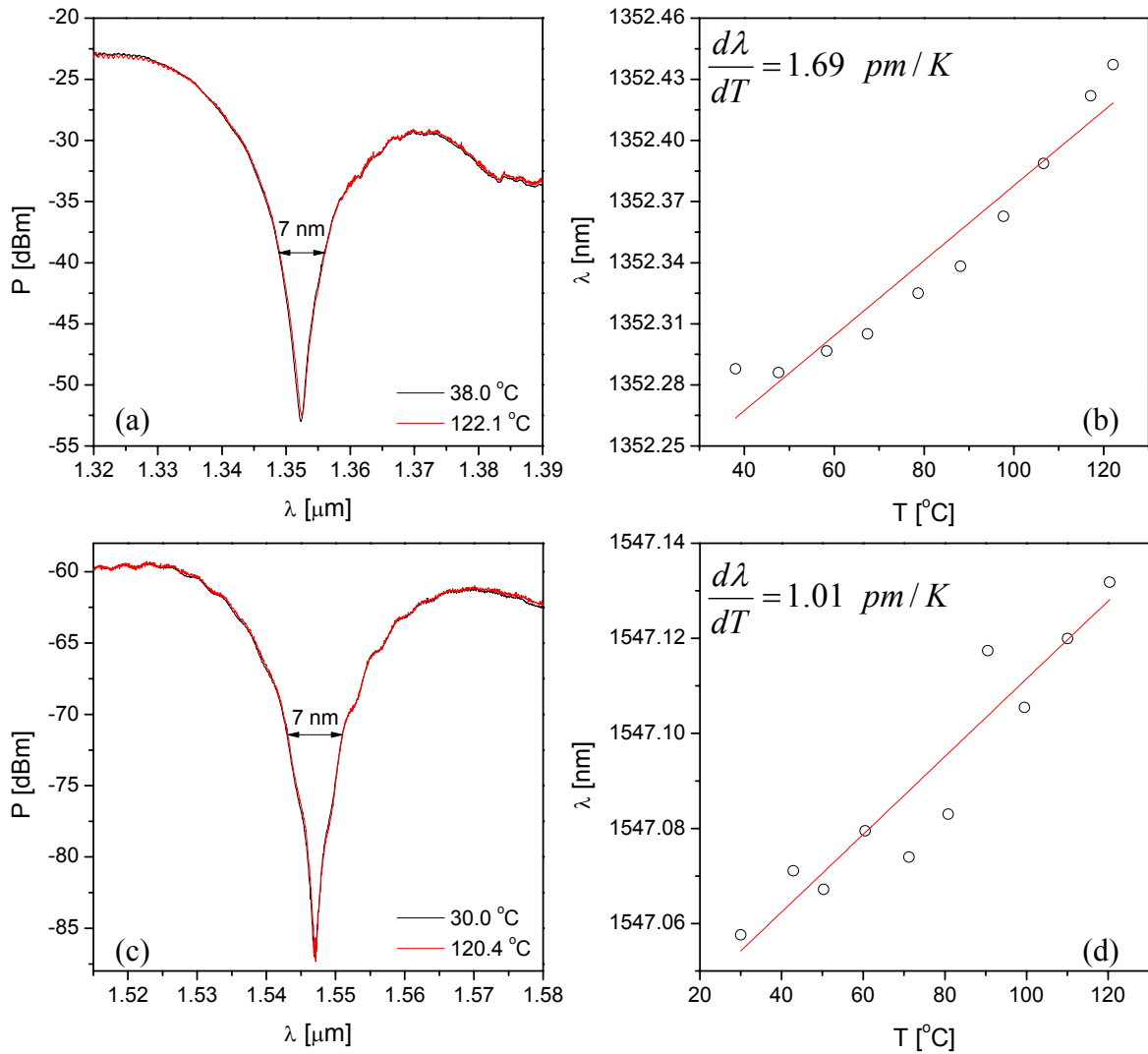
jednakże rząd czułości zmierzonej i obliczonej $d\lambda/dX$ pozostaje taki sam. Wyniki obliczeń wraz ze zmierzonymi wartościami $d\lambda/dX$ zebrano w tabeli 8.3. Na rysunkach 8.2 – 8.6 przedstawiono przesunięcie rezonansów wszystkich wytworzonych siatek pod wpływem temperatury. Dodatkowo, podano przybliżoną wartość szerokości połówkowej poszczególnych rezonansów. Ponieważ niektóre serie pomiarowe były wykonywane w ciągu jednego dnia, nie czekano na schłodzenie się mierzonej struktury do temperatury pokojowej i zaczynano kolejne pomiary od temperatury bliskiej 40° C.



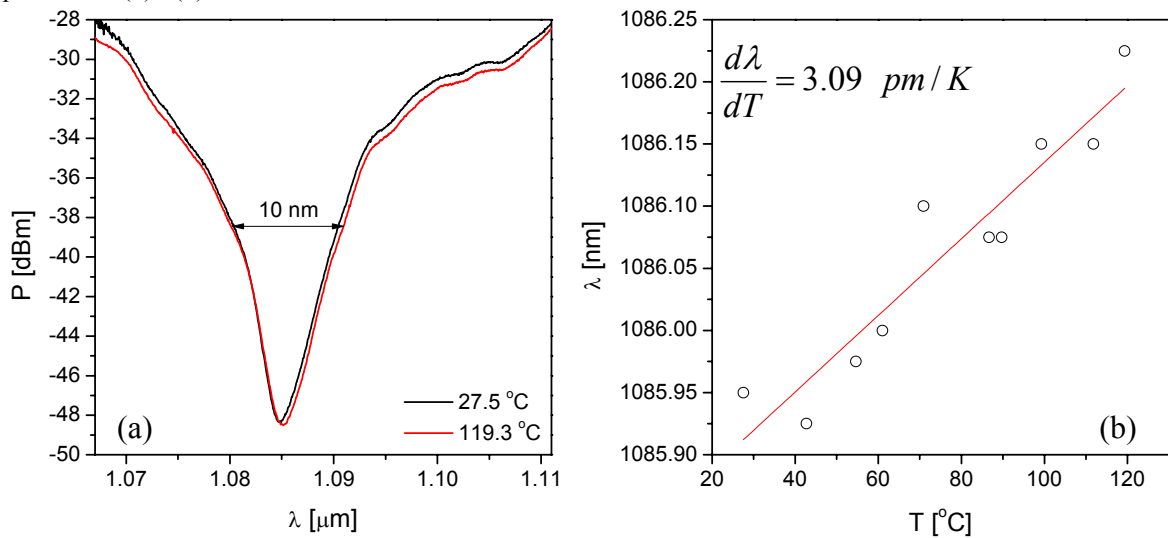
Rys. 8.2. Widmo transmisyjne siatki #A8_00 w pobliżu pierwszego $\lambda_1=0.855 \mu\text{m}$ (a) i drugiego $\lambda_2=1.271 \mu\text{m}$ (c) rezonansu zarejestrowane dla dwóch temperatur oraz zmiana położenia tych rezonansów w funkcji temperatury, odpowiednio (b) i (d).



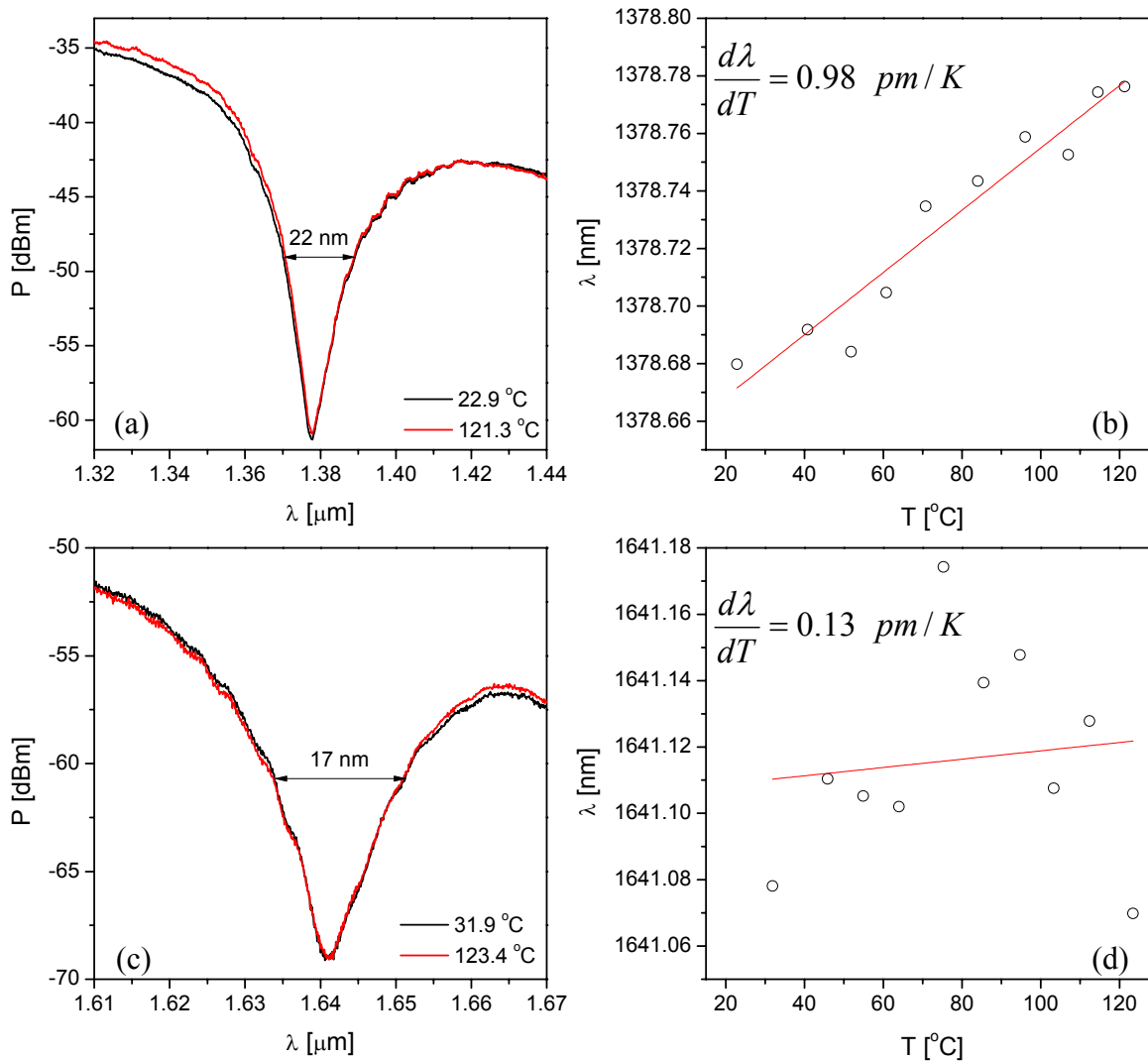
Rys. 8.3. Widmo transmisyjne siatki #A12_01 w pobliżu pierwszego $\lambda_1=0.905 \mu\text{m}$ (a) i drugiego $\lambda_2=1.143 \mu\text{m}$ (c) rezonansu zarejestrowane dla dwóch temperatur oraz zmiana położenia tych rezonansów w funkcji temperatury, odpowiednio (b) i (d).



Rys. 8.4. Widmo transmisyjne siatki #A12_01 w pobliżu trzeciego $\lambda_3=1.354\text{ }\mu\text{m}$ (a) i czwartego $\lambda_4=1.548\text{ }\mu\text{m}$ (c) rezonansu zarejestrowane dla dwóch temperatur oraz zmiana położenia rezonansów w funkcji temperatury, odpowiednio (b) i (d).



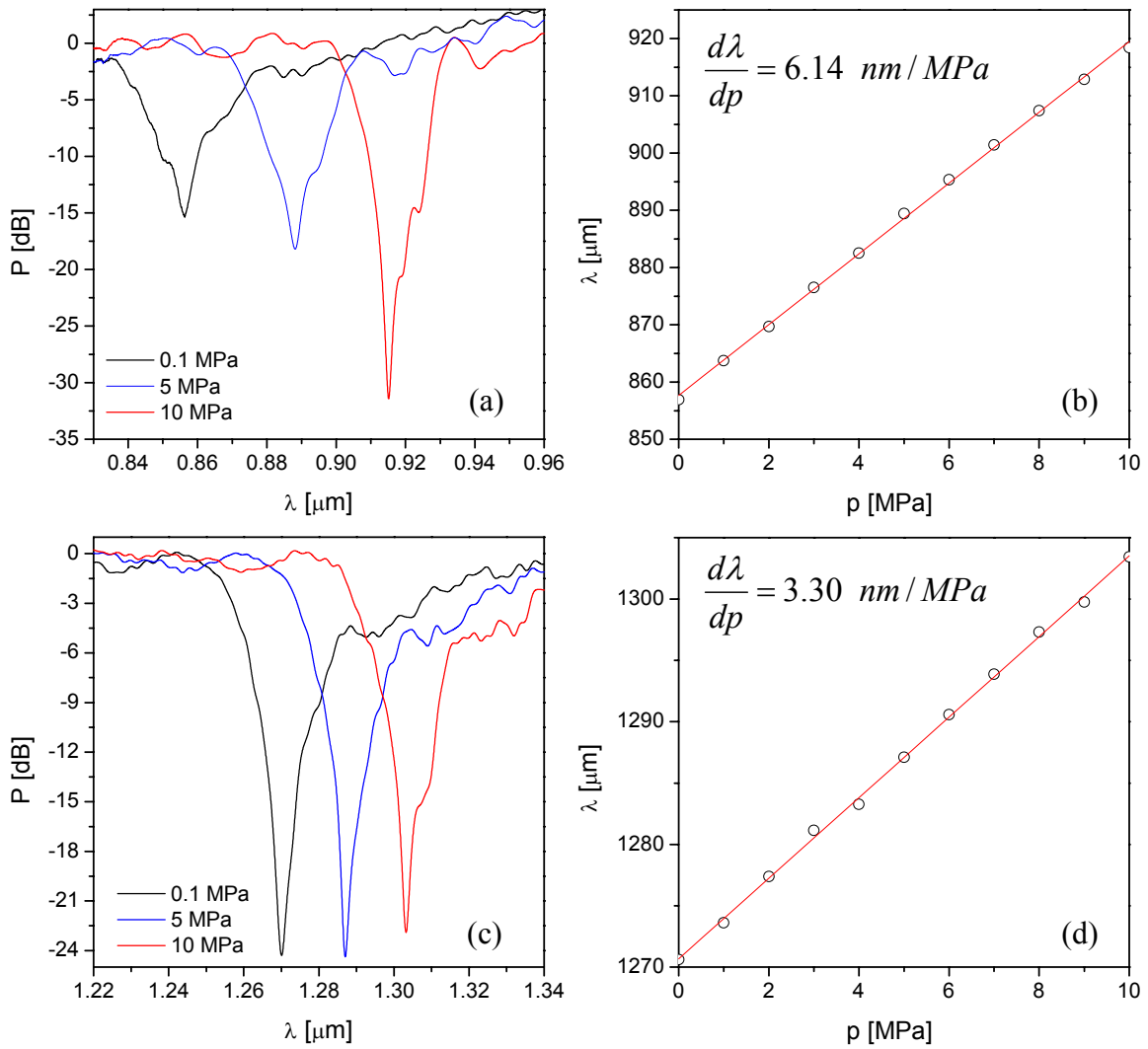
Rys. 8.5. Widmo transmisyjne siatki #A11_03 w pobliżu drugiego rezonansu $\lambda_2=1.085\text{ }\mu\text{m}$ zarejestrowane dla dwóch temperatur (a) oraz zmiana położenia rezonansu w funkcji temperatury (b).



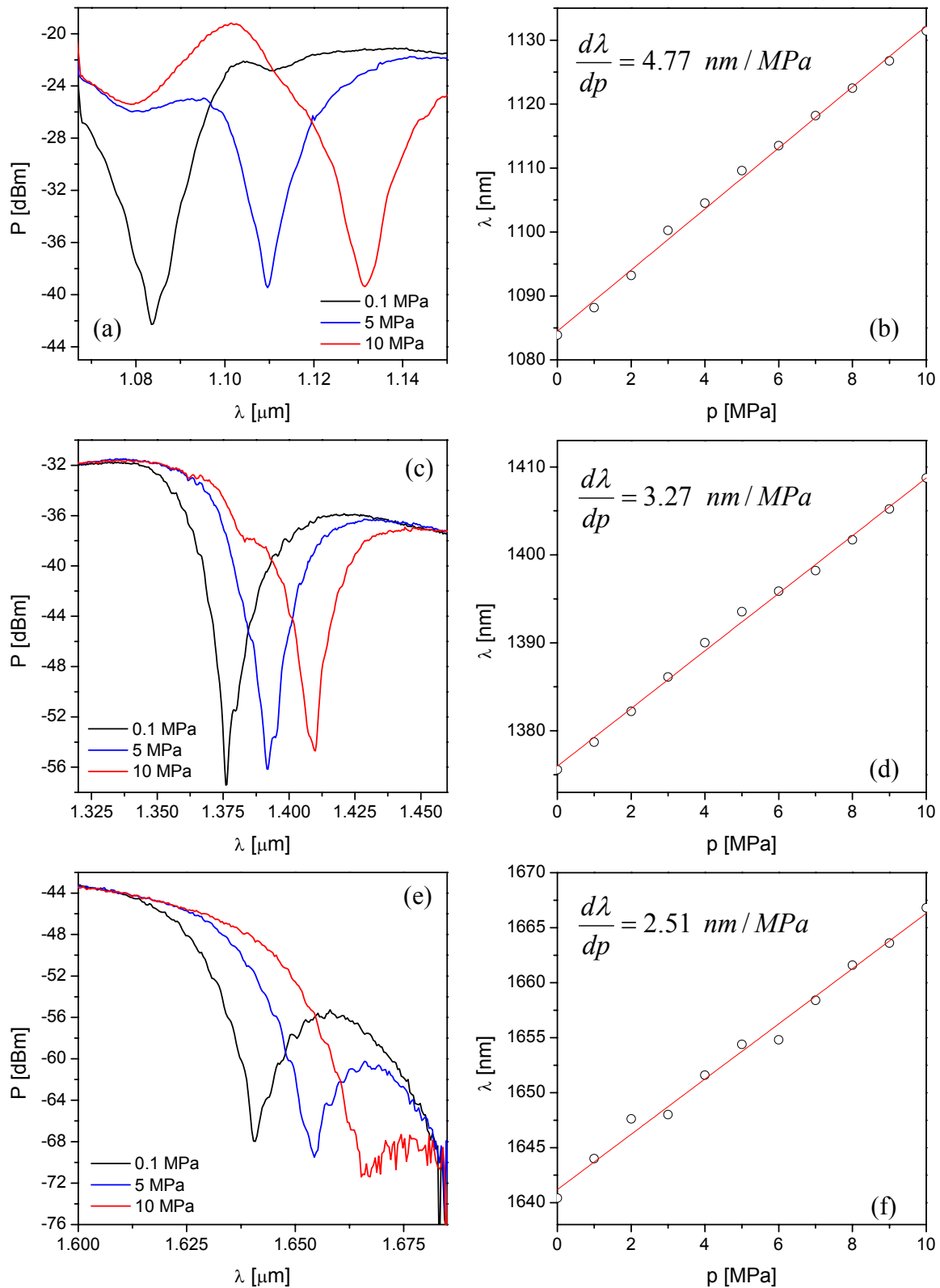
Rys. 8.6. Widmo transmisyjne siatki #A11_03 w pobliżu trzeciego $\lambda_3=1.379 \mu\text{m}$ (a) i czwartego $\lambda_4=1.641 \mu\text{m}$ (c) rezonansu zarejestrowane dla dwóch temperatur oraz zmiana położenia rezonansów w funkcji temperatury, odpowiednio (b) i (d).

Tab. 8.3. Obliczona i zmierzona czułość na temperaturę dla wszystkich siatek wytworzonych we włóknie #A.

Nr siatki	$\frac{d\lambda}{dT} \left[\frac{pm}{K} \right]$	1	2	3	4
#A8_00	$\lambda_i [\mu\text{m}]$	0.855	1.271	1.623	
	zmierzone	1.77 ± 0.35	1.38 ± 0.28	---	
	obliczone	3.84 ± 0.77	3.01 ± 0.59	1.50 ± 0.34	
#A12_01	$\lambda_i [\mu\text{m}]$	0.908	1.145	1.354	1.548
	zmierzone	3.75 ± 0.72	2.17 ± 0.42	1.69 ± 0.22	1.01 ± 0.18
	obliczone	3.79 ± 0.76	3.37 ± 0.67	2.73 ± 0.51	1.89 ± 0.37
#A11_03	$\lambda_i [\mu\text{m}]$	0.715	1.085	1.379	1.641
	zmierzone	---	3.09 ± 0.28	0.98 ± 0.35	0.13 ± 0.24
	obliczone	3.87 ± 0.78	3.51 ± 0.7	2.63 ± 0.54	1.41 ± 0.32



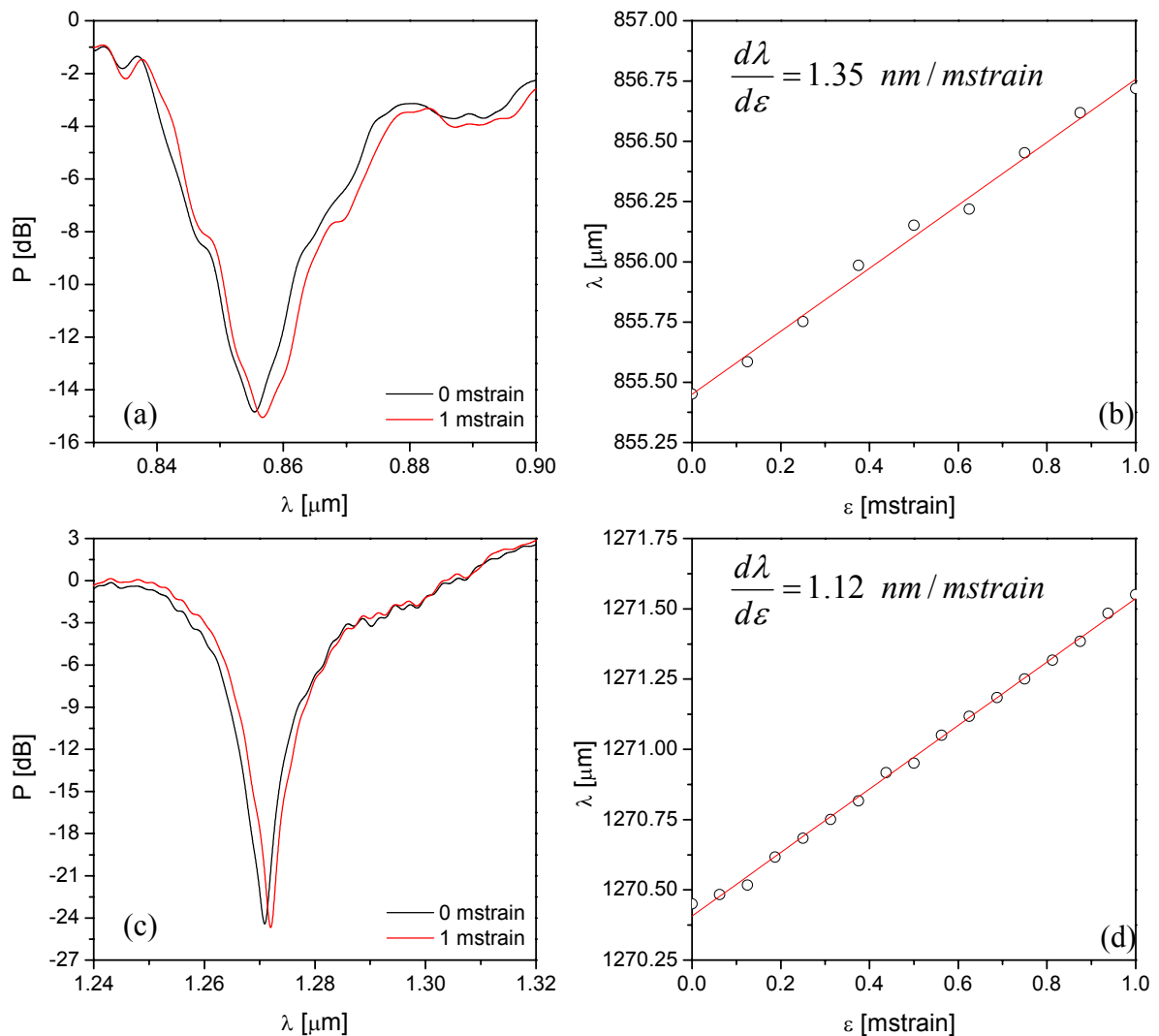
Rys. 8.7. Widmo transmisyjne siatki #A8_00 w pobliżu pierwszego $\lambda_1 = 0.855 \mu\text{m}$ (a) i drugiego $\lambda_2 = 1.271 \mu\text{m}$ (c) rezonansu zarejestrowane dla trzech różnych ciśnień oraz zmiana położenia rezonansów w funkcji przyłożonego ciśnienia, odpowiednio (b) i (d).



