

# **Czujniki optyczne na bazie kryształów fotonicznych – projektowanie, analiza i wytwarzanie**

mgr inż. Adrian Zakrzewski

PROMOTOR:

dr hab. inż. Sergiusz Patela, prof. PWr

Wrocław 2015



Przedstawiona rozprawa doktorska była realizowana dzięki wsparciu ze strony projektu „*Międzyuczelniane Centrum Dydaktyczno-Technologiczne ‘TECHNOPOLIS’ we Wrocławiu*” współfinansowanego przez Unię Europejską ze środków Europejskiego Funduszu Rozwoju Regionalnego w ramach Programu Infrastruktura i Środowisko nr UDA-POIS.13.01-021/09-00.

Obliczenia wykonano przy użyciu zasobów udostępnionych przez Wrocławskie Centrum Sieciowo-Superkomputerowe (<http://wcss.pl>).

## Podziękowania

Pragnę podziękować wszystkim osobom, bez udziału których niemożliwe byłoby zrealizowanie pracy doktorskiej.

Panu Profesorowi Sergiuszowi Pateli, Promotorowi, za pięcioletnią współpracę, której efektem jest m. in. niniejsza rozprawa doktorska. Za fakt, iż zawsze znajdował dla mnie czas, za cenne rady i pomoc.

Kolegom z Zespołu: Konradowi Ptasieńskiemu, Szymonowi Lisowi, Marcinowi Wielichowskiemu oraz Przemysławowi Rybie, na których pomoc zawsze mogłem liczyć, i którzy realnie oceniali moje „genialne” pomysły naukowe.

Pani Profesor Helenie Teterycz, za nieocenioną pomoc i cenne uwagi podczas pisania rozprawy doktorskiej, i nie tylko.

Panu Profesorowi Leszkowi Golonce, Kierownikowi Zakładu, za codzienną motywację do pisania rozprawy.

Pani Profesor Reginie Paszkiewicz, za udzielone konsultacje i wskazanie osoby kompetentnej do usunięcia warstw zabezpieczających matrycę kryształów fotonicznych.

Pani Marii Depce, za usunięcie warstw zabezpieczających matrycę kryształów fotonicznych.

Pani Doktor Beacie Ścianie, za podjęty próby wytworzenia heterostruktur GaAs/AlGaAs/GaAs.

Pani Doktor Annie Sankowskiej, za wytwarzane tapery światłowodowe oraz miłą atmosferę podczas prowadzenia wspólnego kursu Optical Fibers.

Pani Magister Aleksandrze Pięcie, za współpracę podczas wytwarzania taperów światłowodowych.

Panom Doktorom Damianowi Nowakowi oraz Bogdanowi Jankowskiemu, za wielogodzinne próby optymalizacji procesu separacji matrycy kryształów fotonicznych.

Panu Doktorowi Krzysztofowi Roli i Panu Magistrowi Wojtkowi Dawidowskiemu, za obrazowanie kryształów fotonicznych mikroskopem skaningowym.

Panu Magistrowi Bartłomiejowi Paszkiewicz, za udzielone konsultacje odnośnie oprogramowania LabView.

Kolegom i Koleżankom z pokoi i laboratoriów „zza ściany”, z którymi zawsze mogłem przeprowadzić krótką rozmowę, stanowiącą ważną przerwę podczas pisania rozprawy doktorskiej.

Mojej Żonie Basi, za wiarę w mój końcowy sukces, wytrwałość oraz wsparcie podczas pisania rozprawy.

Mojemu 9-letniemu Synowi Jonaszowi, którego wiedza na temat kryształów fotonicznych niejednokrotnie mnie zaskakiwała i stanowiła motywację do dalszej pracy, który do dnia dzisiejszego przekonuje mnie do rozpoczęcia prac badawczych nad pelerynką niewidką. Pomysły dzieci są zdumiewające, a ich sposób realizacji zapisany na zwykłej kartce papieru jest wręcz fascynujący. Stwierdzenia w stylu „przecież to jest proste, wystarczy tylko to i to, połączyć i już” przekonują mnie, iż to właśnie dzieci będą stanowić o naszej przyszłości.