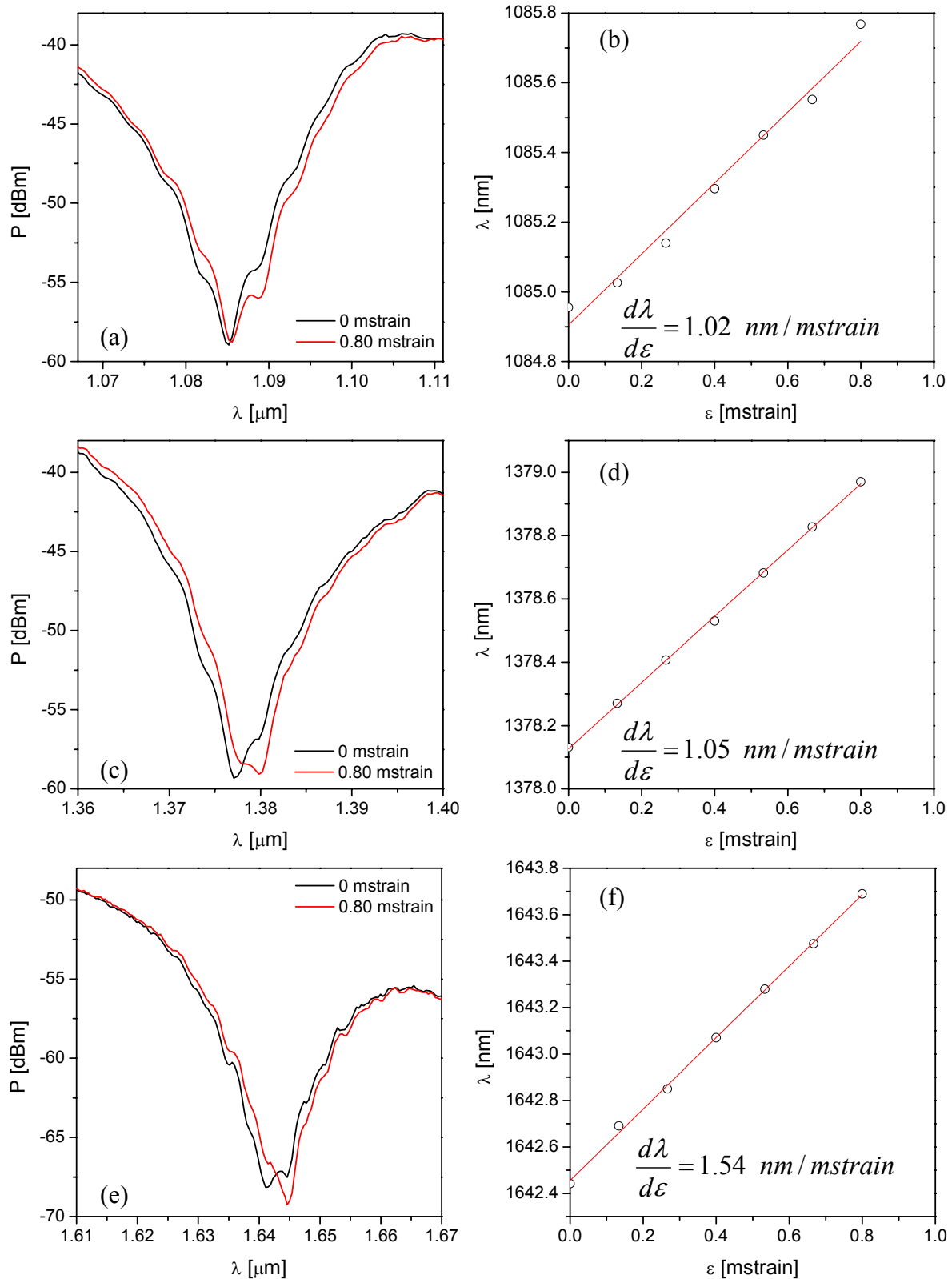
Rys. 8.8. Widmo transmisyjne siatki #A11_03 w pobliżu drugiego $\lambda_2=1.085 \mu\text{m}$ (a), trzeciego $\lambda_3=1.379 \mu\text{m}$ (c) i czwartego $\lambda_4=1.641 \mu\text{m}$ (e) rezonansu zarejestrowane dla trzech różnych ciśnień oraz zmiana położenia rezonansów w funkcji przyłożonego ciśnienia, odpowiednio (b), (d) i (f). Silne nachylenie charakterystyki transmisyjnej w pobliżu czwartego rezonansu (e) spowodowane jest małą czułością OSA w tym zakresie spektralnym.

Tab. 8.4. Obliczona i zmierzona czułość na ciśnienie dla wszystkich siatek wytworzonych we włóknie #A.

Nr siatki	$\frac{d\lambda}{dp} \left[\frac{nm}{MPa} \right]$	1	2	3	4
#A8_00	λ_i [μm]	0.855	1.271	1.623	
	zmierzone	6.14±0.06	3.30±0.03	---	
	obliczone	7.98±0.16	3.85±0.11	2.94±0.09	
#A12_01	λ_i [μm]	0.908	1.145	1.354	1.548
	zmierzone	---	---	---	---
	obliczone	7.27±0.15	4.65±0.13	3.47±0.10	2.99±0.10
#A11_03	λ_i [μm]	0.715	1.085	1.379	1.641
	zmierzone	---	4.77±0.02	3.27±0.01	2.51±0.04
	obliczone	11.39±0.23	5.15±0.15	3.38±0.10	2.93±0.10



Rys. 8.9. Widmo transmisyjne siatki #A8_00 w pobliżu pierwszego $\lambda_1=0.855 \mu m$ (a) i drugiego $\lambda_2=1.271 \mu m$ (c) rezonansu zarejestrowane dla różnych wydłużeń włókna oraz zmiana położenia rezonansów w funkcji wydłużenia, odpowiednio (b) i (d).



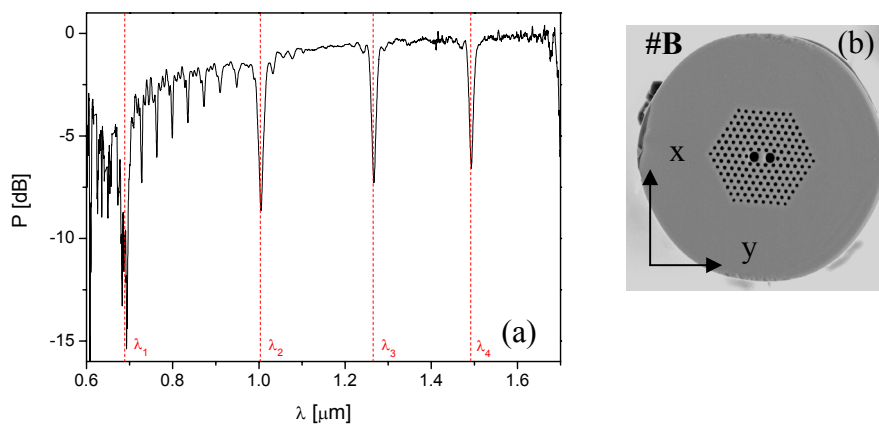
Rys. 8.10. Widmo transmisyjne siatki #A11_03 w pobliżu drugiego $\lambda_2=1.085 \mu\text{m}$ (a), trzeciego $\lambda_3=1.379 \mu\text{m}$ (c) i czwartego $\lambda_4=1.641 \mu\text{m}$ (e) rezonansu zarejestrowane dla różnych wydłużeń włókna oraz zmiana położenia rezonansów w funkcji wydłużenia, odpowiednio (b), (d) i (f).

Tab. 8.5. Obliczona i zmierzona czułość na wydłużenie dla siatek wytworzonych we włóknie #A.

Nr siatki	$\frac{d\lambda}{d\varepsilon} \left[\frac{nm}{mstrain} \right]$	1	2	3	4
#A8_00	λ_i [μm]	0.855	1.271	1.623	
	zmierzone	1.35±0.08	1.12±0.07	---	
	obliczone	1.82±0.18	1.43±0.10	1.27±0.02	
#A12_01	λ_i [μm]	0.908	1.145	1.354	1.548
	zmierzone	---	---	---	---
	obliczone	1.75±0.17	1.51±0.12	1.38±0.08	1.30±0.04
#A11_03	λ_i [μm]	0.715	1.085	1.379	1.641
	zmierzone	---	1.02±0.08	1.05±0.07	1.54±0.06
	obliczone	2.10±0.24	1.56±0.13	1.36±0.08	1.27±0.01

Siatki wytworzone we włóknie #A charakteryzują się niską czułością na temperaturę (tabela 8.3) sięgającą maksymalnie kilku pm/K. Jednocześnie mają stosunkowo wysoką czułość na ciśnienie (tabela 8.4), sięgającą od kilku do kilkunastu nm/MPa. Mała czułość siatek na temperaturę spowodowana jest niewielką polarymetryczną czułością włókna na temperaturę, co jest charakterystyczne dla włókien mikrostrukturalnych bez domieszkowanego rdzenia. Wyniki pomiarów pokazują, że przy użyciu polaryzacyjnych siatek długookresowych wytworzonych we włóknie #A można mierzyć ciśnienie przy zanedbywalnie małym wpływie temperatury. Świadczy o tym korzystny stosunek tych dwóch czułości $\frac{d\lambda}{dp} / \frac{d\lambda}{dT}$, który dla drugiego, trzeciego i czwartego rezonansu siatki #A11_03 wynosi odpowiednio 1544, 3337 oraz 19308 K/MPa. Czułość siatek na rozciąganie nie odbiega od czułości typowych siatek długookresowych [97] i przyjmuje wartości rzędu kilku nm/mstrain.

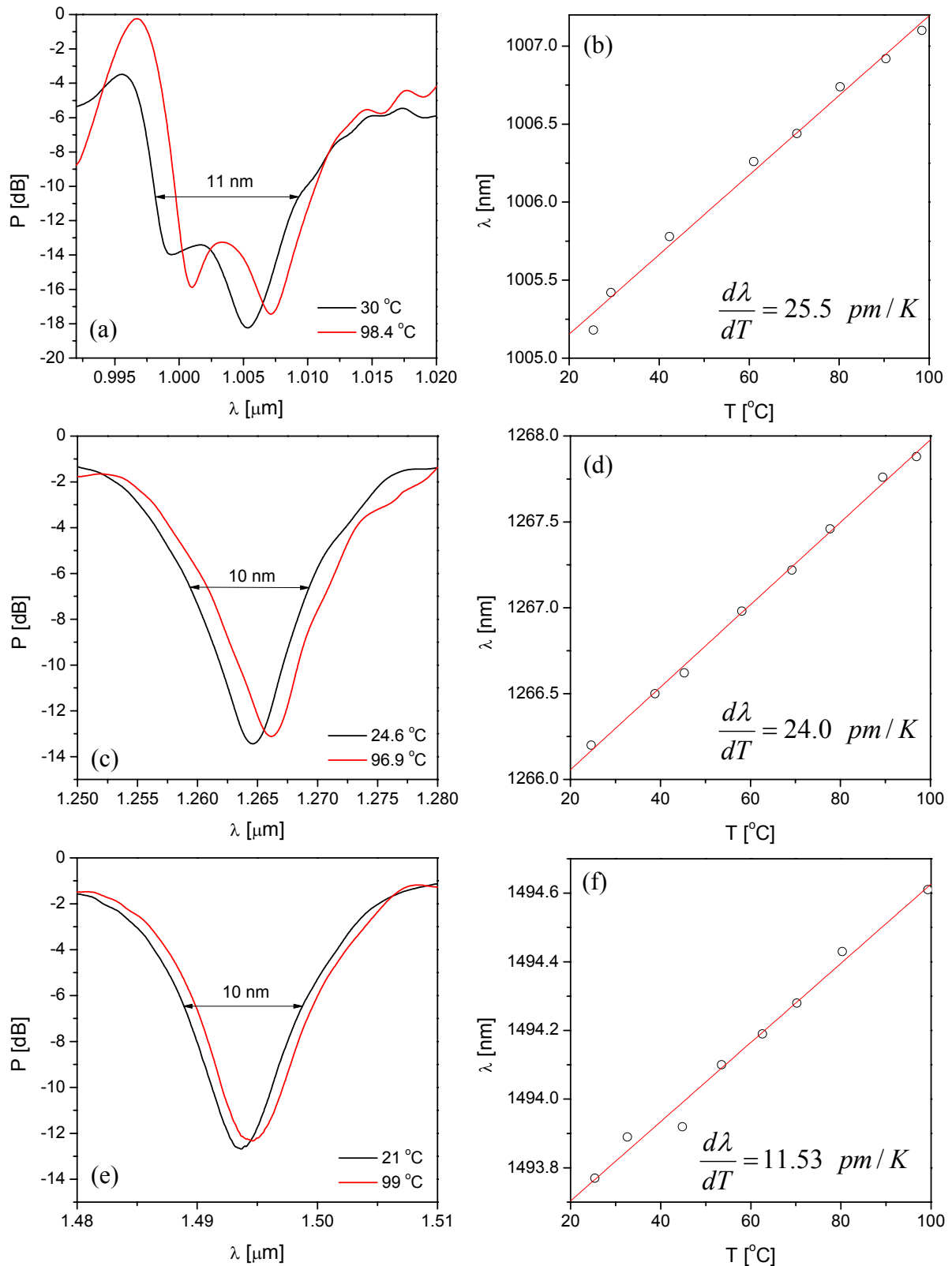
Kolejną strukturą scharakteryzowaną pod względem czułości na temperaturę, ciśnienie i rozciąganie była siatka #B8_03 wytworzona przy użyciu lasera CO₂ we włóknie #B, rys. 8.11. Okres siatki wynosił $\Lambda = 8$ mm, a ilość segmentów siatki była równa $N = 12$. W tabeli 8.6 pokazano położenie rezonansów dla wytworzonej siatki, a na rys. 8.12 – 8.15 jej charakterystyki transmisyjne i metrologiczne.



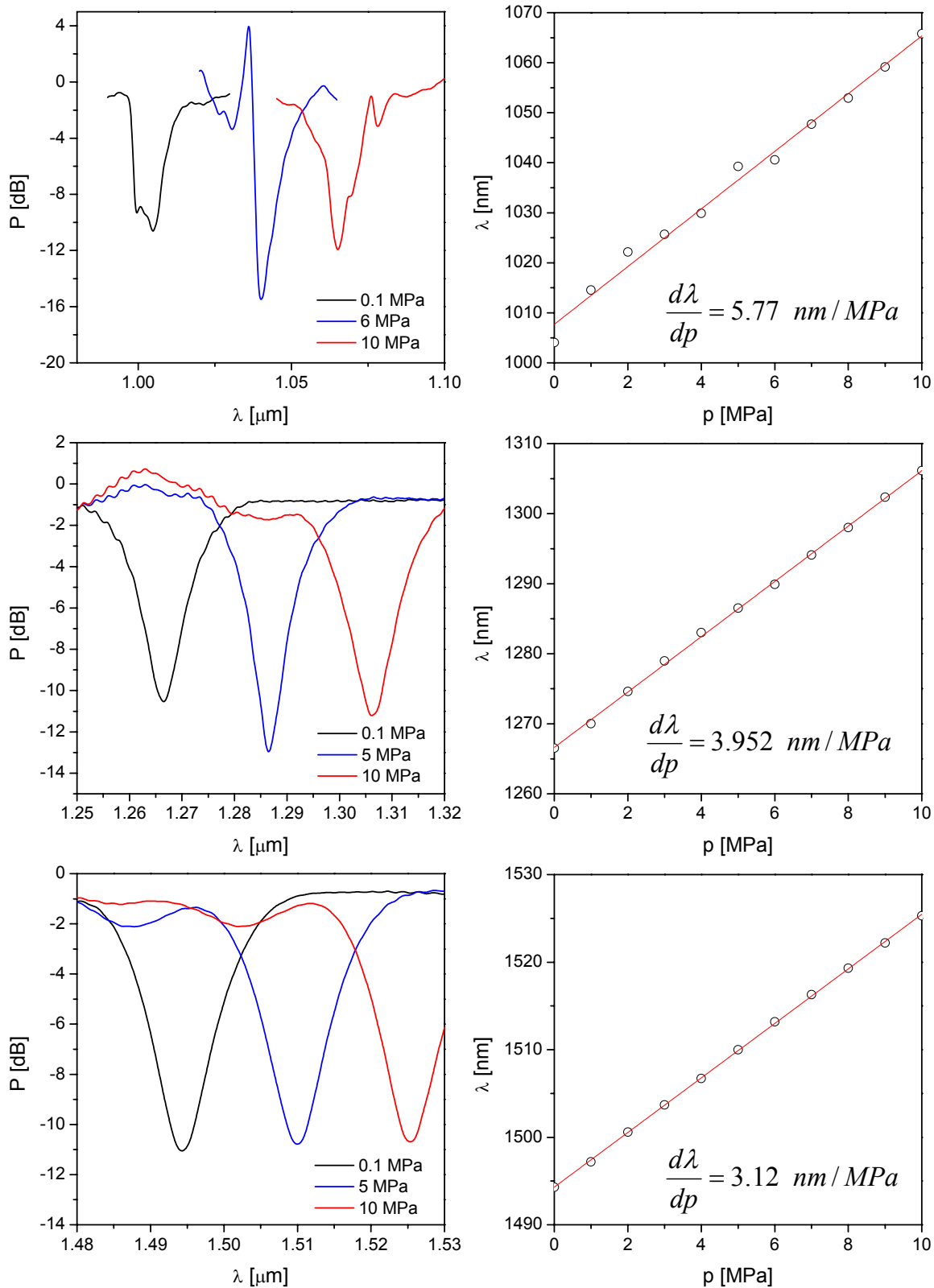
Rys. 8.11. Widmo transmisyjne siatki #B8_03 (a) oraz zdjęcie włókna #B (b).

Tab. 8.6. Położenie rezonansów siatki wytworzonej we włóknie #B.

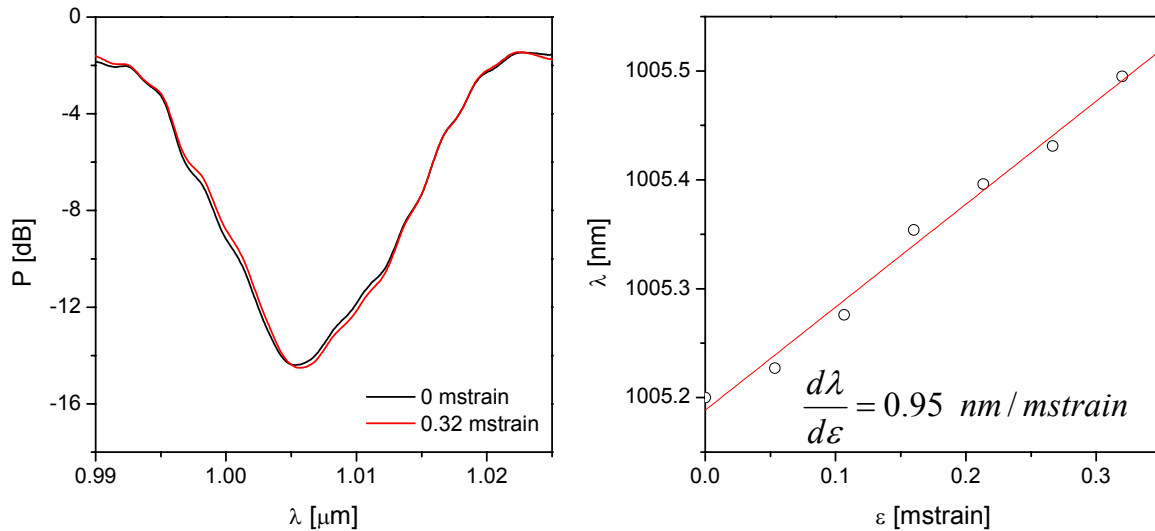
Nr siatki	λ_1 [μm]	λ_2 [μm]	λ_3 [μm]	λ_4 [μm]
Obliczone, $\Lambda = 8$ mm	0.664	0.993	1.238	1.461
Zmierzone dla #B8_03	0.692	1.005	1.266	1.493



Rys. 8.12. Widmo transmisyjne siatki #B8_03 w pobliżu drugiego $\lambda_2=1.005 \mu\text{m}$ (a), trzeciego $\lambda_3=1.266 \mu\text{m}$ (c) i czwartego rezonansu $\lambda_4=1.493 \mu\text{m}$ (e) zarejestrowane dla różnych temperatur oraz zmiana położenia rezonansów w funkcji temperatury, odpowiednio (b), (d) i (f).



Rys. 8.13. Widmo transmisyjne siatki #B8_03 w pobliżu drugiego $\lambda_2=1.005 \mu\text{m}$ (a), trzeciego $\lambda_3=1.266 \mu\text{m}$ (c) i czwartego rezonansu $\lambda_4=1.493 \mu\text{m}$ (e) zarejestrowane dla różnych ciśnień oraz zmiana położenia rezonansów w funkcji ciśnienia, odpowiednio (b), (d) i (f).



Rys. 8.14. Widmo transmisyjne siatki #B8_03 w pobliżu drugiego rezonansu $\lambda_2=1.005 \mu\text{m}$ (a) zarejestrowane dla różnych wydłużeń oraz zmiana położenia rezonansu w funkcji wydłużenia (b).

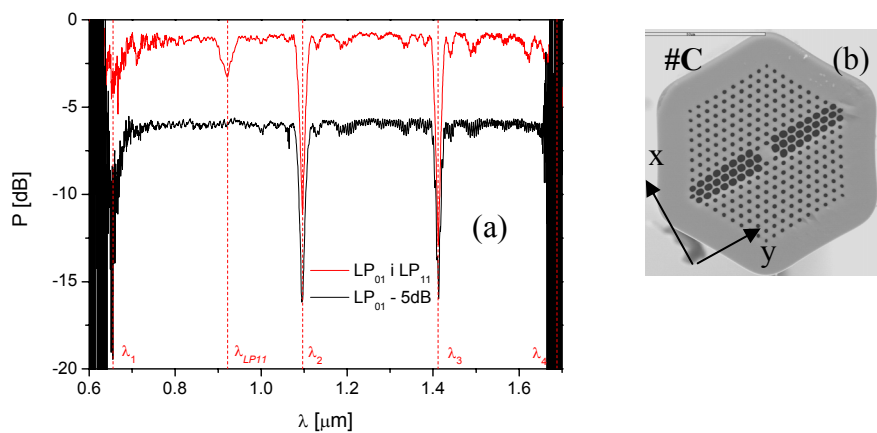
Tab. 8.7. Obliczona i zmierzona czułość na temperaturę, ciśnienie i rozciąganie dla siatki #B8_03.

#B8_03	λ_i [μm]	0.692	1.005	1.266	1.493
$\frac{d\lambda}{dT}$ [$\frac{pm}{K}$]	zmierzone	---	25.5±0.9	24.0±0.5	11.53±0.55
	obliczone	34.6±0.3	18.3±0.3	12.4±0.2	8.84±0.09
$\frac{d\lambda}{dp}$ [$\frac{nm}{MPa}$]	zmierzone	---	5.77±0.19	3.952±0.035	3.12±0.02
	obliczone	12.47±0.08	6.19±0.06	4.22±0.02	3.49±0.02
$\frac{d\lambda}{d\varepsilon}$ [$\frac{nm}{mstrain}$]	zmierzone	---	0.95±0.05	---	---
	obliczone	---	---	---	---

Siatki wykonane w światłowodzie #B charakteryzują się gorszymi parametrami metrologicznymi niż siatki w światłowodzie #A. Pomimo zbliżonej konstrukcji, włókno #B ma niemal dwukrotnie większą dwójłomność niż włókno #A i równocześnie nieznacznie większą polarymetryczną czułość na ciśnienie. Zgodnie z wyrażeniem (3.13) czułość wytworzonych w nim siatek na ciśnienie jest mniejsza niż siatek we włóknie #A. Ponadto, ze względu na obecność domieszkowanego rdzenia, siatki wytworzone we włóknie #B charakteryzują się o rząd większą czułością na temperaturę oraz umiarkowaną czułością na rozciąganie. Stosunek czułości na ciśnienie do czułości na temperaturę $\frac{d\lambda}{dp} / \frac{d\lambda}{dT}$ dla drugiego, trzeciego i czwartego rezonansu wynoszą odpowiednio 226, 165 oraz 271 K/MPa. Podobnie, jak w przypadku siatek wytworzonych w światłowodzie #A, wszystkie czułości mają znak dodatni.

Na rys. 8.15 pokazano charakterystykę siatki #C12_00 wytworzonej we włóknie #C. Siatka składa się z 13 segmentów o długości $\Lambda = 12 \text{ mm}$. W tabeli 8.8 zebrano zmierzone długości fali rezonansów dla tej siatki. Jednym z nich jest rezonans spowodowany

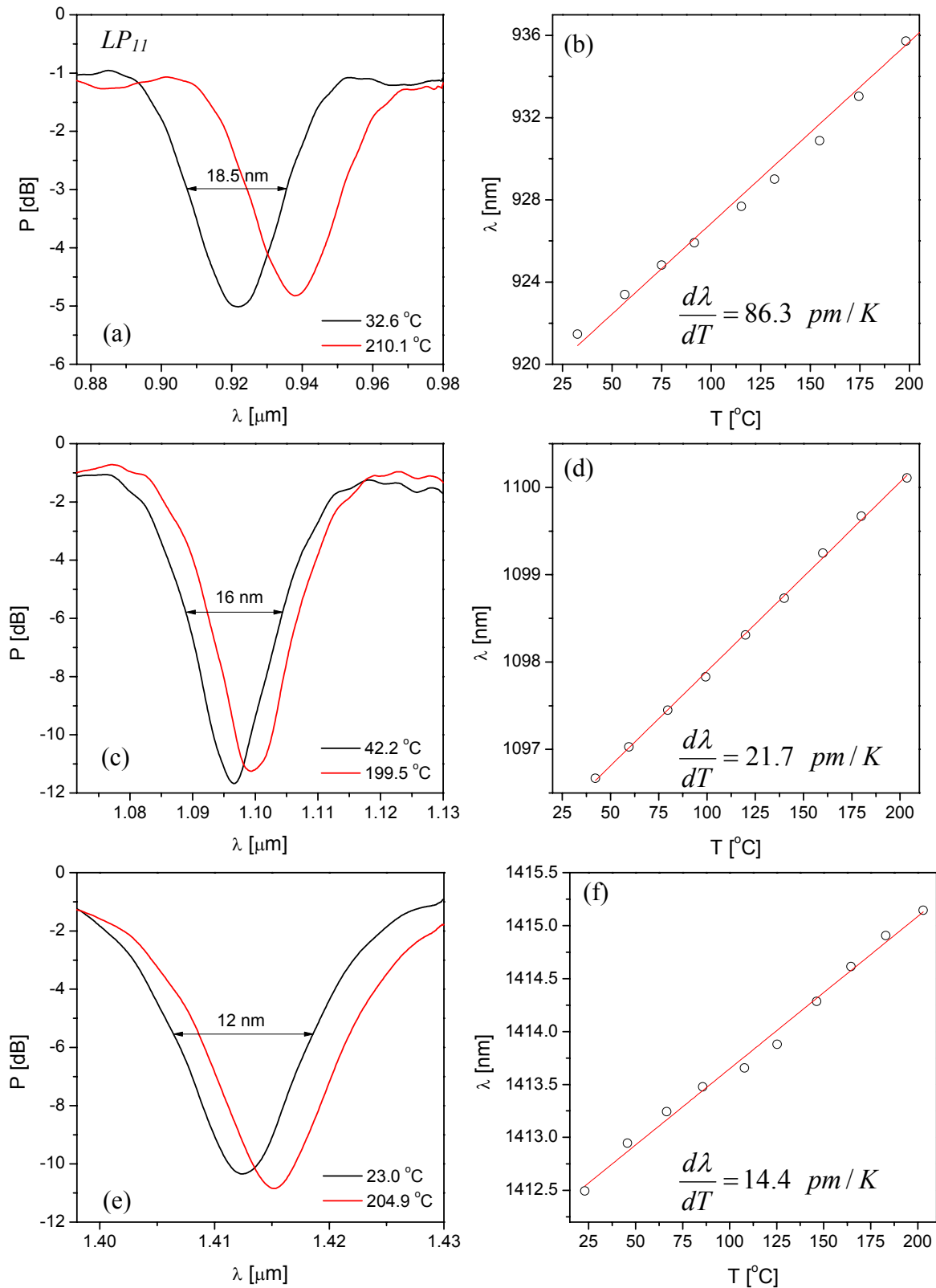
sprężeniem między modami polaryzacyjnymi wyższego rzędu $\lambda_{LP11} = 0.922 \mu\text{m}$ (czerwona krzywa na rys. 8.15). Dowodem na istnienie takiego właśnie sprzężenia jest zmiana charakterystyki siatki obserwowana przy zmianie pobudzenia światłowodu (czarna krzywa na rys. 8.15.). Jeśli na wejściu światłowodu pobudzany jest jedynie mod podstawowy, to nie obserwuje się rezonansu na długości fali 922 nm. Przy jednoczesnym pobudzeniu modu podstawowego i pierwszego rzędu w widmie obserwuje się wszystkie rezonanse (rys. 8.15). Na rys. 8.16 – 8.18 przedstawiono wyniki pomiarów czułości na temperaturę i ciśnienie dla siatki wykonanej we włóknie #C. Czułości na rozciąganie nie udało się zmierzyć ponieważ siatka została zerwana w trakcie eksperymentu.



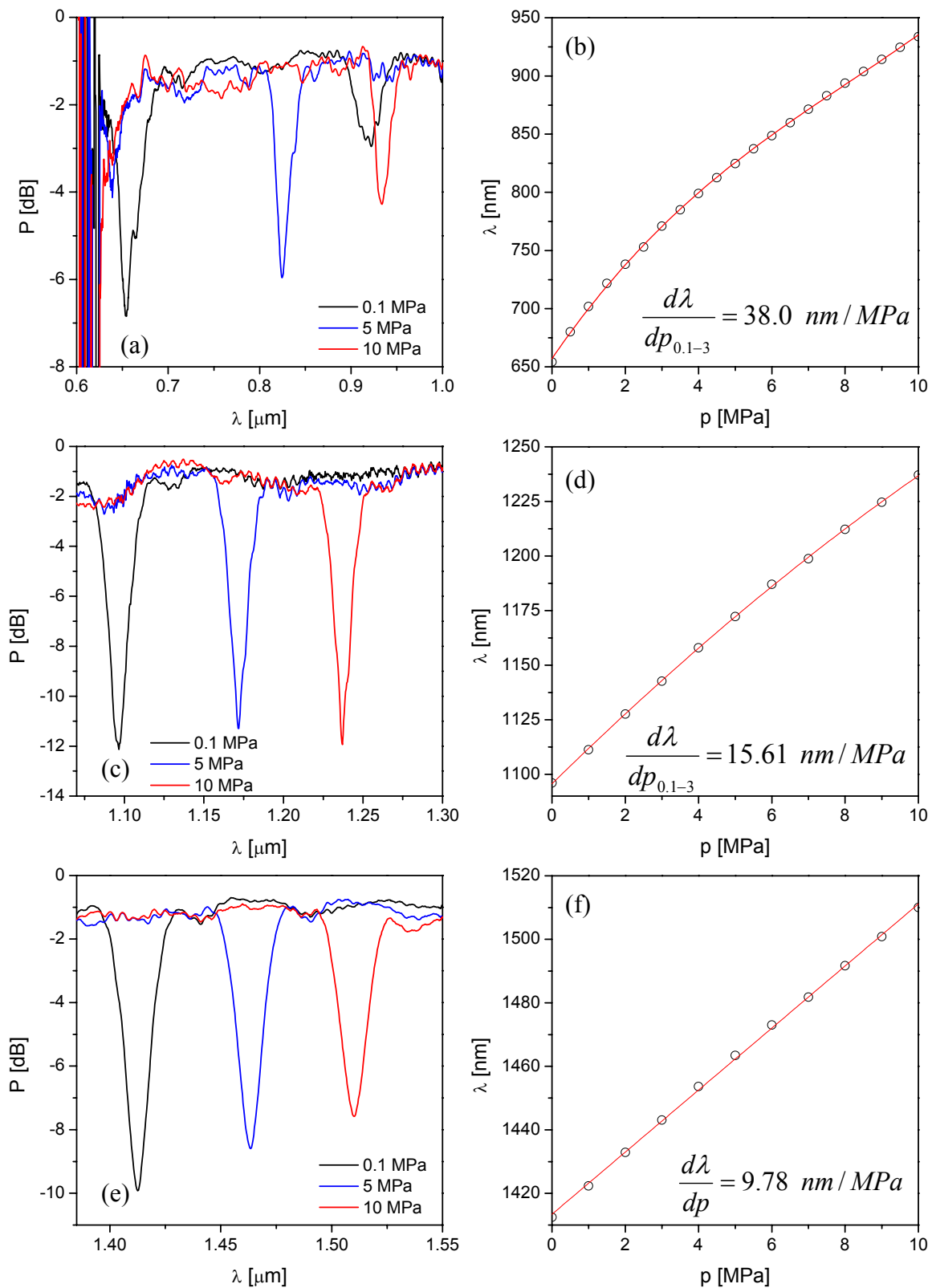
Rys. 8.15. Widmo transmisyjne siatki #C12_00 (a) dla modu podstawowego (czarna krzywa) obniżone o 5 dB oraz jednocześnie dla modu podstawowego i modu wyższego rzędu (czerwona krzywa). Zdjęcie włókna #C (b).

Tab. 8.8. Położenie rezonansów siatki wytworzonej we włóknie #C.

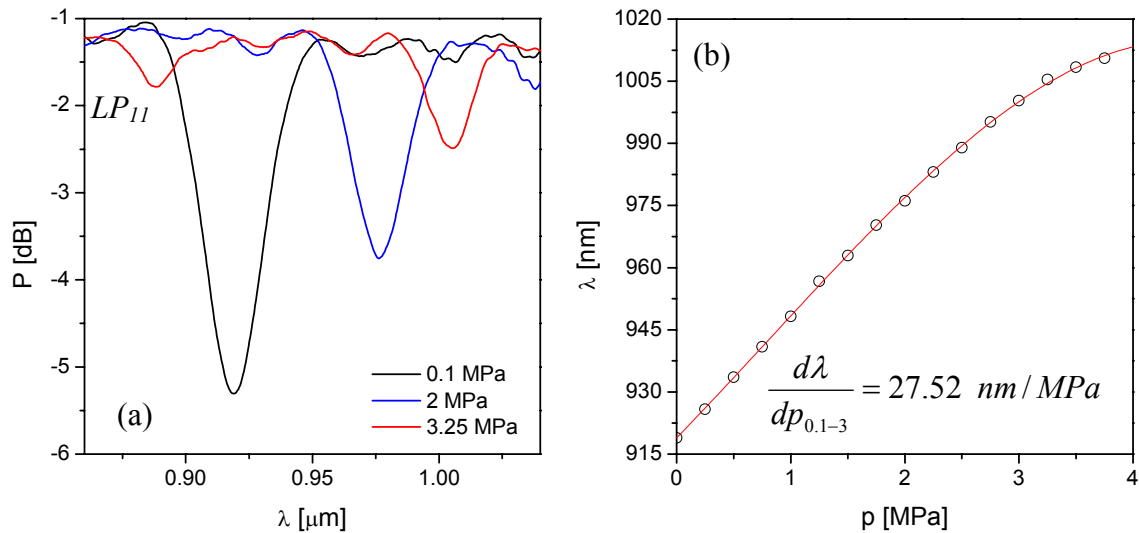
Nr siatki	λ_1 [μm]	λ_2 [μm]	λ_3 [μm]	λ_4 [μm]	λ_{LP11} [μm]
Obliczone, $\Lambda = 12 \text{ mm}$	0.730	1.110	1.410	1.660	---
Zmierzone dla #C12_00	0.655	1.098	1.412	1.694	0.922



Rys. 8.16. Widmo transmisyjne siatki #C12_00 w pobliżu rezonansu dla modu wyższego rzędu $\lambda_{LP_{11}}=0.922$ (a), w pobliżu rezonansu drugiego rzędu dla modu podstawowego $\lambda_2=1.098\ \mu\text{m}$ (c) i rezonansu trzeciego rzędu dla modu podstawowego $\lambda_3=1.412\ \mu\text{m}$ (e) zarejestrowane dla różnych temperatur oraz zmiana położenia rezonansów w funkcji temperatury, odpowiednio (b), (d) i (f).



Rys. 8.17. Widmo transmisyjne siatki #C12_00 w pobliżu pierwszego $\lambda_1=0.655 \mu\text{m}$ (a), drugiego $\lambda_2=1.098 \mu\text{m}$ (c) i trzeciego $\lambda_3=1.412 \mu\text{m}$ (e) rezonansu dla modu podstawowego zarejestrowane dla różnych ciśnień oraz zmiana położenia rezonansów w funkcji ciśnienia, odpowiednio (b), (d) i (f).



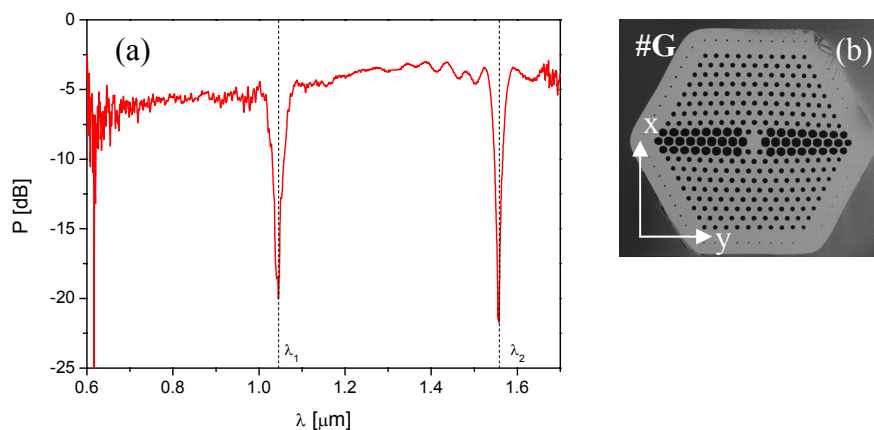
Rys. 8.18. Widmo transmisyjne siatki #C12_00 w pobliżu rezonansu dla modu wyższego rzędu $\lambda_{LP11}=0.922$ (a) zarejestrowane dla różnych ciśnień oraz zmiana położenia rezonansu w funkcji ciśnienia (b). Stopniowe zmniejszanie się głębokości rezonansu spowodowane jest odcięciem modu LP_{11} .

Tab. 8.9. Obliczona i zmierzona czułość siatki #C12_00 na temperaturę i ciśnienie.

#C12_00	λ_i [μm]	0.655	1.098	1.412	1.694	0.922 (λ_{LP11})
$\frac{d\lambda}{dT}$ [$\frac{pm}{K}$]	zmierzone	---	21.7±2.5	14.4±4.4	---	86.3±3.8
	obliczone	47.5±3.1	24.1±2.6	16.9±5.1	13.7±2.9	---
$\frac{d\lambda}{dp}$ [$\frac{nm}{MPa}$]	zmierzone 0.1 – 3 MPa	38.0±1.6	15.61±0.17	9.78±0.08	---	27.52±0.42
	zmierzone 6 – 10 MPa	22.78±0.32	13.1±0.2		---	
	obliczone	37.7±1.1	15.21±0.24	9.92±0.09	7.62±0.07	---

Czułość na ciśnienie dla poszczególnych rezonansów wyznaczono poprzez liniową aproksymację zmiany położenia rezonansu w zakresie małych ciśnień, tj. 0.1 – 3 MPa (pierwszy współczynnik) i dla dużych ciśnień 6 – 10 MPa (drugi współczynnik, tab. 8.9). Dla wszystkich rezonansów odpowiedź siatki na ciśnienie jest bardzo duża i ma nieliniowy charakter. Jest to związane ze specyficzną konstrukcją włókna, która zapewnia dużą czułość na ciśnienie hydrostatyczne, co zgodnie ze wzorem (3.17) bezpośrednio przekłada się na duże przesunięcie rezonansów pod wpływem ciśnienia. Nieliniowość charakterystyk siatki jest wynikiem silnej dyspersji czułości polarymetrycznej włókna K_p , jaki i jego dwójłomności grupowej G . Zatem zgodnie ze wzorem (3.13) dyspersyjna jest również czułość siatki $d\lambda/dp$. Zmierzone czułości na ciśnienie dla siatki #C12_00 są od trzech do pięciu razy większe (w zależności od długości fali i zakresu ciśnień) niż dla siatek #A, co sugeruje, że siatki #C lepiej nadają się do pomiaru małych ciśnień hydrostatycznych. Warto jednak zauważyć, że siatka #C12_00 charakteryzuje się większą czułością na temperaturę, przez co

stosunek czułości na ciśnienie do czułości na temperaturę $\frac{d\lambda}{dp} / \frac{d\lambda}{dT}$ dla drugiego rezonansu wynosi 604 i 719 K/MPa, dla zakresu małych i dużych ciśnień odpowiednio, a dla trzeciego rezonansu wynosi 679 K/MPa w całym zakresie ciśnień. Stosunkowo wysoka czułość siatki #C12_00 na temperaturę spowodowana jest obecnością germanowej domieszki w rdzeniu i może być obniżona poprzez wykonanie włókna z czystego szkła krzemionkowego. Aby sprawdzić tą hipotezę wytworzono włókno #G, które ma podobną konstrukcję jak włókno #C, lecz nie ma domieszkowanego rdzenia. W tym włóknie wytworzono siatkę #G8.3_00 z 11 segmentami o długości $\Lambda = 8.3$ mm, pokazaną na rys. 8.19.

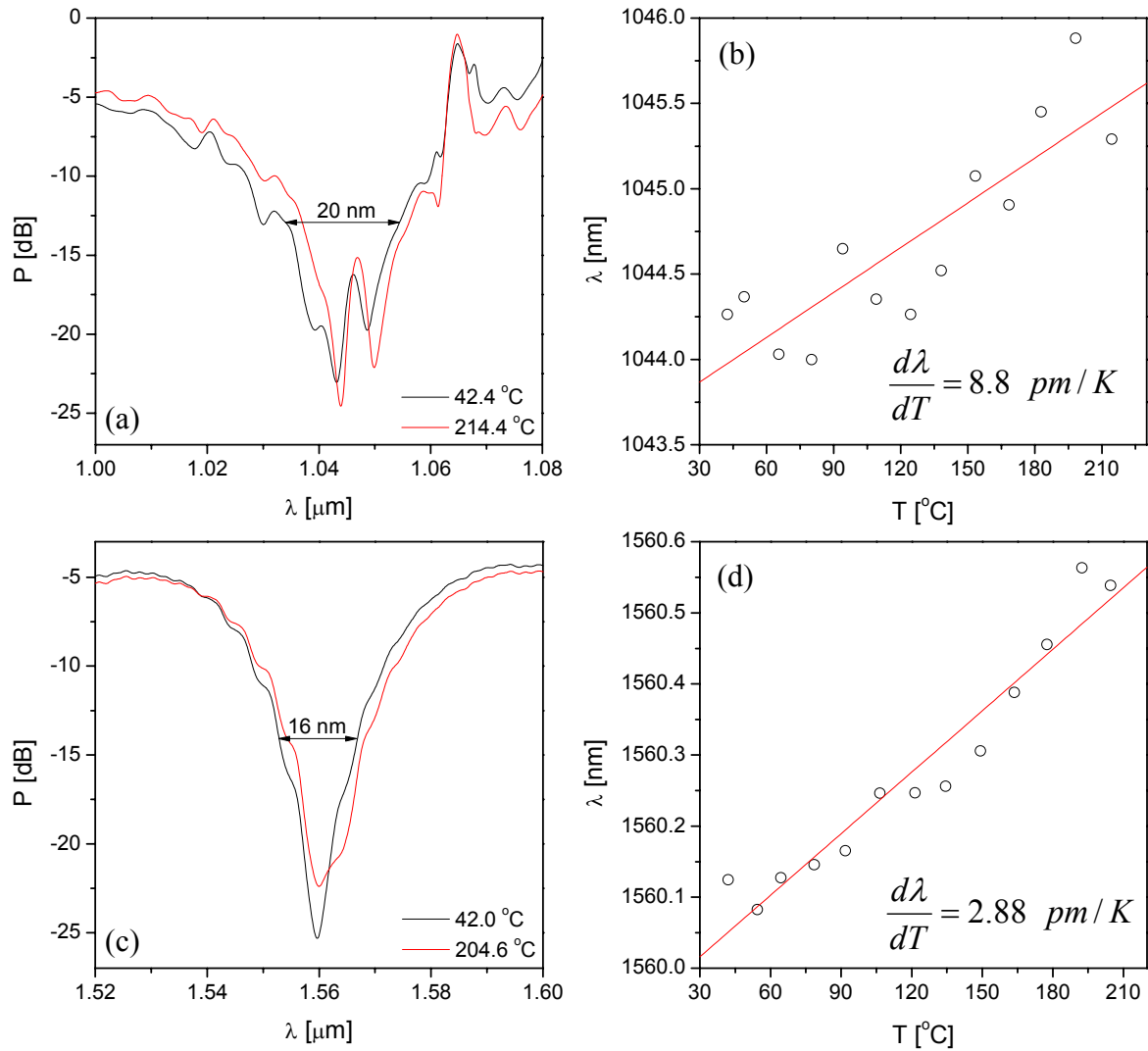


Rys. 8.19. Widmo transmisyjne siatki #G8.3_00 (a) oraz zdjęcie światłowodu #G (b).