Oraz Panu Profesorowi Tadeuszowi Pustelnemu, który wskazał mi „drogę” kryształów fotonicznych i od którego moja podróż się rozpoczęła ...

***Podróż jest ciekawsza niż osiągnięcie celu***  
Miguel de Cervantes Saavedra

**Dziękuję**  
Adrian Zakrzewski

Prezentowane wyniki badań zostały po części uzyskane podczas realizacji projektów:

- „*Czujniki i sensory do pomiarów czynników stanowiących zagrożenia w środowisku – modelowanie i monitoring zagrożeń*”. Projekt finansowany przez Unię Europejską z Europejskiego Funduszu Rozwoju i Budżetu Państwa.
- „*Analiza zjawiska „slow light” w dwuwymiarowych kryształach fonicznych z liniowym defektem*”. Grant o finansowanie projektu badawczego z zakresu badań podstawowych – PRELUDIUM. Narodowe Centrum Nauki.
- „*Czujniki optyczne na bazie kryształów fonicznych – projektowanie, analiza, wytwarzanie*”. Projekt systemowy pn. „GRANT PLUS” (Program Operacyjny Kapitał Ludzki, Priorytet VIII, Działanie 8.2, Poddziałania 8.2.2).
- „*Analiza możliwości wykorzystania charakterystycznych właściwości kwazikryształów fonicznych do zastosowań w spektroskopowych czujnikach gazów*”. Zlecenie realizowane z dotacji dla młodych naukowców i doktorantów.

**Dziękuję za udzielone wsparcie**

Adrian Zakrzewski

Pragnę również przeprosić wszystkie osoby, które uraziła przyjęta w rozprawie nomenklatura dotycząca pisania: zjawisko „*slow light*”. Polski odpowiednik to zjawisko wolnego lub powolnego światła. Jednakże, w większości polskiej literatury naukowej stosuje się sformułowanie anglojęzyczne, które znacznie bardziej odzwierciedla sens zjawiska i jest bardziej rozpoznawalne w świecie naukowym.

**Przepraszam**

Adrian Zakrzewski

## Spis treści

<b>Podziękowania</b> .....	<b>3</b>
<b>Wykaz ważniejszych skrótów i akronimów</b> .....	<b>8</b>
<b>Spis rysunków</b> .....	<b>10</b>
<b>Spis tabel</b> .....	<b>15</b>
<b>1 Wstęp</b> .....	<b>16</b>
<b>2 Kryształy fotoniczne</b> .....	<b>20</b>
2.1 Równania Maxwella .....	23
2.2 Geometria .....	24
2.2.1 Komórka elementarna i wektory bazowe .....	26
2.2.2 Wektory sieci odwrotnej i strefa Brillouina .....	28
2.3 Właściwości .....	30
2.3.1 Fotoniczny diagram pasmowy .....	30
2.3.2 Zjawisko „slow light” .....	32
2.4 Metody wytwarzania .....	39
<b>3 Metody i narzędzia do analiz numerycznych</b> .....	<b>41</b>
3.1 Metoda efektywnego współczynnika załamania .....	41
3.1.1 Równanie modowe światłowodu planarnego .....	41
3.2 Oprogramowanie .....	45
3.2.1 Warunki brzegowe .....	48
3.2.2 Metoda różnic skończonych w dziedzinie czasu .....	49
3.2.3 Metoda rozwinięcia na fale płaskie .....	54
<b>4 Analizy numeryczne nanostruktur fotonicznych</b> .....	<b>58</b>
4.1 Analizy podstawowe kryształów fotonicznych .....	63
4.1.1 Parametry sekcji kryształu fotonicznego .....	63
4.1.2 Parametry sekcji antyodbiciowych .....	67
4.2 Analizy szczegółowe kryształów fotonicznych .....	70
4.2.1 Liniowy defekt powstały przez usunięcie rzędu otworów .....	70
4.2.2 Liniowy defekt w postaci otworów o innym promieniu niż pozostałe .....	77
4.2.3 Liniowy defekt w postaci kanału powietrznego .....	82
4.2.4 Wybór struktury .....	86
4.2.5 Parametry sekcji antyodbiciowych .....	87
4.2.6 Efektywność sprzęgania .....	89
4.3 Analizy kwazikryształów fotonicznych .....	92
4.3.1 Kwazikryształy bezdefektowe .....	93
4.3.2 Kwazikryształy defektowe .....	94
<b>5 Metody sprzęgania</b> .....	<b>97</b>