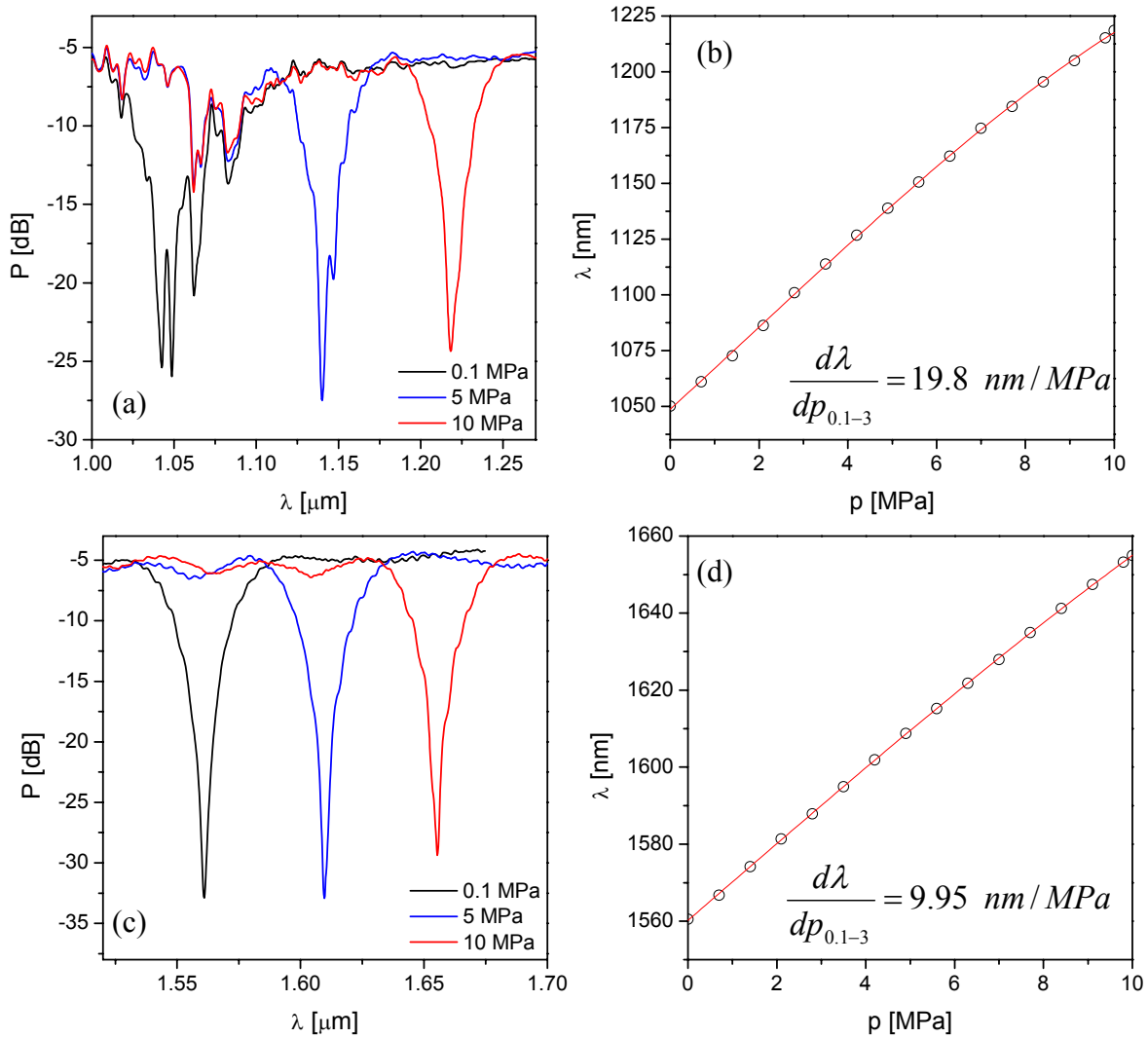
Tab. 8.10. Położenie rezonansów dla siatki wytworzonej we włóknie #G.

Nr siatki	λ_1 [μm]	λ_2 [μm]
Obliczone, $\Lambda = 8.3$ mm	1.150	1.633
Zmierzone dla #G8.3_00	1.043	1.560

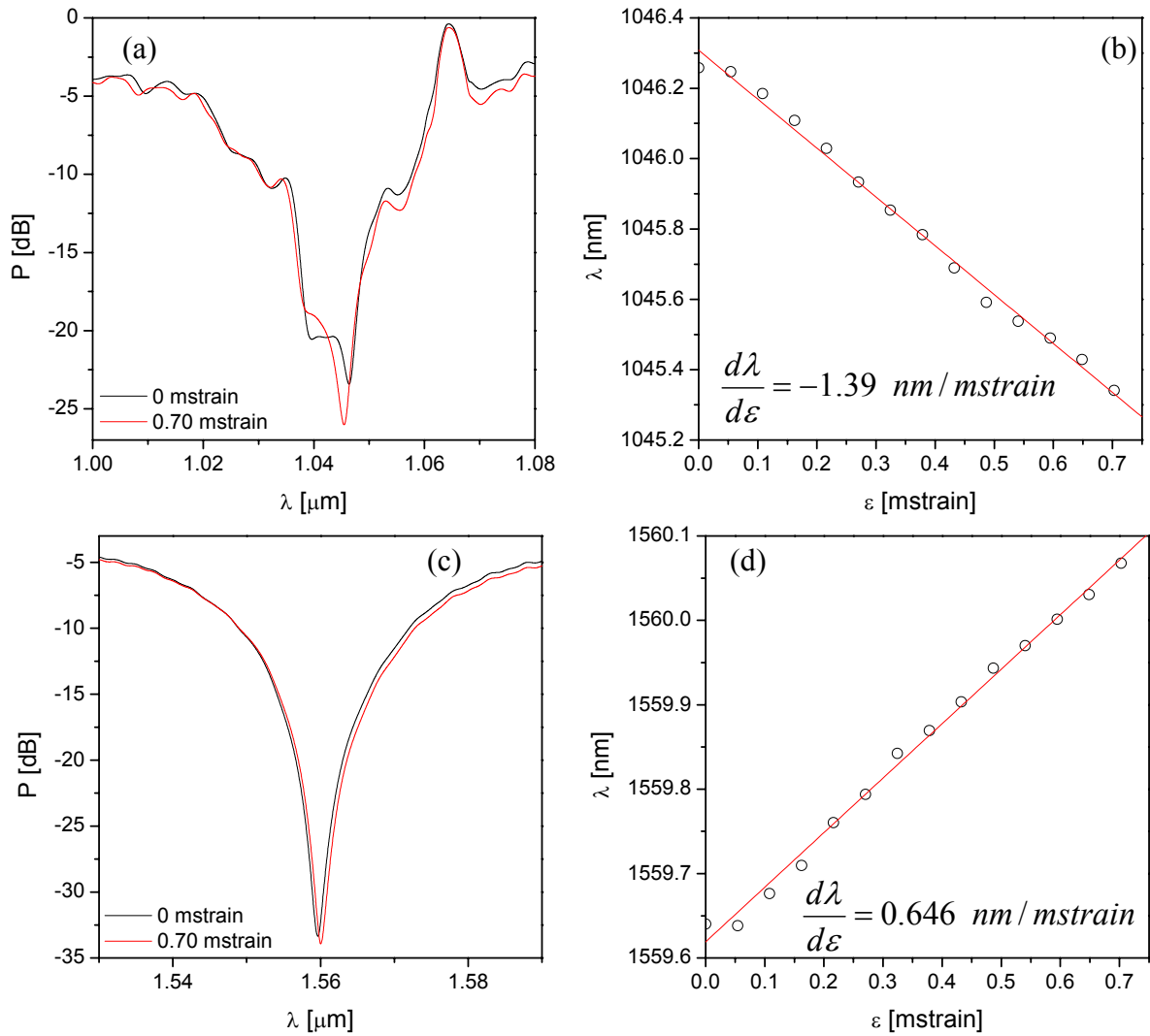
W tab. 8.10 zebrano długości fali rezonansów siatki #G8.3_00, a na rys. 8.20 – 8.22 przedstawiono wyniki pomiarów czułości siatki na temperaturę, ciśnienie i rozciąganie.



Rys. 8.20. Widmo transmisyjne siatki #G8.3_00 w pobliżu pierwszego $\lambda_1=1.043 \mu\text{m}$ (a) i drugiego $\lambda_2=1.560 \mu\text{m}$ (c) rezonansu zarejestrowane dla różnych temperatur oraz zmiana położenia rezonansów w funkcji temperatury, odpowiednio (b) i (d).



Rys. 8.21. Widmo transmisyjne siatki #G8.3_00 w pobliżu pierwszego $\lambda_1=1.043 \mu\text{m}$ (a) i drugiego $\lambda_2=1.560 \mu\text{m}$ (c) rezonansu zarejestrowane dla różnych ciśnień oraz zmiana położenia rezonansów w funkcji ciśnienia, odpowiednio (b) i (d).



Rys. 8.22. Widmo transmisyjne siatki #G8.3_00 w pobliżu pierwszego $\lambda_1=1.043 \mu\text{m}$ (a) i drugiego $\lambda_2=1.560 \mu\text{m}$ (c) rezonansu zarejestrowane dla różnych wydłużeń oraz zmiana położenia rezonansów w funkcji wydłużenia, odpowiednio (b) i (d).

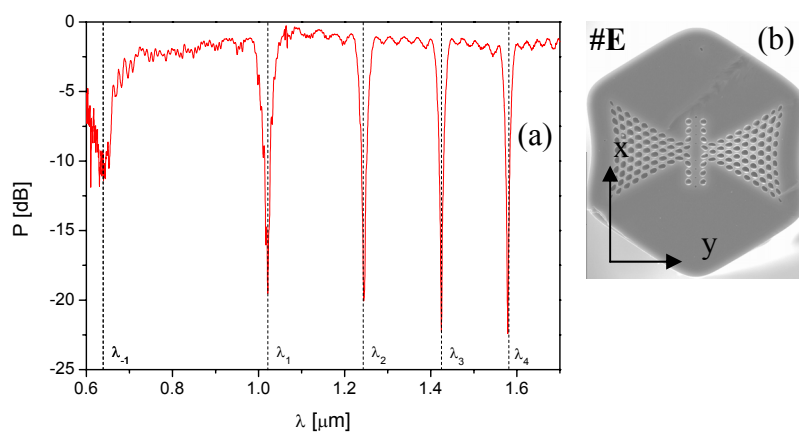
Tab. 8.11. Obliczona i zmierzona czułość siatki #G8.3_00 na temperaturę, ciśnienie i rozciąganie.

#G8.3_00	λ_i [μm]	1.043	1.560
$\frac{d\lambda}{dT}$ [$\frac{pm}{K}$]	zmierzone	8.8±1.6	2.88±0.24
	obliczone	16.7±0.3	10.68±0.15
$\frac{d\lambda}{dp}$ [$\frac{nm}{MPa}$]	zmierzone 0.1–3 MPa	19.8±0.3	9.95±0.04
	zmierzone 7–10 MPa	15.04±0.16	9.0±0.1
	obliczone	20.16±0.09	9.61±0.05
$\frac{d\lambda}{d\varepsilon}$ [$\frac{nm}{mstrain}$]	zmierzone	-1.39±0.31	0.646±0.014
	obliczone	---	---

Zebrane w tabeli 8.11 wyniki pokazują, że czułość na temperaturę siatki #G8.3_00 ma dużo mniejszą wartość niż siatek wykonanych we włóknie #C z domieszkowanym rdzeniem. Czułość na ciśnienie jest podobna, zatem stosunek czułości na ciśnienie do czułości na

temperaturę jest znacznie korzystniejszy we włóknie niedomieszkowanym. Dla siatki #G8.3_00 stosunek $\frac{d\lambda}{dp} / \frac{d\lambda}{dT}$ zawiera się w przedziale 1710÷2250 K/MPa dla pierwszego rezonansu ($\lambda_1 = 1.043 \mu\text{m}$) oraz 3125÷3455 K/MPa dla drugiego rezonansu ($\lambda_2 = 1.560 \mu\text{m}$). Wyznaczono również czułość siatki #G8.3_00 na rozciąganie, która podobnie jak w innych siatkach jest stosunkowo niewielka (rzędu 1 nm/mstrain).

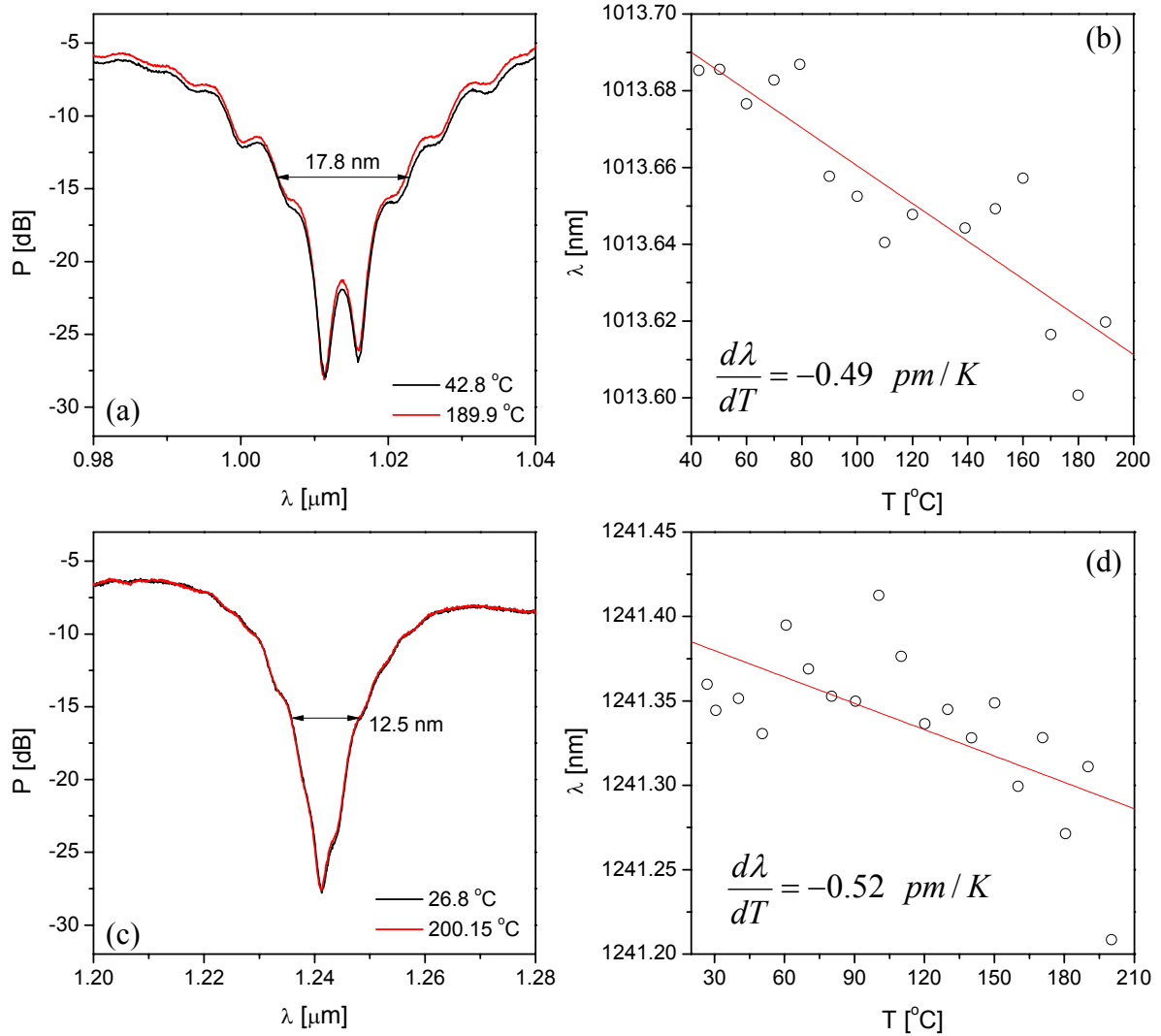
Kolejną przebadaną siatką była wytworzona we włóknie #E i składała się z 6 segmentów o długości $\Lambda = 27 \text{ mm}$. Ze względu na przechodzenie dwójłomności fazowej przez zero w okolicy $\lambda_0 = 0.83 \mu\text{m}$, dla tej siatki obserwowano rezonanse minus pierwszego i plus pierwszego rzędu, które były położone niemal symetrycznie względem zera dwójłomności fazowej, rys. 8.23.



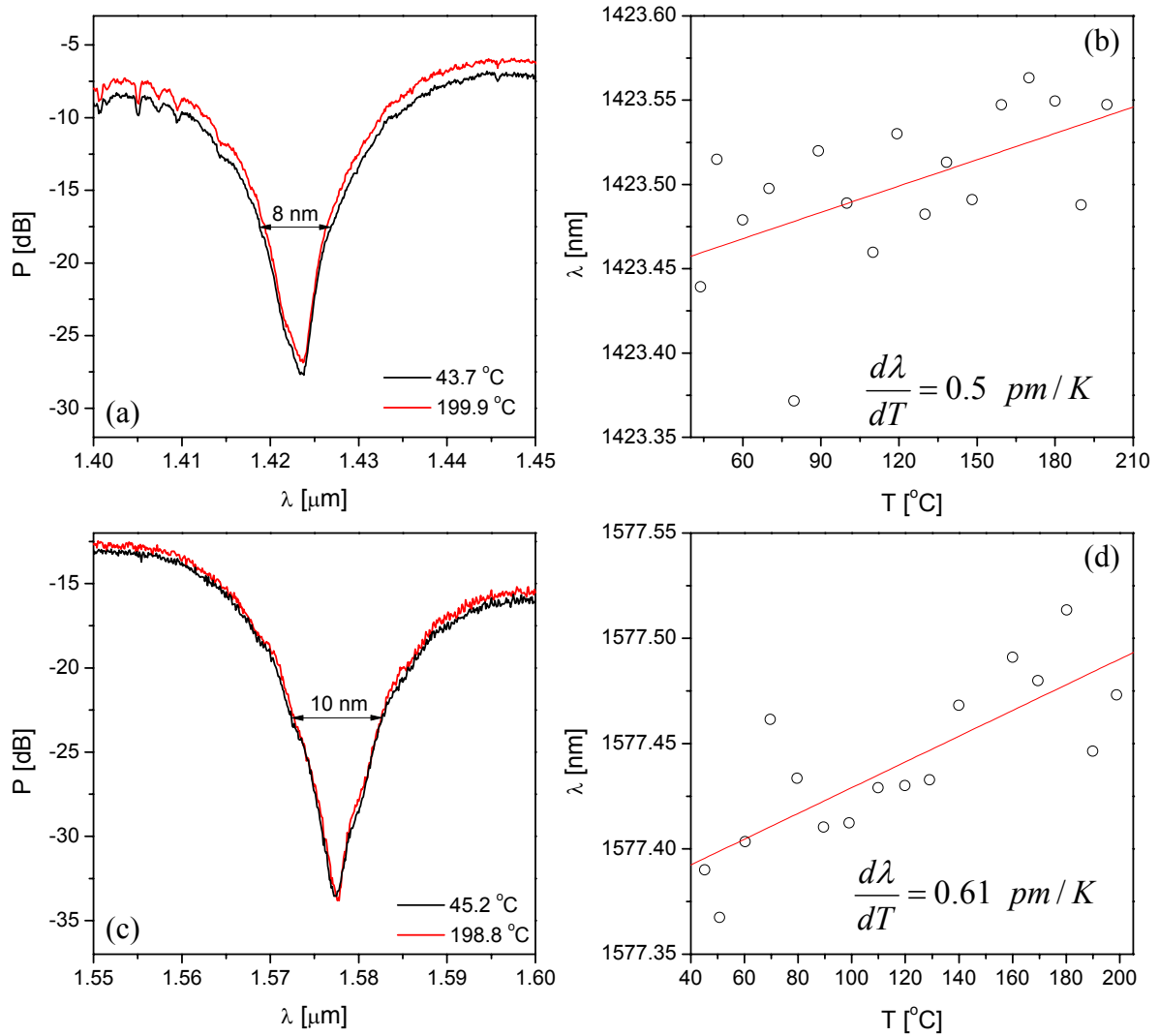
Rys. 8.23. Widmo transmisyjne siatki #E27_02 (a) oraz zdjęcie światłowodu #E (b).

Tab. 8.12. Położenie rezonansów dla siatki wytworzonej we włóknie #E.

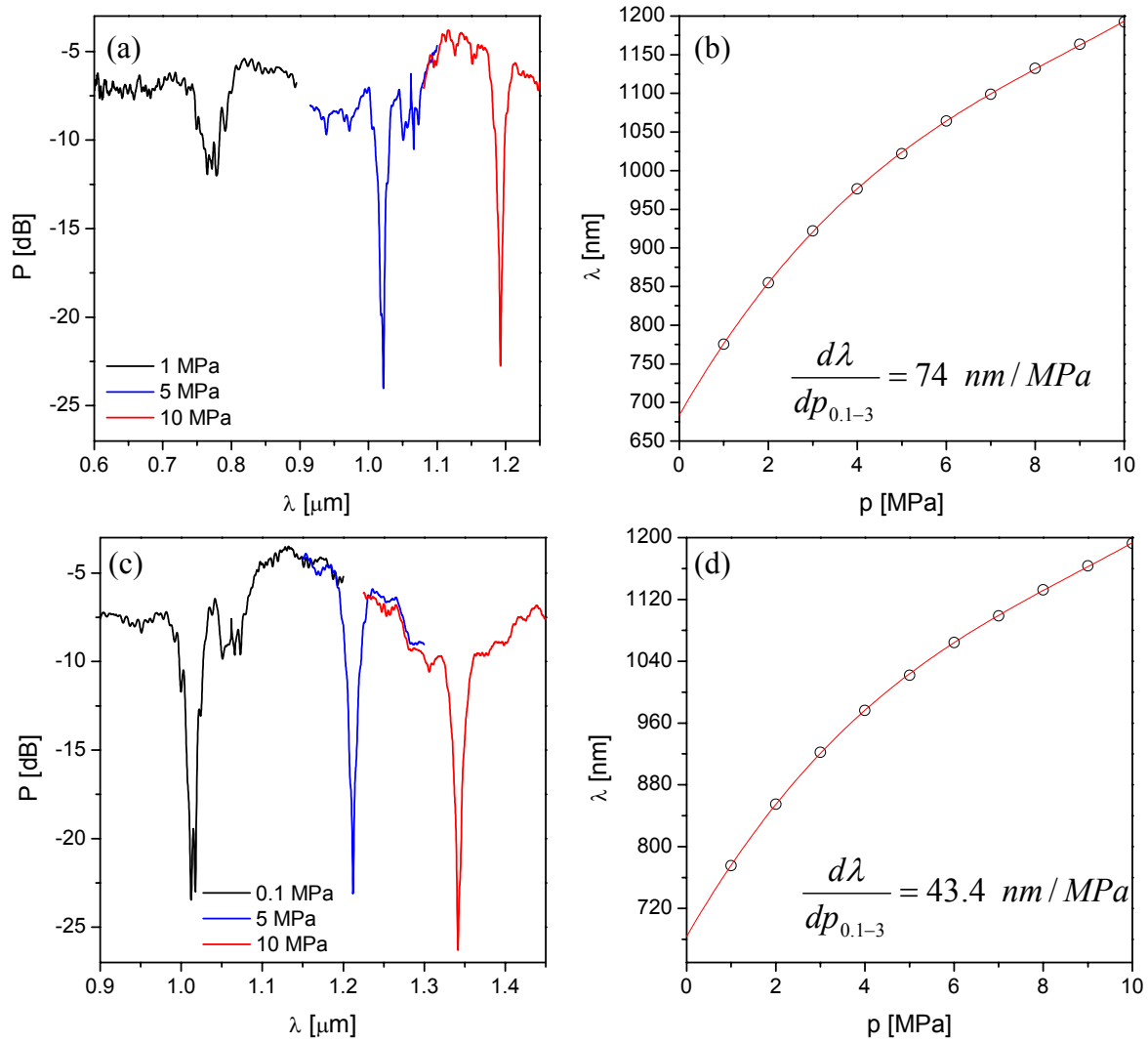
Nr siatki	$\lambda_{-1} [\mu\text{m}]$	$\lambda_1 [\mu\text{m}]$	$\lambda_2 [\mu\text{m}]$	$\lambda_3 [\mu\text{m}]$	$\lambda_4 [\mu\text{m}]$
Obliczone, $\Lambda = 27 \text{ mm}$	---	1.012	1.350	1.576	---
Zmierzone dla #E27_02	0.649	1.014	1.241	1.422	1.576



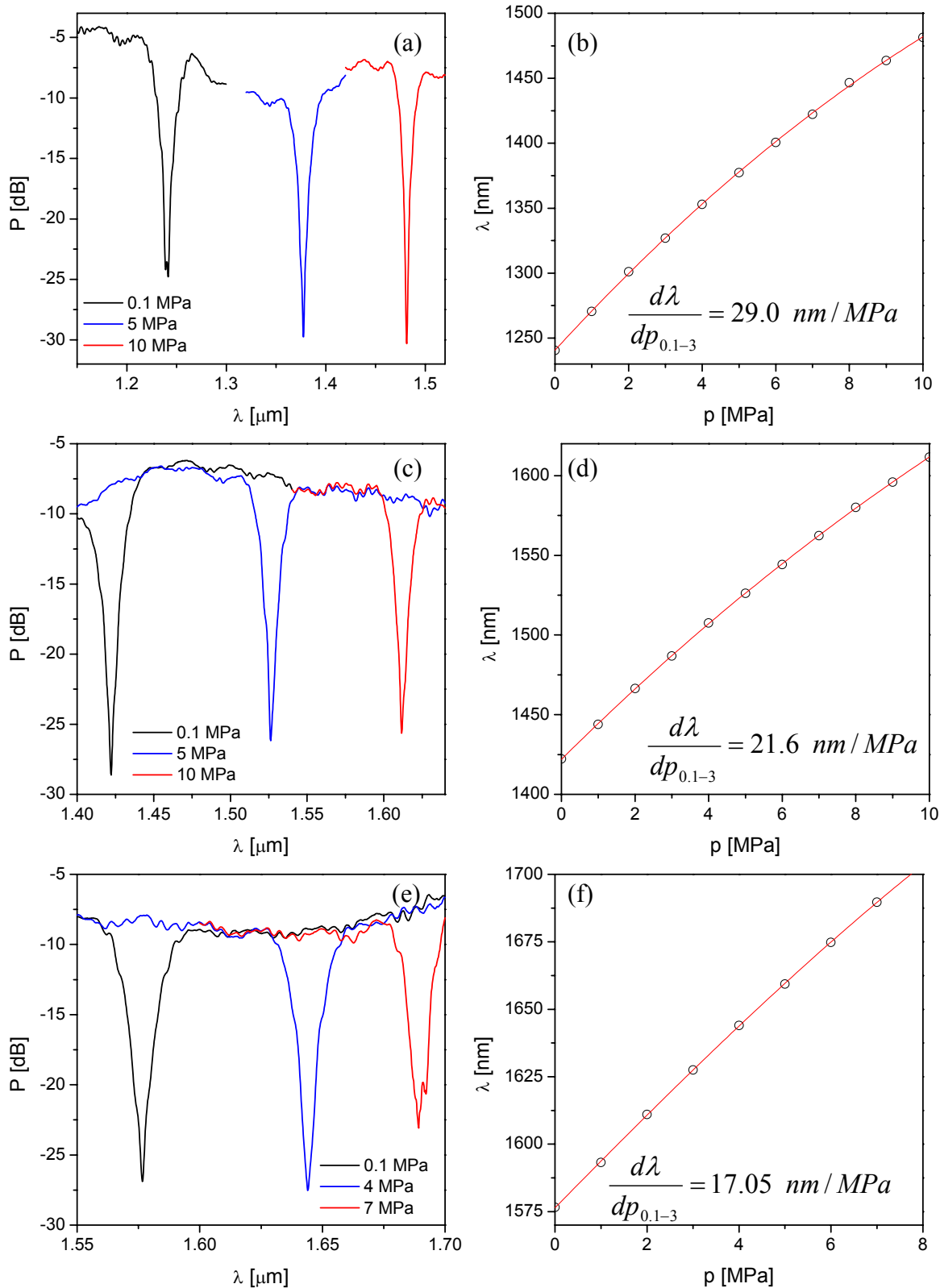
Rys. 8.24. Widmo transmisyjne siatki #E27_02 w pobliżu pierwszego $\lambda_1=1.014 \mu\text{m}$ (a) i drugiego $\lambda_2=1.241 \mu\text{m}$ (c) rezonansu zarejestrowane dla różnych temperatur oraz zmiana położenia rezonansów w funkcji temperatury, odpowiednio (b) i (d).



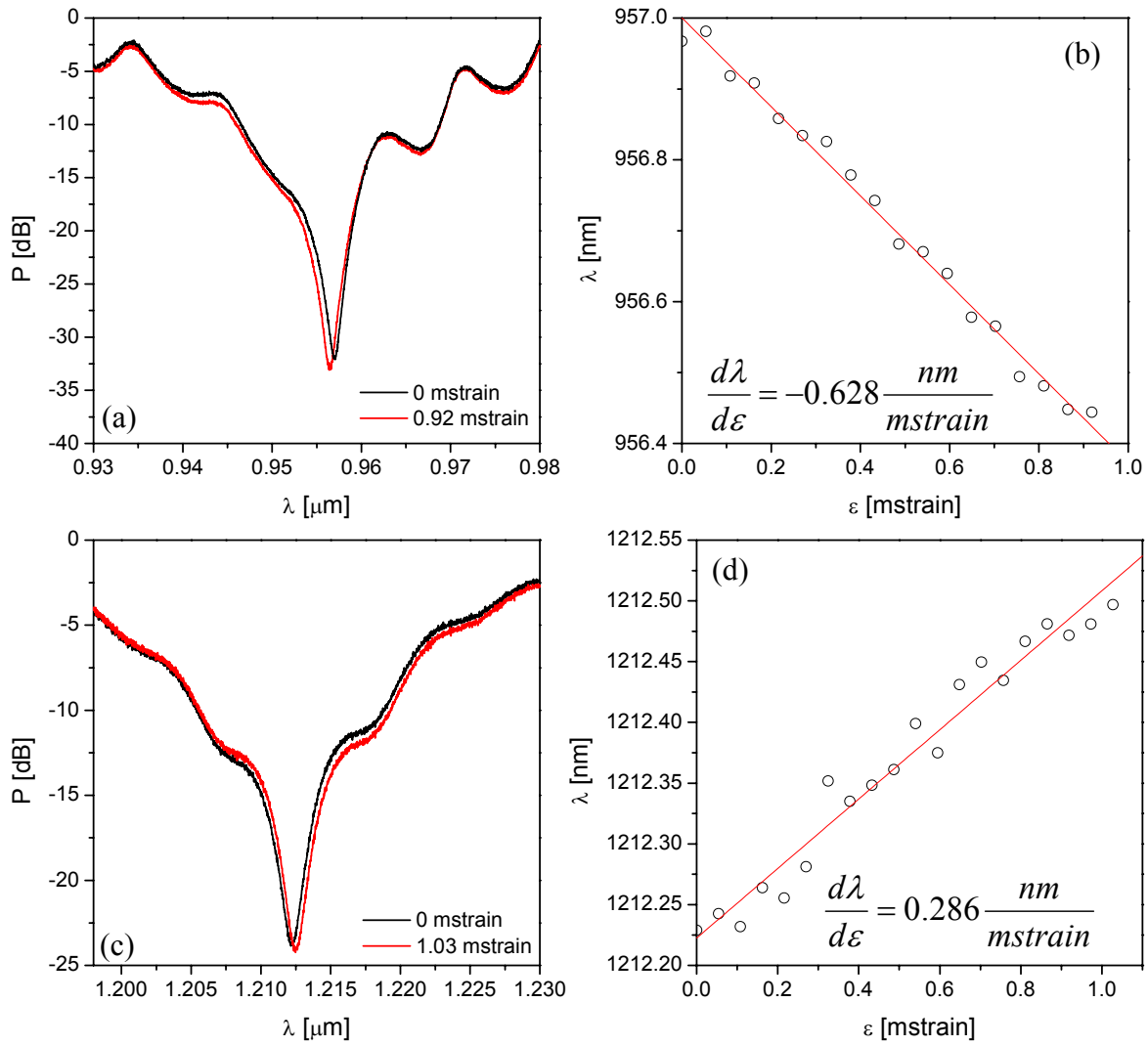
Rys. 8.25. Widmo transmisyjne siatki #E27_02 w pobliżu trzeciego $\lambda_3=1.422 \mu\text{m}$ (a) i czwartego $\lambda_4=1.576 \mu\text{m}$ (c) rezonansu zarejestrowane dla różnych temperatur oraz zmiana położenia rezonansów w funkcji temperatury, odpowiednio (b) i (d).



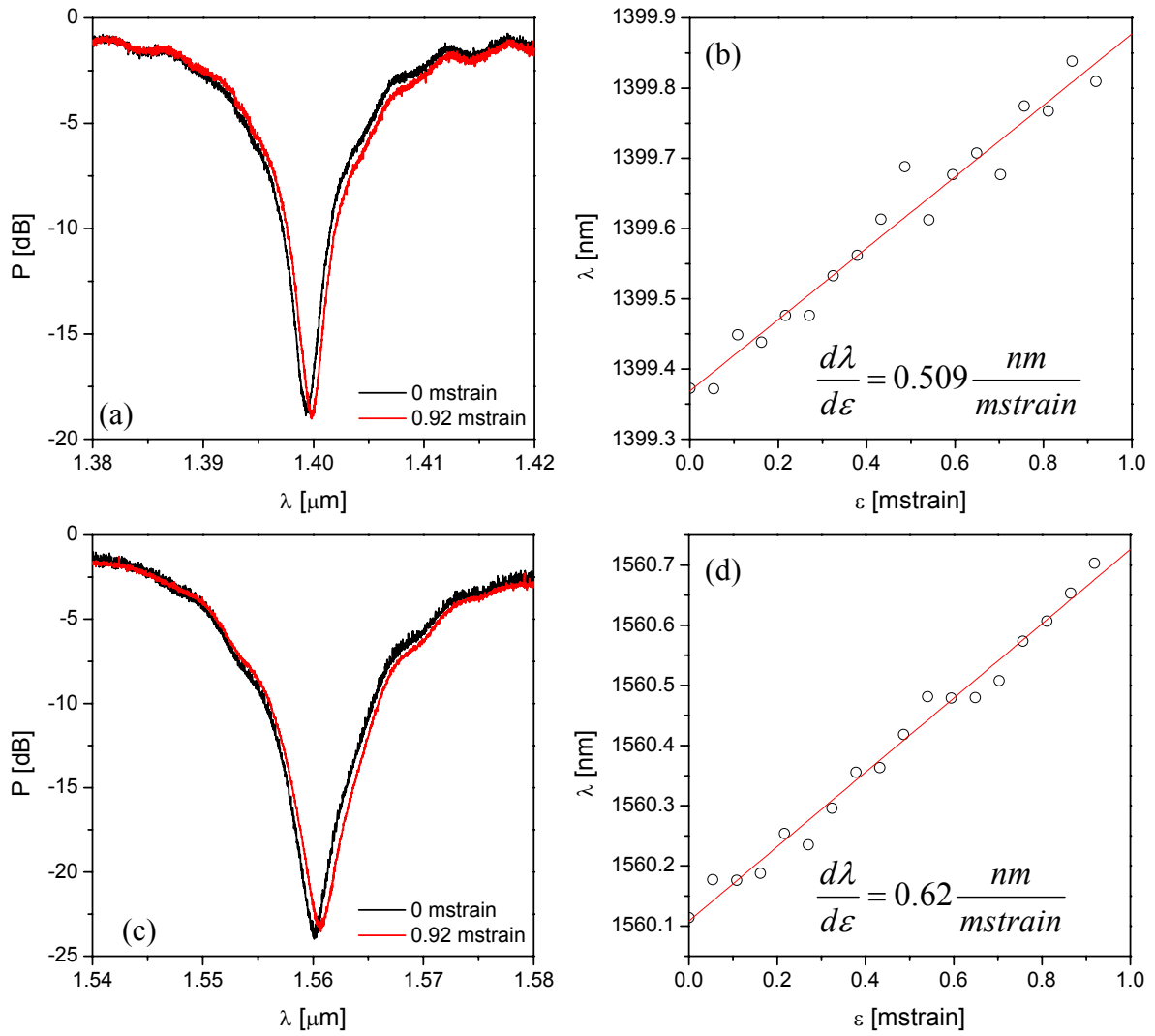
Rys. 8.26. Widmo transmisyjne siatki #E27_02 w pobliżu rezonansu minus pierwszego rzędu $\lambda_{-1}=0.649 \mu\text{m}$ (a) i plus pierwszego rzędu $\lambda_1=1.014 \mu\text{m}$ (c) zarejestrowane dla różnych ciśnień oraz zmiana położenia rezonansów w funkcji ciśnienia, odpowiednio (b) i (d).



Rys. 8.27. Widmo transmisyjne siatki #E27_02 w pobliżu drugiego $\lambda_2=1.241 \mu\text{m}$, trzeciego $\lambda_3=1.422 \mu\text{m}$ (c) i czwartego $\lambda_4=1.576 \mu\text{m}$ (e) rezonansu zarejestrowane dla różnych ciśnień oraz zmiana położenia rezonansów w funkcji ciśnienia, odpowiednio (b), (d) i (f).



Rys. 8.28. Widmo transmisyjne siatki #E27_02 w pobliżu pierwszego $\lambda_1=1.014 \mu\text{m}$ (a) i drugiego $\lambda_2=1.241 \mu\text{m}$ (c) rezonansu zarejestrowane dla różnych wydłużeń oraz zmiana położenia rezonansów w funkcji wydłużenia, odpowiednio (b) i (d).



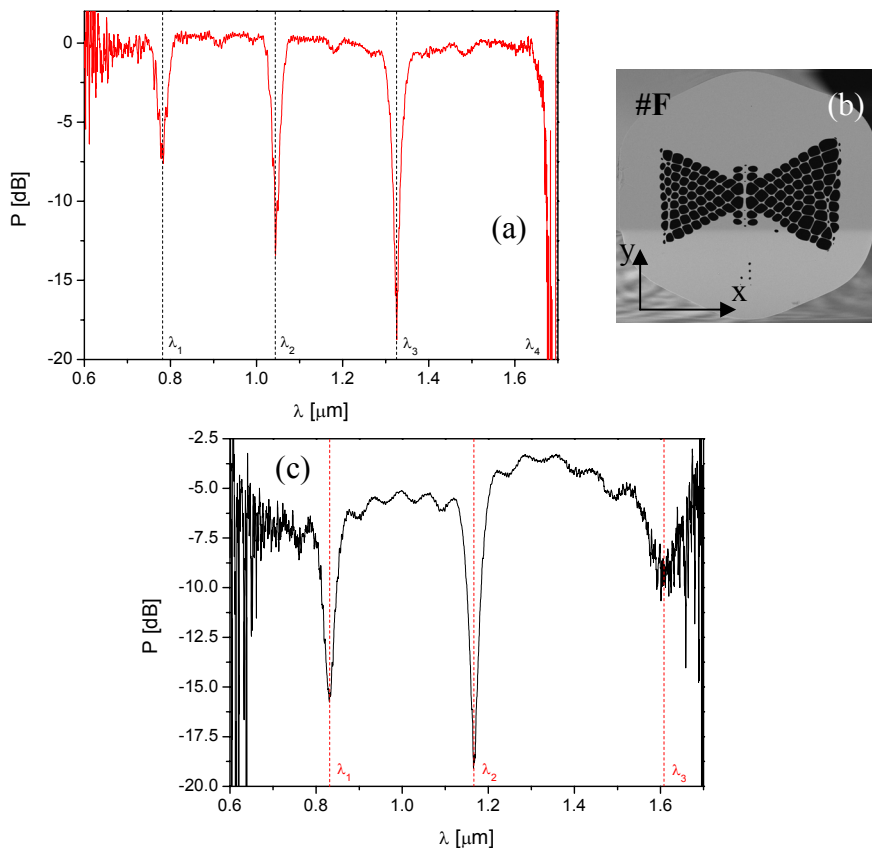
Rys. 8.29. Widmo transmisyjne siatki #E27_02 w pobliżu trzeciego $\lambda_3=1.422 \mu\text{m}$ (a) i czwartego $\lambda_4=1.576 \mu\text{m}$ (c) rezonansu zarejestrowane dla różnych wydłużeń oraz zmiana położenia rezonansów w funkcji wydłużenia, odpowiednio (b) i (d).

Tab. 8.13. Obliczona i zmierzona czułość siatki #E27_02 na temperaturę, ciśnienie i rozciąganie.

#E27_02	λ_i [μm]	0.649	1.014	1.241	1.422	1.576
$d\lambda/dT$ [pm/K]	zm.	---	-0.49 ± 0.07	-0.52 ± 0.15	0.5 ± 0.2	0.61 ± 0.13
	obl.	-118.0 ± 0.8	-54.18 ± 0.35	-24.71 ± 0.16	-12.34 ± 0.08	-6.52 ± 0.04
$d\lambda/dp$ [nm/MPa]	zm. 0.1–3 MPa	74 ± 4	43.4 ± 1.8	29.0 ± 0.8	21.6 ± 0.3	17.05 ± 0.18
	zm. 6–10 MPa	32.1 ± 0.7	27.0 ± 0.8	21.6 ± 0.6	17.41 ± 0.25	15.52 ± 0.17
	obl. 0.1–3	114.1 ± 2.3	62.2 ± 1.3	39.3 ± 0.8	29.1 ± 0.6	22.94 ± 0.46
$d\lambda/d\varepsilon$ [$\text{nm}/\text{mstrain}$]	zm.	---	-0.628 ± 0.015	0.286 ± 0.014	0.509 ± 0.025	0.62 ± 0.02
	obl.	---	---	---	---	---

Siatka #E27_02 charakteryzuje się rekordowo niską czułością na temperaturę. Ponadto czułość na temperaturę dla rezonansów λ_1 i λ_2 jest ujemna, a dla λ_3 i λ_4 dodatnia. Zmierzone wartości czułości nie pokrywają się z obliczonymi, co spowodowane jest niedokładnością pomiaru K_T oraz G , a także zmianami geometrii włókna wprowadzonymi przez proces fabrykacji siatki. Czułość siatki na rozciąganie jest również mała i zmienia znak pomiędzy pierwszym i drugim rezonansem. Czułość na ciśnienie siatki #E27_02 jest bardzo duża dla wszystkich rezonansów i wykazuje wyraźną nieliniowość (parametry podane w tabeli 8.13 podobnie jak dla siatki we włóknie #C wyznaczono dla ciśnień z zakresu 0.1 – 3 i 6 – 10 MPa). Stosunek czułości na ciśnienie do czułości na temperaturę $\frac{d\lambda}{dp} / \frac{d\lambda}{dT}$ dla zakresu małych ciśnień dla pierwszego, drugiego, trzeciego i czwartego rezonansu wynosi odpowiednio -88571, -55769, 43200 i 27951 K/MPa.

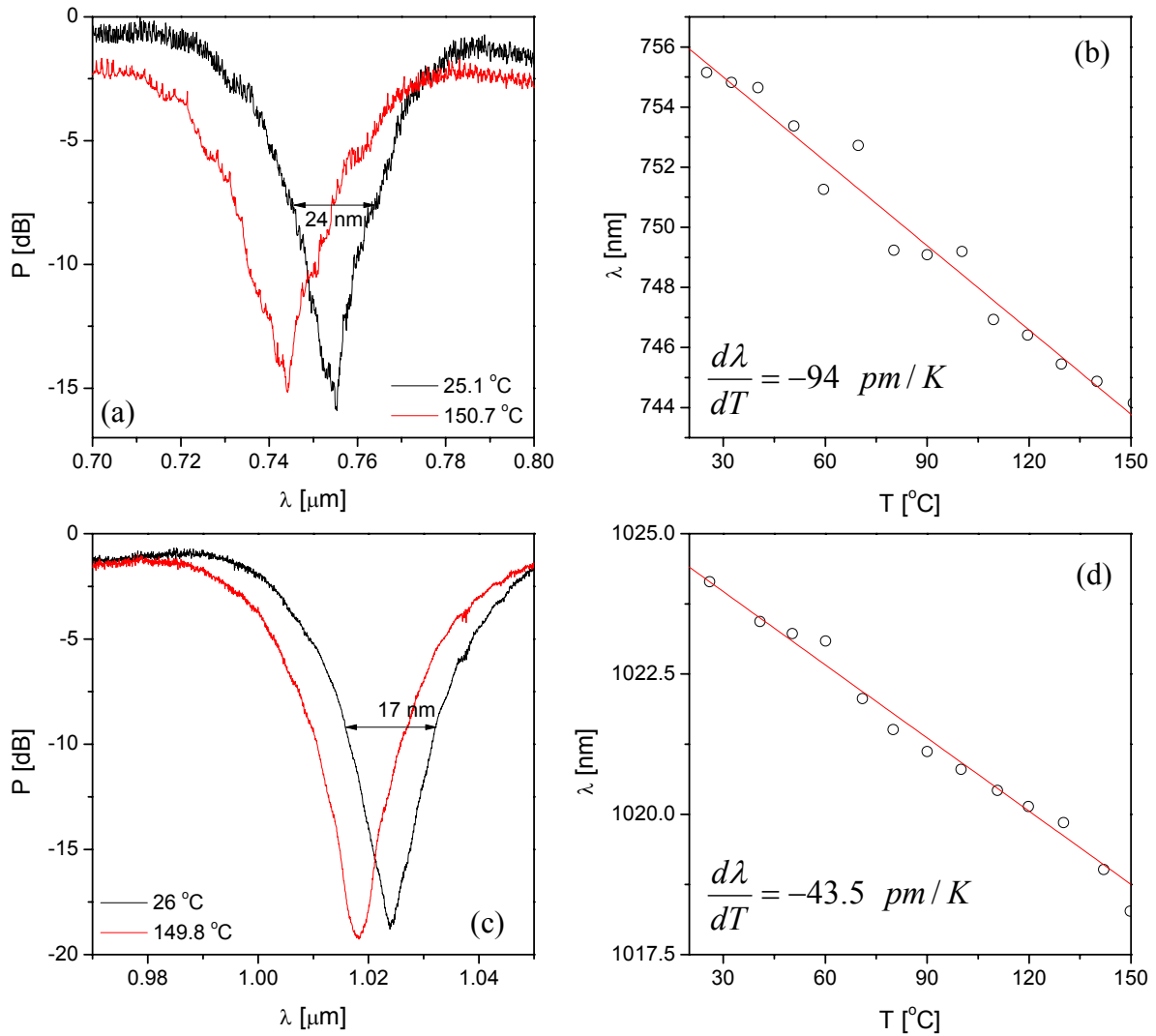
Polaryzacyjne siatki wytworzono również w światłowodzie #F, który ma konstrukcję podobną do światłowodu #E, ale całkiem inne właściwości transmisyjne i czujnikowe. Na rys. 8.30 przedstawiono widma transmisyjne dwóch wytworzonych siatek: pierwszej o okresie $\Lambda = 9$ mm i $N = 6$ (#F9_00) oraz drugiej o okresie $\Lambda = 8$ mm i $N = 5$ (#F8_02). Natomiast na rys. 8.31 – 8.36 pokazano wyniki pomiarów czułości dla tych siatek.



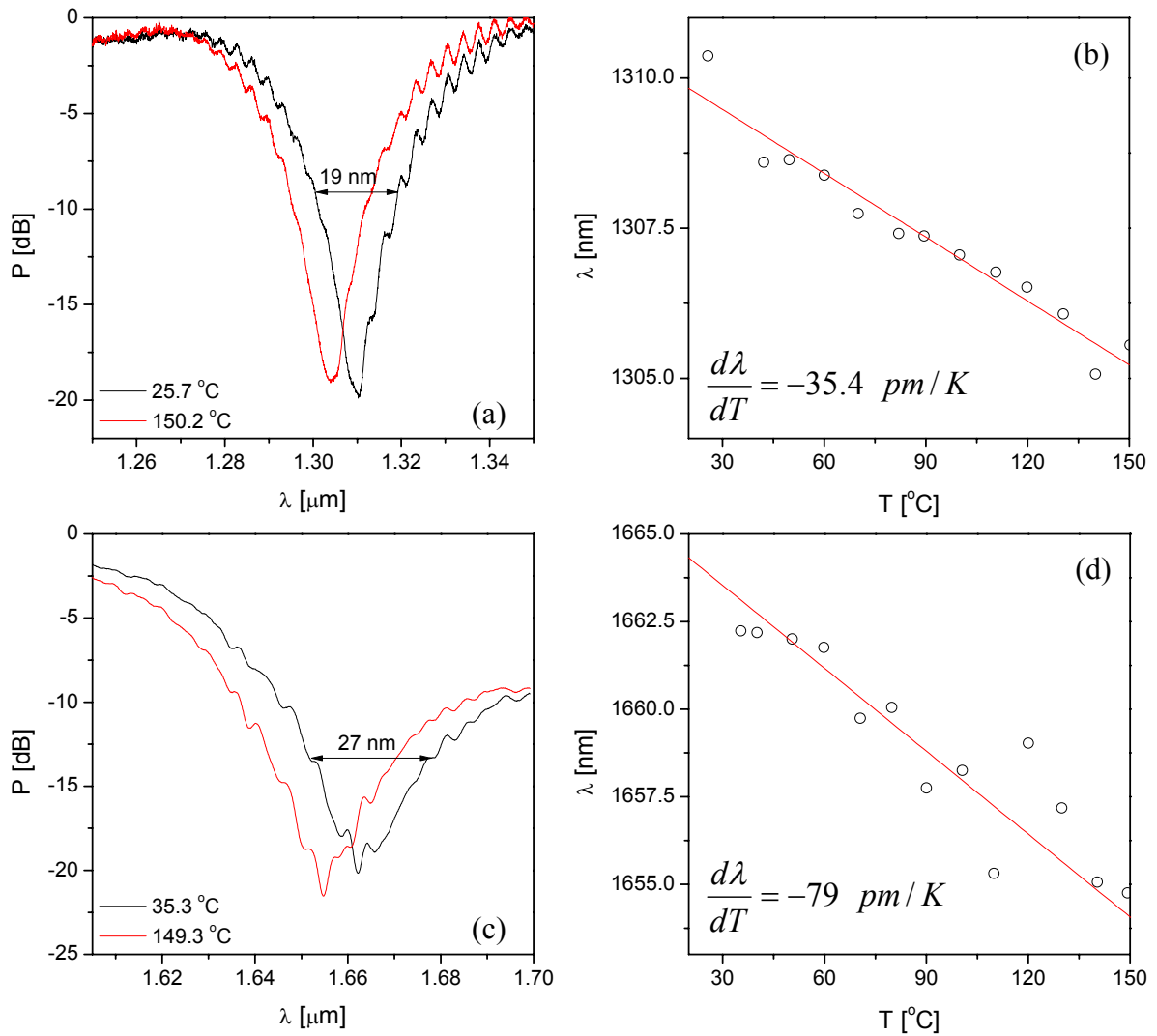
Rys. 8.30. Widmo transmisyjne siatki #F9_00 (a) oraz siatki #F8_02 (c). Zdjęcie włókna #F (b).

Tab. 8.14. Położenie rezonansów dla siatek wytworzonych we włóknie #F.

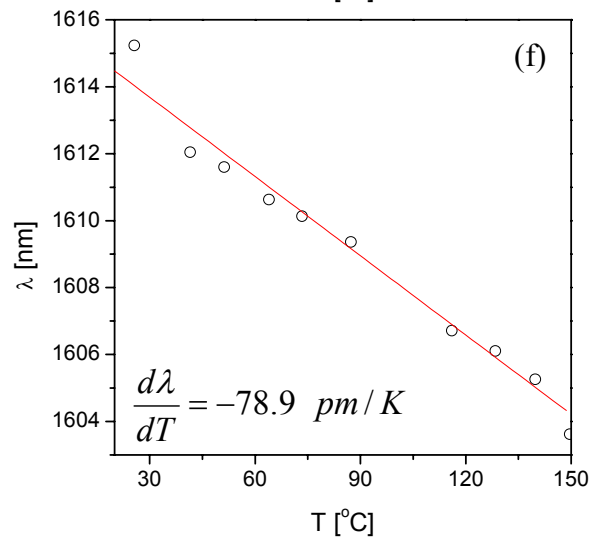
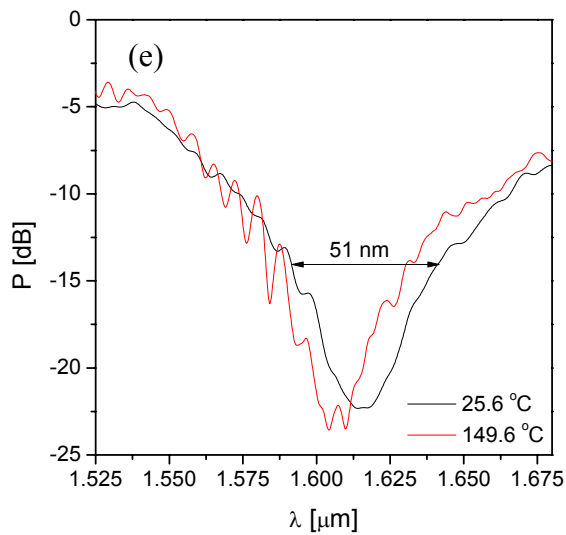
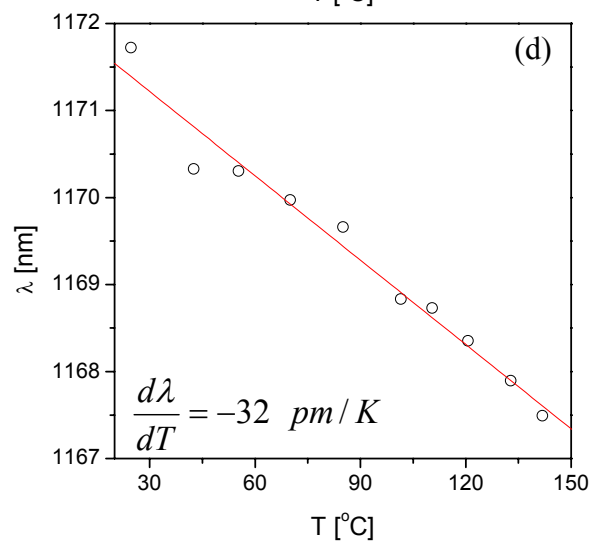
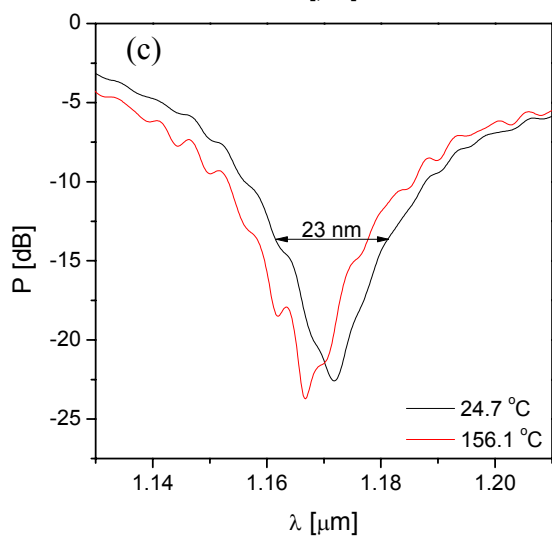
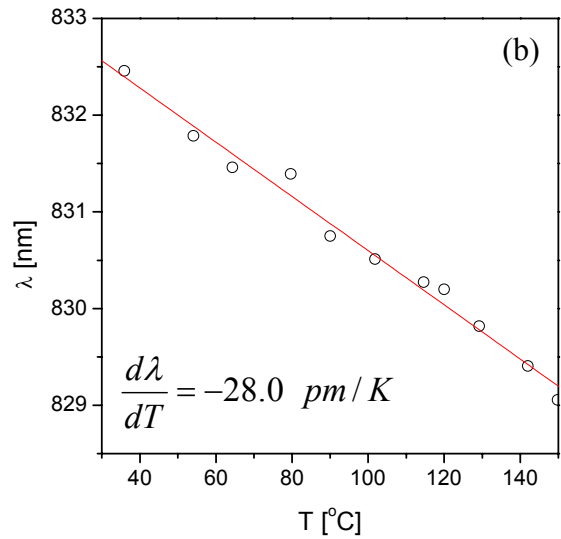
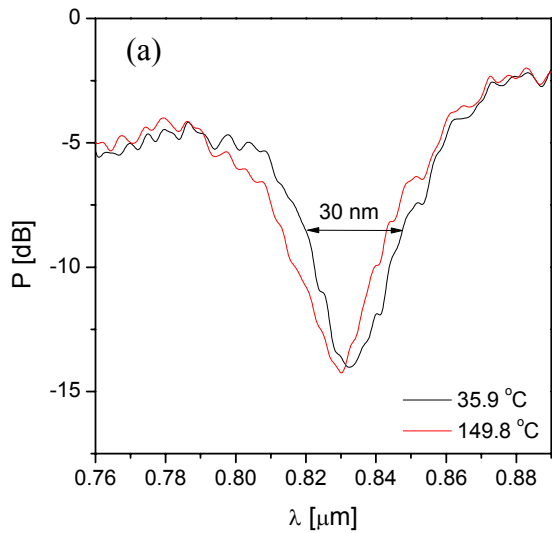
Nr siatki	λ_1 [μm]	λ_2 [μm]	λ_3 [μm]	λ_4 [μm]
Obliczone, $\Lambda = 9$ mm	0.688	0.983	1.285	1.698
Zmierzone dla #F9_00	0.784	1.045	1.326	1.700
Obliczone, $\Lambda = 8$ mm	0.729	1.055	1.415	---
Zmierzone dla #F8_02	0.835	1.169	1.615	---



Rys. 8.31. Widmo transmisyjne siatki #F9_00 w pobliżu pierwszego $\lambda_1=0.784 \mu\text{m}$ (a) i drugiego $\lambda_2=1.045 \mu\text{m}$ (c) rezonansu zarejestrowane dla różnych temperatur oraz zmiana położenia rezonansów w funkcji temperatury, odpowiednio (b) i (d).



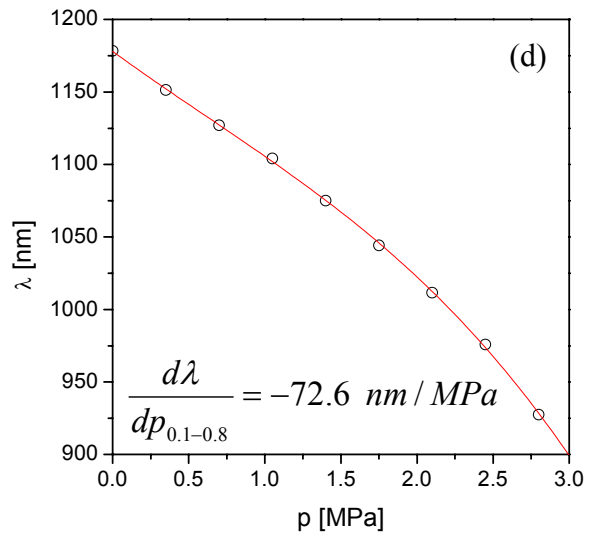
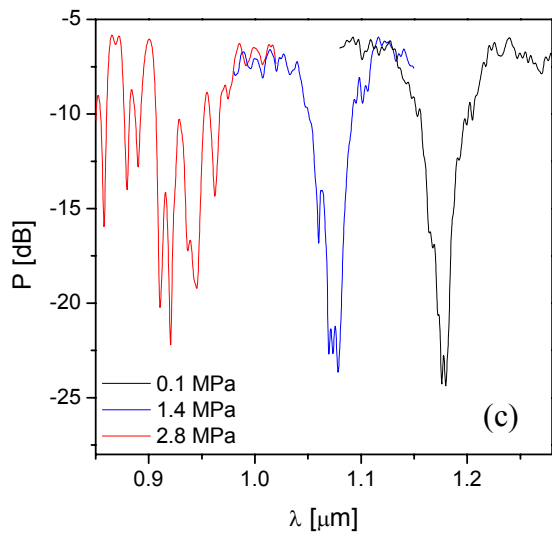
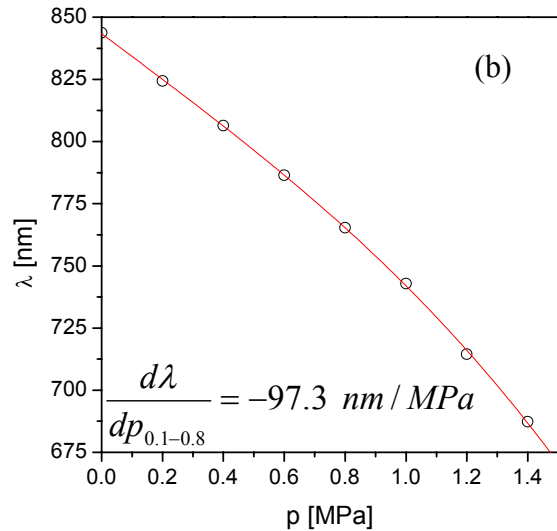
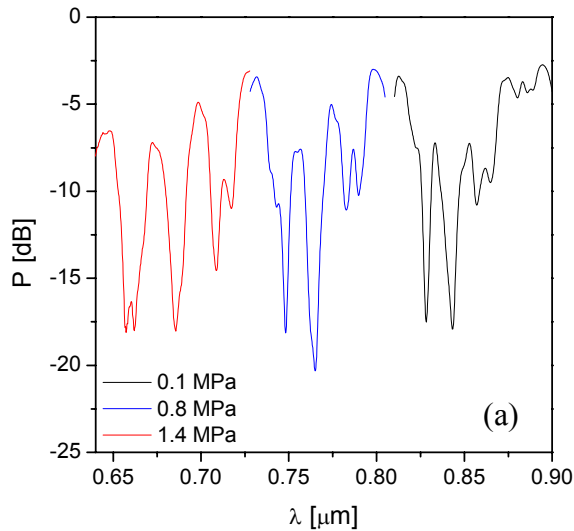
Rys. 8.32. Widmo transmisyjne siatki #F9_00 w pobliżu trzeciego $\lambda_3=1.326 \mu\text{m}$ (a) i czwartego $\lambda_2=1.700 \mu\text{m}$ (c) rezonansu zarejestrowane dla różnych temperatur oraz zmiana położenia rezonansów w funkcji temperatury, odpowiednio (b) i (d).



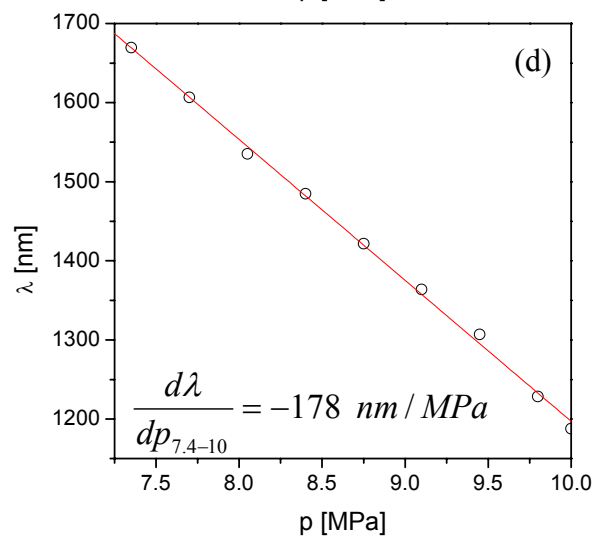
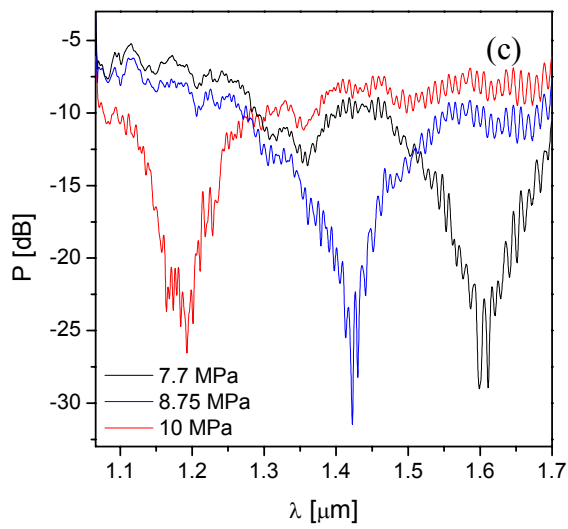
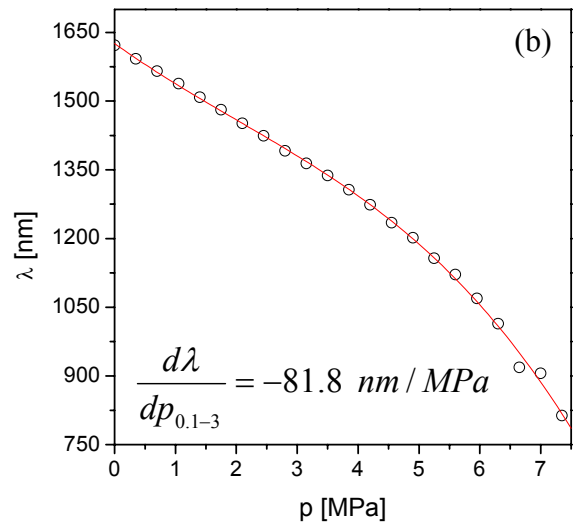
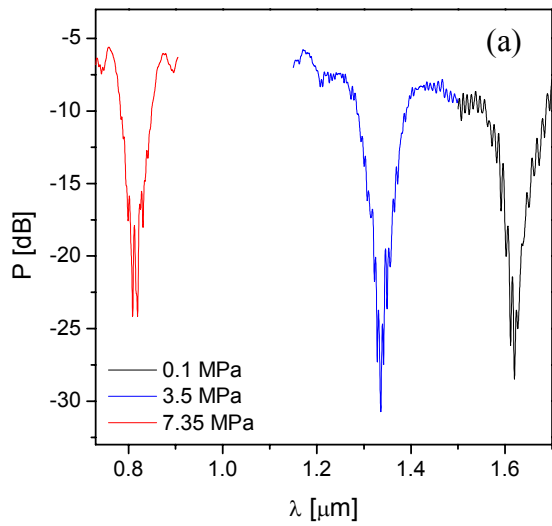
Rys. 8.33. Widmo transmisyjne siatki #F8_02 w pobliżu pierwszego $\lambda_1=0.835 \mu\text{m}$ (a), drugiego $\lambda_2=1.169 \mu\text{m}$ (c) i trzeciego $\lambda_3=1.615 \mu\text{m}$ (e) rezonansu zarejestrowane dla różnych temperatur oraz zmiana położenia rezonansów w funkcji temperatury, odpowiednio (b), (d) i (f).

Tab. 8.15. Obliczona i zmierzona czułość siatek wytworzonych we włóknie #F na temperaturę.

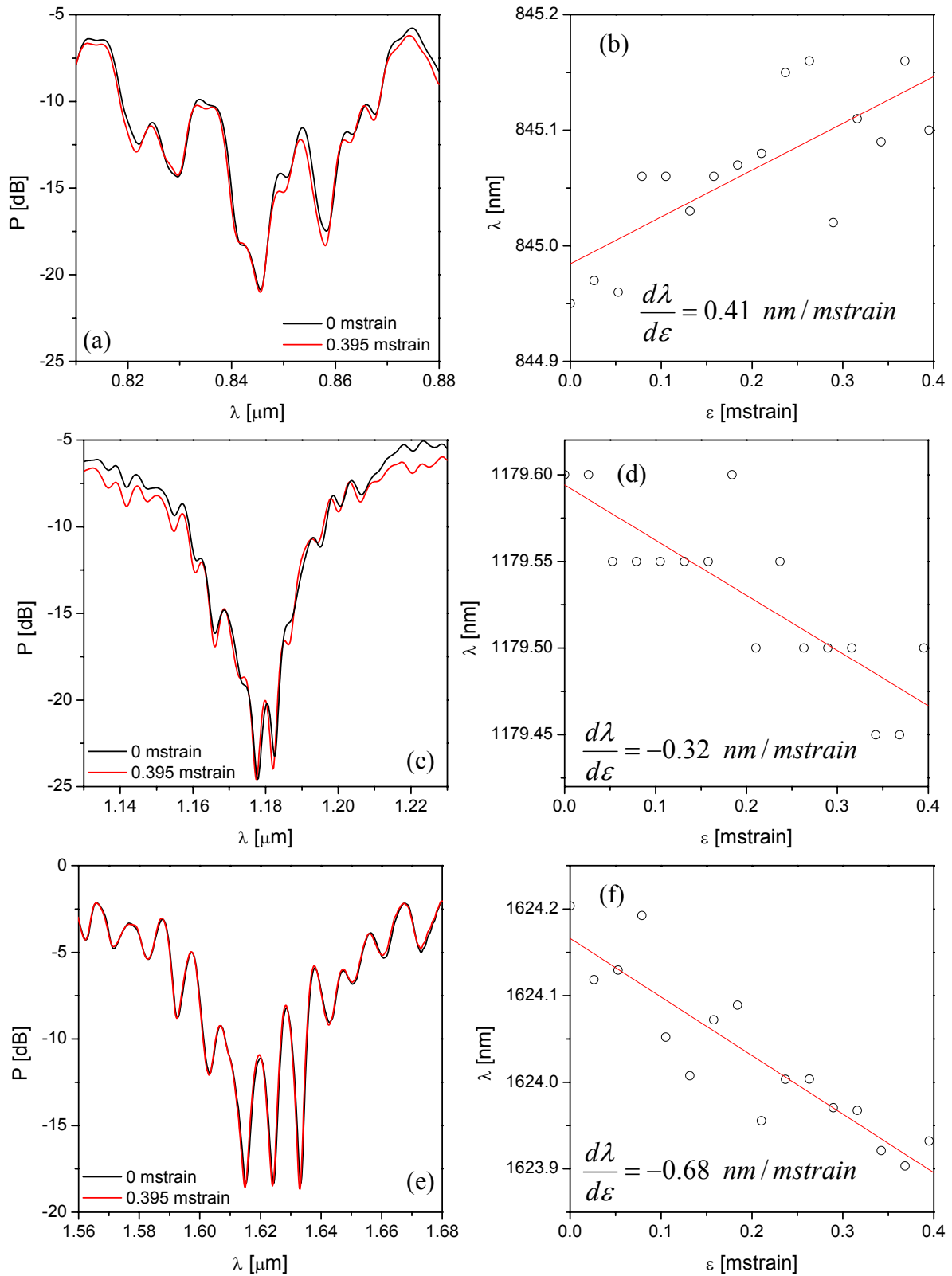
Nr siatki	$\frac{d\lambda}{dT} \left[\frac{pm}{K} \right]$	1	2	3	4
#F9_00	λ_i [μm]	0.784	1.045	1.326	1.700
	zmierzone	-94 \pm 5	-43.5 \pm 2.1	-35.4 \pm 2.6	-79 \pm 6
	obliczone	-44.8 \pm 4.3	-31.6 \pm 4.2	-32 \pm 5	-80 \pm 10
#F8_02	λ_i [μm]	0.835	1.169	1.615	---
	zmierzone	-28.0 \pm 1.2	-32 \pm 2	-78.9 \pm 2.2	---
	obliczone	-41.1 \pm 4.2	-29.8 \pm 4.4	-57 \pm 8	---



Rys. 8.34. Widmo transmisyjne siatki #F8_02 w pobliżu pierwszego $\lambda_1=0.835 \mu m$ (a) i drugiego $\lambda_2=1.169 \mu m$ (c) rezonansu zarejestrowane dla różnych ciśnień oraz zmiana położenia rezonansów w funkcji ciśnienia, odpowiednio (b) i (d).



Rys. 8.35. Widmo transmisyjne siatki #F8_02 w pobliżu trzeciego $\lambda_3=1.615 \mu\text{m}$ (a) i czwartego rezonansu ($\lambda_4=1.607 \mu\text{m}$ dla $p=7.7 \text{ MPa}$) (c) zarejestrowane dla różnych ciśnień oraz zmiana położenia rezonansów w funkcji ciśnienia, odpowiednio (b) i (d).



Rys. 8.36. Widmo transmisyjne siatki #F8_02 w pobliżu pierwszego $\lambda_1=0.835 \mu\text{m}$ (a), drugiego $\lambda_2=1.169 \mu\text{m}$ (c) i trzeciego $\lambda_3=1.615 \mu\text{m}$ (e) zarejestrowane dla różnych wydłużeń włókna oraz zmiana położenia rezonansów w funkcji wydłużenia, odpowiednio (b), (d) i (f).

Tab. 8.16. Obliczona i zmierzona czułość siatki #F8_02 na temperaturę, ciśnienie i rozciąganie..

#F8_02	λ_i [μm]	0.835	1.169	1.615	~2.600
$d\lambda/dT$ [$\mu\text{m}/K$]	zm.	-28.0 \pm 1.2	-32 \pm 2	-78.9 \pm 2.2	---
	obl.	-41.1 \pm 4.2	-29.8 \pm 4.4	-57 \pm 8	---
$d\lambda/dp$ [nm/MPa]	zm. małe p	0.1-0.8 MPa -97.3 \pm 1.6	0.1-0.8 MPa -72.6 \pm 1.6	0.1-3 MPa -81.8 \pm 0.5	---
	zm. duże p	0.8-1.5 MPa -131.4 \pm 4.5	0.8-3 MPa -110 \pm 8	5-7.4 MPa -158 \pm 9	7.4-10 MPa -178 \pm 3
	obl. małe p	-100 \pm 2	-68.9 \pm 1.4	-78.0 \pm 1.6	---
$d\lambda/d\varepsilon$ [$\text{nm}/\text{mstrain}$]	zm.	0.41 \pm 0.09	-0.32 \pm 0.06	-0.68 \pm 0.09	---
	obl.	---	---	---	---

Siatka #F8_02 ma ujemną czułość na temperaturę i ciśnienie hydrostatyczne, co związane jest ze specyficzną konstrukcją tego włókna, która powoduje, że znak K_p i K_T jest dodatni. Ze względu na spektralną zależność K_p oraz zmniejszanie się dwójłomności grupowej pod wpływem przyłożonego ciśnienia, odpowiedź siatki na zmianę ciśnienia jest silnie nieliniowa i rośnie wraz z ciśnieniem. W zakresie małych ciśnień stosunek czułości na ciśnienie do czułości na temperaturę $\frac{d\lambda}{dp} / \frac{d\lambda}{dT}$ dla pierwszego, drugiego i trzeciego rezonansu wynoszą odpowiednio 3475, 2269 i 1037 K/MPa. Oznacza to, że siatki wytworzone we włóknie #F doskonale nadają się do pomiarów ciśnienia hydrostatycznego. Ponieważ stosunkowo wysoka czułość siatki na temperaturę związana jest z obecnością domieszki germanowej w rdzeniu włókna #F, to wytworzenie wersji tego włókna bez domieszkowanego rdzenia mogłoby dodatkowo powiększyć stosunek $\frac{d\lambda}{dp} / \frac{d\lambda}{dT}$.

Wyznaczono również odchylenie standardowe od linii trendu dla serii punktów pomiarowych w zakresie ciśnienia od 0 do 3 MPa, co pozwoliło na oszacowanie rozdzielczości pomiaru ciśnienia przy pomocy siatki #F8_02. Najlepszą rozdzielczość pomiaru wynoszącą $\Delta p = 0.02$ MPa uzyskano dla trzeciego rezonansu $\lambda_3 = 1.615$ mm, który jest najmniej zniekształcony szumami. Wartość ta odpowiada dokładności ustawienia ciśnienia w urządzeniu stosowanym do kalibracji siatki. Jest więc prawdopodobne, że rozdzielczość pomiaru ciśnienia przy pomocy samej siatki jest jeszcze lepsza. Rozdzielczość pomiaru można dodatkowo poprawić poprzez wykonanie dłuższej siatki o mniejszej szerokości połówkowej rezonansu.

Dla wszystkich badanych siatek podano zmierzone długości fali rezonansów oraz ich wartości przewidywane (obliczone) na podstawie spektralnego przebiegu dwójłomności

fazowej. Charakteryzowane siatki projektowano w taki sposób, aby w ciśnieniu atmosferycznym odpowiednia liczba rezonansów pojawiała się w użytecznym zakresie spektralnym 0.6 – 1.7 μm , który odpowiada zakresowi pomiarowemu stosowanego analizatora widma. Zgodnie z tymi założeniami, siatka #F8_02 miała trzy rezonanse w zakresie od 0.6 – 1.7 μm . Poza zakresem użytecznym istnieją rezonanse wyższego rzędu, które na skutek dużej czułości włókna na ciśnienie hydrostatyczne zmieniają swoje położenie tak znacząco, że dla większych ciśnień przesuwają się do zakresu 0.6 – 1.7 μm . Taki właśnie efekt obserwowano dla siatki #F8_02. W tym przypadku pod wpływem przyłożonego ciśnienia w oknie pomiarowym pojawia się czwarty rezonans, którego początkowe położenie oszacowano na około $\lambda_4 \cong 2.6 \mu\text{m}$. Czułość tego rezonansu na ciśnienie jest niezwykle wysoka i w zakresie 7 – 10 MPa wynosi -178 nm/MPa.

8.1. Podsumowanie

Przeprowadzono szczegółowe pomiary parametrów metrologicznych siatek polaryzacyjnych wytworzonych w kilku światłowodach mikrostrukturalnych o różnych konstrukcjach, charakteryzujących się podwyższoną czułością na ciśnienie hydrostatyczne. Najniższą czułością na temperaturę odznaczają się siatki wytworzone we włóknach bez domieszkowanego rdzenia (#A i #G) i we włóknie z eliptycznym rdzeniem zorientowanym w taki sposób, że dwójłomność generowana przez inkluzję i mikrostrukturę płaszczka mają przeciwne znaki (#E). Czułość na temperaturę siatki wytworzonej we włóknie #A wynosi około 1 – 2 pm/K, w zależności od rzędu rezonansu, natomiast w światłowodzie #G od 3 do 9 pm/K. Dla siatek wytworzonych we włóknie #E, $\frac{d\lambda}{dT}$ jest niemal o rząd mniejsza i dodatkowo zmienia znak między pierwszym i drugim rezonansem. Dla pozostałych włókien czułości siatek na temperaturę są znacznie większe i osiągają wartość rzędu kilkudziesięciu pm/K. Jest to spowodowane obecnością domieszkowanego rdzenia i taką jego konfiguracją, że dwójłomności wnoszone przez mikrostrukturę płaszczka i domieszkowaną inkluzję sumują się.

Czułość na rozciąganie dla wszystkich przebadanych siatek jest rzędu pojedynczych nm/mstrain. Ponadto, dla siatek wytworzonych we włóknach #E, #F i #G czułość zmienia znak pomiędzy rezonansami. Wyznaczone czułości na rozciąganie w wytworzonych siatkach polaryzacyjnych są podobne jak w innych siatkach długookresowych opisanych w literaturze [97].

Ze względu na specjalną konstrukcję zastosowanych włókien mikrostrukturalnych, wytworzone siatki wykazują rekordowe czułości na ciśnienie hydrostatyczne. W przypadku siatek we włóknach #E i #F czułości na ciśnienie osiągają wartość rzędu kilkudziesięciu nm/MPa. Niemal we wszystkich siatkach czułość na ciśnienie ma znak dodatni (wraz ze wzrostem ciśnienia rezonanse przesuwają się w stronę fal dłuższych). Jedynie dla siatek wytworzonych w światłowodzie #F stwierdzono ujemny znak czułości na ciśnienie, co związane jest z konstrukcją tego włókna, która powoduje, że znak K_p jest dodatni.

Podsumowując, najlepsze parametry pomiarowe mają siatki wytworzone we włóknach #A, #E, #F i #G. Na szczególną uwagę zasługują siatki wytworzone w światłowodzie #E, dla których stosunek czułości na ciśnienie do czułości na temperaturę $\frac{d\lambda}{dp} / \frac{d\lambda}{dT}$ dla $\lambda = 1.576 \mu\text{m}$ wynosi 27951 K/MPa. Z tego powodu siatki wytworzone w światłowodzie typu #E świetnie nadają się do pomiaru ciśnienia hydrostatycznego bez konieczności kompensacji temperaturowej. Z kolei siatki wytworzone w światłowodzie typu #F charakteryzują się najwyższymi czułościami na ciśnienie, które zawierają się w przedziale od -158 do -71 nm/MPa, w zależności od rzędu rezonansu. Stosunkowo wysoka czułość na temperaturę tych siatek może zostać w przyszłości obniżona do poziomu pojedynczych pm/K poprzez wytworzenie włókna o takiej samej konstrukcji, jednak bez domieszkowanego rdzenia.

We wszystkich siatkach obserwowano poprawę jakości rezonansu wraz ze wzrostem jego rzędu. Jak już wcześniej wspomniano, efekt ten jest związany ze wzrostem dwójłomności modowej wraz z długością fali w światłowodach mikrostrukturalnych. W zakresie krótkofalowym dwójłomność światłowodów jest mała, co sprzyja przypadkowym sprzężeniom pomiędzy modami polaryzacyjnymi, które powodują wzrost poziomu szumu wyraźnie widocznego w charakterystykach rezonansów niskich rzędów. Pogarsza to oczywiście dokładność lokalizacji rezonansowej długości fali, a zatem i rozdzielczość pomiaru ciśnienia w zakresie krótkofalowym, pomimo że czułość światłowodu na ciśnienie hydrostatyczne jest tam największa. Z tego powodu, do praktycznych zastosowań należy wybierać rezonanse w zakresie długofalowym, które charakteryzują się gładkimi zboczami i zapewniają większą dokładność lokalizacji centralnej długości fali, typowo 0.1 nm.

9. Uwagi końcowe

Głównym celem niniejszej rozprawy było przebadanie możliwości metrologicznych zastosowań polaryzacyjnych siatek wytworzonych w dwójłomnych światłowodach mikrostrukturalnych. Chociaż pierwszą siatkę polaryzacyjną w światłowodach mikrostrukturalnych zapisano już w 2003 roku, to zastosowanie takich struktur w metrologii nie było wcześniej badane. Ważnym elementem rozprawy było wyprowadzenie analitycznej zależności (3.13), która wiąże czułość siatki polaryzacyjnej $d\lambda/dX$ z polarymetryczną czułością włókna K_X oraz jego dwójłomnością grupową G . Zrozumienie tego związku umożliwiło kształtowanie właściwości metrologicznych siatek polaryzacyjnych już na etapie projektowania włókna.

Do wytworzenia siatek polaryzacyjnych zastosowano serię włókien mikrostrukturalnych o wysokiej polarymetrycznej czułości na ciśnienie hydrostatyczne. Rekordowe czułości na ciśnienie sięgające $+120 \text{ rad} \times \text{MPa}^{-1} \text{m}^{-1}$ osiągnięto dzięki asymetrycznej mikrostrukturze płaszczka, która powoduje koncentrację naprężeń spowodowanych przyłożonym ciśnieniem w okolicy rdzenia, a przez to znaczącą zmianę dwójłomności materiałowej. Włókna stosowane do wytwarzania siatek miały zróżnicowane parametry. Niektóre z nich wykazywały dodatnią czułość na ciśnienie hydrostatyczne, a inne ujemną, co kontrolowano poprzez orientację eliptycznego rdzenia względem mikrostruktury płaszczka. Większość włókien miała rdzeń domieszkowany GeO_2 , ale przetestowano również włókna bez domieszkowanego rdzenia, które charakteryzują się mniejszą polarymetryczną czułością na temperaturę.

W ramach rozprawy stworzono także numeryczny model siatki polaryzacyjnej i przebadano szereg czynników, które mają wpływ na jej końcową charakterystykę transmisyjną. W szczególności przeanalizowano jaki wpływ na kształt i położenie rezonansów mają typowe błędy wykonania siatki, czyli nierówne długości i kąty skręcenia poszczególnych segmentów siatki. Pokazano, że poprzez odpowiedni dobór parametrów siatki można w szerokim zakresie kształtować jej właściwości transmisyjne. W szczególności udowodniono, że apodyzacja kątów skręcenia prowadzi to eliminacji maksimum bocznych w rezonansach, wprowadzenie centralnego segmentu o przesunięciu fazy równym π skutkuje rozdwojeniem rezonansów, a zastosowanie włókna o zerowej dwójłomności grupowej umożliwia uzyskanie bardzo szerokiego rezonansu, sięgającego nawet 200 nm. Ponadto pokazano, że stosując naprzemienne skręcenie kolejnych segmentów można również uzyskać rezonansowe sprzężenie między modami polaryzacyjnymi. W tym przypadku, przesunięcie

fazy w kolejnych segmentach dla rezonansowej długości fali powinno być równe nieparzystej wielokrotność π , podczas gdy dla skręceń jednokierunkowych wymagane jest przesunięcie fazy równe wielokrotności 2π .

Najważniejszym elementem rozprawy są badania właściwości metrologicznych serii siatek polaryzacyjnych. Ich przeprowadzenie było możliwe dzięki opracowaniu metody wytwarzania siatek przy pomocy lasera CO₂. Zaprojektowano i zbudowano układ, który umożliwiał powtarzalne wykonywanie skręceń w światłowodów o złożonej mikrostrukturze płaszczka. Przetestowano także metodę wytwarzania siatek przy pomocy łuku elektrycznego, jednak okazała się ona gorzej powtarzalna niż metoda wykorzystująca laser CO₂. W trakcie optymalizacji parametrów zapisu siatek zidentyfikowano szereg problemów technologicznych, które mają wpływ na ich transmitancję. Są to niejednorodność włókna wzdłuż jego długości, przypadkowe sprzężenia między modami polaryzacyjnymi, niepowtarzalny profil skręcenia, błędy wykonania poszczególnych skręceń, dyspersyjność kierunków polaryzacji modów własnych światłowodu, interferencja międzymodowa oraz efekt trwałej zmiany dwójłomności włókna pod wpływem wygrzewania w podwyższonej temperaturze. Pomimo wspomnianych trudności udało się wytworzyć siatki polaryzacyjne o dobrych charakterystykach transmisyjnych we wszystkich dostępnych włóknach mikrostrukturalnych. Zaobserwowano, że rezonanse występujące w zakresie długofalowym mają zdecydowanie lepsze charakterystyki, ponieważ nie pojawiają się w nich szумы związane z interferencją międzymodową. Efekt ten jest spowodowany małą dwójłomnością modową włókien mikrostrukturalnych w zakresie krótkofalowym, co sprzyja przypadkowym sprzężeniom pomiędzy modami polaryzacyjnymi i wzrostowi poziomu szumu.

Najbardziej obiecujące okazały się charakterystyki siatek wykonanych we włóknach #E i #F. Czułość polarymetryczna włókna #E na ciśnienie hydrostatyczne jest równa $K_p = -29.9 \text{ rad} \times \text{MPa}^{-1} \text{m}^{-1}$, co przekłada się na czułość siatki $d\lambda/dp = 29.3 \text{ nm/MPa}$ dla $\lambda = 1.550 \text{ }\mu\text{m}$. Ze względu na różnicową orientację eliptycznego rdzenia, siatka wykonana w tym włóknie ma niezwykle małą czułość na temperaturę, $d\lambda/dT = 0.51 \text{ pm/K}$, co powoduje, że stosunek czułości na ciśnienie do czułości na temperaturę dla siatki wytworzonej we włóknie #E dla $\lambda = 1.550 \text{ }\mu\text{m}$ przyjmuje rekordową wartość $\frac{d\lambda}{dp} / \frac{d\lambda}{dT} = 32806 \text{ K/MPa}$. Otwiera to drogę do zastosowań metrologicznych takich siatek, w których wymagana jest bardzo wysoka stabilność temperaturowa.

Siatki wytworzone we włóknie #F charakteryzują się rekordowymi czułościami na ciśnienie $d\lambda/dp$, które zawierają się w przedziale od -158 do -71 nm/MPa, w zależności od rzędu rezonansu. Ponieważ położenie rezonansu można wyznaczać z dokładnością 0.1 nm, uzyskane czułości otwierają możliwość stosowania takich struktur do pomiaru niewielkich zmian ciśnienia hydrostatycznego z rozdzielczością rzędu 0.0014 MPa. Stosunkowo wysoka czułość na temperaturę tych siatek może zostać w przyszłości obniżona do poziomu pojedynczych pm/K poprzez zastosowanie włókna bez domieszkowanego rdzenia.

W podsumowaniu można stwierdzić, że parametry metrologiczne wytworzonych siatek okazały się zaskakująco dobre. Potwierdza to prawdziwość głównej tezy rozprawy mówiącej, że *siatki polaryzacyjne wytworzone w światłowodach mikrostrukturalnych mogą być stosowane jako aktywne elementy czujników światłowodowych do pomiaru różnych wielkości fizycznych*, w tym szczególnie ciśnienia hydrostatycznego.

10. Literatura

- [1] L. Figuier, "Les Merveilles de la science ou description populaire des inventions modernes", Furne, Jouvet, Paryż (1868).
- [2] J. Bray, "Innovation and the Communications revolution: from the Victorian pioneers to broadband Internet", The Institution of Engineering and Technology, London (2009).
- [3] K. T. V. Grattan, B. T. Meggit, "Optical fiber sensor technology", Chapman & Hall, Londyn (1995).
- [4] K. T. V. Grattan, T. Sun, "Fiber optics sensor technology", *Sensors and Actuators A* 82, str. 40-61 (2000).
- [5] V. Ramaswamy, W. G. French, R. D. Standley, "Polarization Characteristics of Noncircular Core Single-Mode Fibers", *Appl. Opt.* 17, str. 3014-3017 (1978).
- [6] R. B. Dyott, J. R. Cozens, D. G. Morris, "Preservation of Polarization in Optical-Fiber Waveguides With Elliptical Cores", *Electron. Lett.* 15, str. 380-382 (1979).
- [7] K. Sano, Y. Fuji, "Polarization transmission characteristics of optical fibers with elliptical cross section", *Electron. Commun. Jpn.* 63, str. 87-93 (1980).
- [8] S. C. Rashleigh, M. J. Marrone, "Polarization Holding in Elliptical-Core Birefringent Fibers", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-18, str. 1515-1523 (1982).
- [9] R. H. Stolen, W. Pleibel, J. R. Simpson, "High-Birefringence Optical Fibers by Preform Deformation", *IEEE/OSA J. Lightwave Technol.* LT-2, str. 639-641 (1984).
- [10] J. Noda, K. Okamoto, Y. Sasaki, "Polarization-maintaining fiber and their applications", *J. Lightwave Technol.* LT-4, str. 1071-1089 (1986).
- [11] W. J. Bock, T. R. Woliński, A. Barwicz, "Development of a polarimetric optical fiber sensor for electronic measurement of high pressure", *IEEE Trans. Instrum. Meas.* 39, str. 715-721 (1990).
- [12] K. Yoshida, T. Morikawa, "Fabrication and characterization of side-hole single mode optical fibers", *Opt. Fiber Technol.* 2, str. 285-290 (1996).
- [13] W. J. Bock, A. W. Domański, T. R. Woliński, "Influence of high hydrostatic pressure on beat length in highly birefringent single-mode bow-tie fibers", *Appl. Opt.* 29, str. 3484-3488 (1990).
- [14] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, B. S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides: application to reflection filter fabrication", *Appl. Phys. Lett.* 32, str. 647-649 (1978).

- [15] F. Ouellette, "Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides", *Opt. Lett.* 12, str. 847-849 (1987).
- [16] G. Meltz, W.W. Morey, W.H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method", *Opt. Lett.* 14, str. 823-825 (1989).
- [17] K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D. C. Johnson, J. Albert "Bragg grating fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask", *Appl. Phys. Lett.* 62, str. 1035-1037 (1993).
- [18] J. L. Archambault, L. Reekie, P. St. J. Russell, "100% reflectivity Bragg reflectors produced in optical fibres by single excimer laser pulses", *Electron. Lett.* 29, str. 453-455 (1993).
- [19] L. Dong, J. L. Archambault, L. Reekie, P. St. J. Russell, D. N. Payne, "Single-pulse Bragg gratings written during fibre drawing", *Electron. Lett.* 29, str. 1577-1578 (1993).
- [20] B. Y. Kim, J. N. Blake, S. Y. Huang, H. J. Shaw, "Use of highly elliptical core fibers for two-mode fiber devices", *Opt. Lett.* 12, str. 729-731 (1987).
- [21] G. H. Park, B. Y. Kim, "Intermodal coupler using permanently photoinduced grating in two-mode optical fibre", *Electron. Lett.* 25, str. 797-799 (1989).
- [22] K. O. Hill, B. Malo, G. A. Vineberg, F. Bilodeau, D. C. Johnson, I. Skinner, "Efficient mode conversion in telecommunication fibre using externally written gratings", *Electron. Lett.* 26, str. 1270-1272 (1990).
- [23] P. St. J. Russell, D. P. Hand, "Rocking filter formation in photosensitive high birefringence optical fibres", *Electron. Lett.* 26, str. 1846-1848 (1990).
- [24] K. O. Hill, F. Bilodeau, B. Malo, D. C. Johnson, "Birefringent photosensitivity in monomode optical fibre: application to external writing of rocking filters", *Electron. Lett.* 27, str. 1548-1550 (1991).
- [25] H. Ishio, J. Minowa, K. Nosu, "Review and status of wavelength-division-multiplexing technology and its application", *J. Lightwave Technol.* 2, str. 448-463 (1984).
- [26] R. E. Epworth, "Chromatic dispersion equalization in optical fiber transmission system", UK patent no. GB2161612B (1984).
- [27] D. Taverner, D. J. Richardson, S. Barcelos, M. N. Zervas, L. Reekie, R. I. Laming, "Dispersion compensation of 16 ps pulses over 100 km of step-index fiber using cascaded chirped fiber gratings", *Electron. Lett.* 31, str. 1004-1006 (1995).
- [28] N. M. Litchinitser, M. Sumetsky, P. S. Westbrook, "Fiber-based tunable dispersion compensation", *Opt. Fiber Commun. Rep.* 5, str. 379-423 (2007).

-
- [29] J. T. Kringlebotn, J. L. Archambault, L. Reekie, J. E. Townsend, G. G. Vienne, D. N. Payne, "High efficient low-noise grating feedback $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$ co-doped fiber laser", *Electron. Lett.* 30, str. 972-973 (1994).
- [30] H. Zellmer, U. Willamowski, A. Tünnermann, H. Welling, S. Unger, V. Reichel, H.-R. Müller, J. Kirchhof, P. Albers, "High-power cw neodymium doped fiber laser operating at 9,2 W with high beam quality", *Opt. Lett.* 20, str. 578-580 (1995).
- [31] I. Riant, "Fiber Bragg gratings for optical communications", *C. R. Physique* 4, str. 41-49 (2003).
- [32] A. M. Vengsarkar, J. Renee Pedrazzani, J. B. Judkins, P. J. Lemaire, N. S. Bergano, C. R. Davidson, "Long-period fiber-grating-based gain equalizers", *Opt. Lett.* 21, str. 336-338 (1996).
- [33] M. G. Xu, L. Reekie, Y. T. Chow, J. P. Dakin, "Optical in-fiber grating high pressure sensor", *Electron. Lett.* 29, str. 398-399 (1993).
- [34] Y. Zhang, D. Feng, Z. Liu, Z. Guo, X. Dong, K. S. Chiang, B. C. B. Chu, "High-sensitivity pressure sensor using a shielded polymer-coated fiber Bragg grating", *IEEE Photon. Technol. Lett.* 13, str. 618-619 (2001).
- [35] M. G. Xu, L. Dong, L. Reekie, J. A. Tucknott, J. L. Cruz, "Temperature independent strain sensor using a chirp Bragg grating in a tapered optical fiber", *Electron. Lett.* 31, str. 823-825 (1995).
- [36] Y. Liu, Z. Guo, Y. Zhang, K. S. Chiang, X. Dong, "Simultaneous pressure and temperature measurement with polymer-coated fiber Bragg grating", *Electron. Lett.* 36, str. 564-566 (2000).
- [37] M. G. Xu, J. L. Archambault, L. Reekie, J. P. Dakin, "Discrimination between strain and temperature effects using dual-wavelength fiber grating sensor", *Electron. Lett.* 30, str. 1085-1087 (1994).
- [38] B.-O. Guan, H.-Y. Tam, S.-L. Ho, W.-H. Chung, X.-Y. Dong, "Simultaneous strain and temperature measurement using a single fiber Bragg grating", *Electron. Lett.* 36, str. 1018-1019 (2000).
- [39] H. Patrick, G. M. Williams, A. D. Kersey, J. R. Pedrazzani, A. M. Vengsarkar, "Strain/temperature discrimination using combined fiber Bragg grating and long period grating sensor", *Proc. Of 11th Int. Conf. on OFS, Sapporo, Japonia*, str. 96-99 (1996).
- [40] W. W. Morey, J. R. Dumphy, G. Meltz, "Multiplexing fiber Bragg grating sensors", *Proc. SPIE* 1586, str. 216-223 (1991).

- [41] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-states physics and electronics", *Phys. Rev. Lett.* 58, str. 2059-2062 (1987).
- [42] S. John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices", *Phys. Rev. Lett.* 58, str. 2486-2489 (1987).
- [43] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, D. M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding", *Opt. Lett.* 21, str. 1547-1549 (1996).
- [44] T. A. Birks, J. C. Knight, P. St. J. Russell, "Endlessly single-mode photonic crystal fiber", *Opt. Lett.* 22, str. 961-963 (1997).
- [45] P. J. Roberts, F. Couny, H. Sabert, B. J. Mangan, D. P. Williams, L. Farr, M. W. Mason, A. Tomlinson, "Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres", *Opt. Express* 13, str. 236-244 (2005).
- [46] T. A. Birks, P. J. Roberts, P. St. J. Russell, D. M. Atkin, T. J. Shepherd, "Full 2-d photonic bandgaps in silica/air structures", *Electron. Lett.* 31, str. 1941-1943 (1995).
- [47] J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks, P. St. J. Russell, "Photonic Band Gap Guidance in Optical Fibers", *Science* 282, str. 1476-1478 (1998).
- [48] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, P. J. Roberts, D. C. Allan, "Single-Mode Photonic Band Gap Guidance of Light in Air", *Science* 285, str. 1537-1539 (1999).
- [49] W. J. Wadsworth, R. M. Percival, G. Bouwmans, J. C. Knight, T. A. Birks, T. D. Hedley, P. St. J. Russell, "Very high numerical aperture fibers", *IEEE Photon. Technol. Lett.* 16, str. 843-845 (2004).
- [50] J. C. Knight, T. A. Birks, R. F. Cregan, P. St. J. Russell, "Large mode area photonic crystal fibre", *Electron. Lett.* 34, str. 1347-1348 (1998).
- [51] A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, J. Arriaga, B. J. Mangan, T. A. Birks, P. St. J. Russell, "Highly birefringent photonic crystal fibres", *Opt. Lett.* 25, str. 1325-1327 (2000).
- [52] J. K. Ranka, R. S. Windeler, A. J. Stentz, "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm", *Opt. Lett.* 25, str. 25-27 (2000).
- [53] J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks, A. Ortigosa-Blanch, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russell, "Anomalous dispersion in photonic crystal fiber", *IEEE Photon. Technol. Lett.* 12, str. 807-809 (2000).
- [54] J. M. Dudley, G. Genty, S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber", *Rev. Mod. Phys.* 78, str. 1135-1184 (2006).

-
- [55] K. Hougaard, F. D. Nielsen, "Amplifiers and lasers in PCF configurations", *J. Opt. Fiber Commun. Res.* 1, str. 63–83 (2004).
- [56] A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, J. Arriaga, B. J. Mangan, T. A. Birks, P. St. J. Russell, "Highly birefringent photonic crystal fibers", *Opt. Lett.* 25, str. 1325-1327 (2000).
- [57] T. P. Hansen, J. Broeng, S. E. B. Libori, E. Knudsen, A. Bjarklev, J. R. Jensen, H. Simonsen, "Highly birefringent index-guiding photonic crystal fibers", *IEEE Photon. Technol. Lett.* 13, str. 588-590 (2001).
- [58] M. J. Steel, R. M. Osgood Jr., "Elliptical-hole photonic crystal fibers", *Opt. Lett.* 26, str. 229-231 (2001).
- [59] K. Suzuki, H. Kubota, S. Kawanishi, M. Tanaka, M. Fujita, "Optical properties of a low-loss polarization-maintaining photonic crystal fiber" *Opt. Express* 9, str. 676-680 (2001).
- [60] J. Wójcik, P. Mergo, M. Makara, K. Poturlaj, K. Skorupski, J. Klimek, "V type high birefringent PCF fiber for hydrostatic pressure sensing", *Photon. Lett. Poland* 2, str. 10-12 (2010).
- [61] T. M. Monro, D. J. Richardson, P. J. Bennett, "Developing holey fibers for evanescent field devices", *Electron. Lett.* 35, str. 1188-1189 (1999).
- [62] K. M. Kiang, K. Frampton, T. M. Monro, R. Moore, J. Tucknott, D. W. Hewak, D. J. Richardson, H. N. Rutt, "Extruded singlemode non-silica glass holey optical fibres", *Electron. Lett.* 38, str. 546-547 (2002).
- [63] A. S. Webb, F. Poletti, D. J. Richardson, J. K. Sahu, "Suspended-core holey fiber for evanescent-field sensing", *Opt. Eng.* 46, str. 010503 (2007).
- [64] B. J. Eggleton, P. S. Westbrook, R. S. Windeler, S. Spälter, T. A. Strasser, "Grating resonances in air-silica microstructured optical fibers", *Opt. Lett.* 24, str. 1460-1462 (1999).
- [65] N. Groothoff, J. Canning, E. Buckley, K. Lyttikainen, J. Zagari, "Bragg gratings in air-silica structured fibers", *Opt. Lett.* 28, str. 233-235 (2003).
- [66] L.B. Fu, G.D. Marshall, J.A. Bolger, P. Steinvurzel, E.C. Mägi, M.J. Withford, B.J. Eggleton, "Femtosecond laser writing Bragg gratings in pure silica photonic crystal fibres", *Electron. Lett.* 41, str. 638-639 (2005).
- [67] K. N. Park, T. Erdogan, K. S. Lee, "Cladding mode coupling in long-period gratings formed in photonic crystal fibers", *Opt. Commun.* 266, str. 541-545 (2006).

- [68] G. Kakarantzas, A. Ortigosa-Blanch, T. A. Birks, P. St. J. Russell, L. Farr, F. Couny, B. J. Mangan, "Structural rocking filters in highly birefringent photonic crystal fiber", *Opt. Lett.* 28, str. 158-160 (2003).
- [69] R. Kaul, "Pressure sensitivity of rocking filters fabricated in an elliptical-core optical fiber", *Opt. Lett.* 20, str. 1000-1001 (1995).
- [70] N. Godbout, X. Daxhelet, A. Maurier, S. Lacroix, "Long-period fiber grating by electrical discharge", *IEEE 24th ECOC'98*, Madryt, Hiszpania, str. 397-398 (1998).
- [71] G. Rego, O. Okhotnikov, E. Dianov, V. Sulimov, "High-Temperature Stability of Long-Period Fiber Gratings Produced Using an Electric Arc", *J. Lightwave Technol.* 19, str. 1574-1579 (2001).
- [72] P. Palai, M. N. Satyanarayan, M. Das, K. Thyagarajan, B. P. Pal, "Characterization and simulation of long period gratings fabricated using electric discharge", *Opt. Commun.* 193, str. 181-185 (2001).
- [73] G. Statkiewicz-Barabach, A. Anuszkiewicz, W. Urbańczyk, J. Wójcik, "Sensing characteristics of rocking filter fabricated in microstructured birefringent fiber using fusion arc splicer", *Opt. Express* 16, str. 17249-17257 (2008).
- [74] E. M. Dianov, V. I. Karpov, M. V. Grekov, K. M. Golant, S. A. Vasiliev, O. I. Medvedkov, R. R. Khrapko, "Thermally induced long-period fibre gratings", *IOOC-ECOC97* 2, str. 53-56 (1997).
- [75] D. D. Davis, T. K. Gaylord, E. N. Glytsis, S. C. Mettler, "CO₂ laser-induced long-period fibre gratings: spectral characteristics, cladding modes and polarisation independence", *Electron. Lett.* 34, str. 1416-1417 (1998).
- [76] D. D. Davis, T. K. Gaylord, E. N. Glytsis, S. G. Kosinski, S. C. Mettler, A. M. Vengsarkar, "Long-period fibre grating fabrication with focused CO₂ laser pulses", *Electron. Lett.* 34, str. 302-303 (1998).
- [77] J. P. Carvalho, A. Anuszkiewicz, G. Statkiewicz-Barabach, J. M. Baptista, O. Frazao, P. Mergo, J. L. Santos, W. Urbańczyk, "Long period gratings and rocking filters written with a CO₂ laser in highly-birefringent boron-doped photonic crystal fibers for sensing applications", *Opt. Commun.* 285, str. 264-268 (2012).
- [78] T. Martynkien, G. Statkiewicz-Barabach, J. Olszewski, J. Wojcik, P. Mergo, T. Geernaert, C. Sonnenfeld, A. Anuszkiewicz, M. K. Szczurowski, K. Tarnowski, M. Makara, K. Skorupski, J. Klimek, K. Poturaj, W. Urbanczyk, T. Nasilowski, F. Berghmans, H. Thienpont, "Highly birefringent microstructured fibers with enhanced sensitivity to hydrostatic pressure", *Opt. Express* 18, str. 15113-15121 (2010).

-
- [79] T. Martynkien, A. Anuszkiewicz, G. Statkiewicz-Barabach, J. Olszewski, G. Gołojuch, M. Szczurowski, W. Urbańczyk, J. Wójcik, P. Mergo, M. Makara, T. Nasilowski, T. Berghmans, H. Thienpont, “Birefringent photonic crystal fibers with zero polarimetric sensitivity to temperature”, *Appl. Phys. B* 94, str. 635 – 640 (2009).
- [80] G. Statkiewicz-Barabach, A. Anuszkiewicz, W. Urbańczyk, J. Wójcik, “Rocking filters fabricated in birefringent photonic crystal fiber”, *Proc. SPIE* 7141, 71410I (2008).
- [81] J. P. Carvalho, G. Statkiewicz-Barabach, A. Anuszkiewicz, J. M. Baptista, O. Frazao, J. Wójcik, J. L. Santos, W. Urbańczyk, “Sensing characteristics of long period gratings and rocking filters based on highly birefringent boron-doped photonic crystal fiber and fabricated by a CO₂ laser”, *Proc. SPIE* 7714, 771403 (2010).
- [82] A. Anuszkiewicz, G. Statkiewicz-Barabach, J. Wójcik, W. Urbanczyk, “Rocking filter in microstructured birefringent fiber for hydrostatic pressure measurements”, *Proc. SPIE* 7781, 77810R (2010).
- [83] T. Martynkien, A. Anuszkiewicz, G. Statkiewicz, W. Urbanczyk, J. Wojcik, P. Mergo, M. Makara, T. Nasilowski, H. Tercyn, F. Berghmans, H. Thienpont, “Highly birefringent holey fibers with zero polarimetric sensitivity to temperature”, *Proc. SPIE* 6990, str. 699011 (2008).
- [84] W. Urbanczyk, T. Martynkien, M. Szpulak, G. Statkiewicz-Barabach, A. Anuszkiewicz, J. Olszewski, G. Gołojuch, M. Szczurowski, J. Wojcik, P. Mergo, M. Makara, T. Nasilowski, F. Berghmans, H. Thienpont, “Photonic crystal fibers for sensing applications”, *IEEE/LEOS Winter Topical Meeting Series, Sorrento, Włochy*, str. 196-197 (2008).
- [85] J. Noda, K. Okamoto, Y. Sasaki, “Polarization-Maintaining Fibers and Their Applications”, *J. Lightwave Technol.* LT-4, str. 1071-1089 (1986).
- [86] G. Statkiewicz-Barabach, “Badania eksperymentalne światłowodów mikrostrukturalnych do zastosowań pomiarowych”, rozprawa doktorska wykonana w Instytucie Fizyki Politechniki Wrocławskiej (2007).
- [87] W. Urbańczyk, T. Martynkien, W.J. Bock, “Dispersion effects in elliptical core highly birefringent fibers”, *Appl. Opt.* 40, str. 1911-1920 (2001).
- [88] W. J. Bock, W. Urbańczyk, J. Wójcik, “Measurements of sensitivity of the single-mode photonic crystal holey fibre to temperature, elongation and hydrostatic pressure”, *Meas. Sci. Technol.* 15, str. 1496-1500 (2004).

- [89] T. Martynkien, M. Szpulak, W. Urbanczyk, "Modeling and measurement of temperature sensitivity in birefringent photonic crystal holey fibers," *Appl. Opt.* 44, str. 7780-7788 (2005).
- [90] G. Statkiewicz, T. Martynkien, W. Urbańczyk, "Measurements of modal birefringence and polarimetric sensitivity of the birefringent holey fiber to hydrostatic pressure and strain", *Opt. Commun.* 241, str. 339-348 (2004).
- [91] N. A. Issa, M. A. van Eijkelenborg, G. Henry, M. Fellew, F. Cox, M. C. J. Large, "Fabrication and study of microstructured optical fibers with elliptical holes", *Opt. Lett.* 29, str. 1336-1338 (2004).
- [92] M. Eguchi, Y. Tsuji, "Squeezed lattice elliptical-hole holey fiber with extremely high birefringence", *Opt. Lett.* 33, str. 1792-1794 (2008).
- [93] T. Martynkien, G. Statkiewicz, M. Szpulak, J. Olszewski, G. Gołojuch, W. Urbanczyk, J. Wojcik, P. Mergo, M. Makara, T. Nasilowski, F. Berghmans, H. Thienpont, "Measurements of polarimetric sensitivity to temperature in birefringent holey fibers," *Meas. Sci. Technol.* 18, str. 3055-3060 (2007).
- [94] R. Kashyap, "Fiber Bragg Gratings", Academic Press, Amsterdam ect. (2010).
- [95] A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan, J. E. Sipe, "Long-Period Fiber Gratings as Band-Rejection Filters", *J. Lightwave Technol.* 14, str. 58-65 (1996).
- [96] S. W. James, R. P. Tatam, "Optical fibre long-period grating sensors: characteristics and application", *Meas. Sci. Technol.* 14, str. R49-R61 (2003).
- [97] V. Bhatia, "Applications of long-period gratings to single and multi-parameter sensing", *Opt. Express* 4, str. 457-466 (1999).
- [98] V. Bhatia, A. M. Vengsarkar, "Optical fibre long-period grating sensors", *opt. Lett.* 21, str. 692-694 (1996).
- [99] C. C. Yee, S. W. James, R. P. Tatam, "Simultaneous temperature and bend sensing using long-period fibre gratings", *Opt. Lett.* 25, str. 1007-1009 (2000).
- [100] V. Bhatia, D. Campbell, R. O. Claus, A. M. Vengsarkar, "Simultaneous strain and temperature measurement with long-period gratings", *Opt. Lett.* 22, str. 648-650 (1997).
- [101] X. Shu, D. Huang, "Highly sensitive chemical sensor based on the measurement of the separation of dual resonant peaks in a 100 μm period fibre grating" *Opt. Commun.* 171, str. 65-69 (1999).

-
- [102] T. Allsop, L. Zhang, I. Bennion, "Detection of organic aromatic compounds by a long period fibre grating optical sensor with optimized sensitivity", *Opt. Commun.* 191, str. 181-190 (2001).
- [103] I. Bennion, J. A. R. Williams, L. Zhang, K. Sugden, N. J. Doran, "UV-written in-fibre Bragg gratings", *Opt. Quantum Electron.* 28, str. 93-135 (1996).
- [104] Y. Kondo, K. Nouchi, T. Mitsuyu, M. Watanabe, P. G. Kazansky, K. Hirao, "Fabrication of long-period fiber gratings by focused irradiation of infrared femtosecond laser pulses", *Opt. Lett.* 24, str. 646-648 (1999).
- [105] G. Kakarantzas, T. E. Dimmick, T. A. Birks, R. Le Roux, P. St. J. Russell, "Miniature all-fiber devices based on CO₂ laser microstructuring of tapered fibers", *Opt. Lett.* 26, str. 1137-1139 (2001).
- [106] S. G. Kosinski, A. M. Vegsarkar, "Splicer-based long-period fiber gratings", *OFC'98, Technical Digest*, str. 278-279 (1998).
- [107] S. Savin, M.J. F. Digonnet, G. S. Kino, H. J. Shaw, "Tunable mechanically induced long-period fiber gratings", *Opt. Lett.* 25, str. 710-712 (2000).
- [108] R. Ulrich, M. Johnson, "Single-mode fiber-optical polarization rotator", *Appl. Opt.* 18, str. 1857-1861 (1979).
- [109] R. H. Stolen, A. Ashkin, W. Pleibel, J. M. Dziedzic, "In-line fiber-polarization-rocking rotator and filter", *Opt. Lett.* 9, str. 300-302 (1984).
- [110] M. G. Shlyagin, A. V. Khomenko, D. Tentori, "Birefringence dispersion measurement in optical fibers by wavelength scanning", *Opt. Lett.* 20, str. 869-871 (1995).
- [111] W. J. Bock, W. Urbańczyk, "Measurement of polarization mode dispersion and modal birefringence in highly birefringent fibers by means of electronically scanned shearing-type interferometry", *Appl. Opt.* 32, str. 5841 – 5848 (1993).
- [112] T. Martynkien, M. Szpulak, G. Statkiewicz-Barabach, J. Olszewski, A. Anuszkiewicz, W. Urbanczyk, K. Schuster, J. Kobelke, A. Schwuchow, J. Kirchhof, H. Bartelt, "Birefringence in microstructure fiber with elliptical GeO₂ highly doped inclusion in the core", *Opt. Lett.* 33, str. 2764-2766 (2008).
- [113] B. Culshaw, J. Dakin, "Optical fiber sensors: Systems and Applications, Vol. 1", Artech, Boston (1988).
- [114] T. R. Woliński, "Polarimetric Optical Fibers and Sensors", *Progress in Optics*, XL, str. 1 – 75 (2000).
- [115] S. Sulejmani, C. Sonnenfeld, T. Geernaert, P. Mergo, M. Makara, K. Poturaj, K. Skorupski, T. Martynkien, G. Statkiewicz-Barabach, J. Olszewski, W. Urbanczyk, Ch.

- Caucheteur, K. Chah, P. Mégret, H. Terryn, J. Van Roosbroeck, F. Berghmans, H. Thienpont, “Control over the pressure sensitivity of Bragg grating-based sensors in highly birefringent microstructured optical fibers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 24, str. 527-529 (2012).
- [116] H. W. Lee, K. S. Chiang, “CO₂ laser writing of long-period fiber grating in photonic crystal fiber under tension”, *Opt. Express* 17, str. 4533 – 4539 (2009).
- [117] H. Kogelnik, T. Li, “Laser Beams and Resonators”, *Appl. Opt.* 5, str. 1550 – 1567 (1966).
- [118] F. Ratajczyk, “Dwójłomność i polaryzacja optyczna”, Wydawnictwo Politechniki Wrocławskiej, Wrocław (2000).
- [119] J. E. Shelby, “Introduction to Glass Science and Technology”, Royal Society of Chemistry, Cambridge (2005).
- [120] V. Finazzi, G. Coviello, J. Villatoro, V. Prumeri, “Stable photonic crystal fiber sensor for ultra-high temperature measurements”, *Conference on Laser and Electro-Optics*, OSA Technical Digest, Artykuł JTuD65 (2010).