5.1	Taper falowodowy .....	98
5.2	Falowodowy sprzęgacz siatkowy .....	99
5.3	Odwrócony taper falowodowy .....	100
5.4	Taper światłowodowy .....	101
5.4.1	Projektowanie .....	102
5.4.2	Wytwarzanie .....	105
5.4.3	Charakteryzacja .....	108
5.4.4	Podsumowanie .....	112
<b>6</b>	<b>Optyczna detekcja gazów .....</b>	<b>113</b>
6.1	Spektroskopia absorpcyjna acetyleny .....	115
6.2	Czujniki komercyjne .....	116
<b>7</b>	<b>Spektroskopowy czujnik gazu na bazie kryształu fotonicznego .....</b>	<b>118</b>
7.1	Przegląd literatury przedmiotu .....	118
7.2	Koncepcja autora .....	121
<b>8</b>	<b>Pomiary .....</b>	<b>131</b>
8.1	Oprogramowanie stanowiska pomiarowego .....	132
8.1.1	Program sterujący stanowiskiem pomiarowym .....	132
8.2	Spektrum absorpcji cienkich warstw acetyleny .....	135
8.3	Sprzęganie do cienkich warstw krzemu .....	139
8.4	Analiza rozbieżności .....	142
8.5	Charakteryzacja kryształów fotonicznych .....	144
8.6	Charakteryzacja spektroskopowego czujnika temperatury .....	149
8.7	Charakteryzacja spektroskopowego czujnika gazu .....	153
8.8	Podsumowanie .....	155
<b>9</b>	<b>Podsumowanie .....</b>	<b>159</b>
	<b>Dorobek naukowy .....</b>	<b>162</b>
	<b>Bibliografia .....</b>	<b>165</b>



## Wykaz ważniejszych skrótów i akronimów

<b>1BZ</b>	<b>1st Brillouin Zone</b> pierwsza strefa Brillouina
<b>1D</b>	<b>One-dimensional</b> jednowymiarowy
<b>2D</b>	<b>Two-dimensional</b> dwuwymiarowy
<b>3D</b>	<b>Three-dimensional</b> trójwymiarowy
<b>AR</b>	<b>AntiReflection Section</b> sekcja antyodbiciowa
<b>EBL</b>	<b>Electron Beam Lithography</b> litografia wiązką elektronów
<b>FDTD</b>	<b>Finite-Difference Time-Domain</b> metoda różnic skończonych w dziedzinie czasu
<b>FEM</b>	<b>Finite Element Method</b> metoda elementów skończonych
<b>FIB</b>	<b>Focused Ion Beam</b> trawienie skupioną wiązką jonów
<b>FWHM</b>	<b>Full Width At Half Maximum</b> szerokość połówkowa
<b>MEEP</b>	<b>MIT Electromagnetic Equation Propagation</b> narzędzie analizy numerycznej wykorzystujące algorytm FDTD
<b>MPB</b>	<b>MIT Photonic-Bands</b> narzędzie analizy numerycznej wykorzystujące algorytm PWE
<b>MSE</b>	<b>Mean Squared Error</b> błąd średniokwadratowy
<b>PBC</b>	<b>Periodic Boundary Condition</b> periodyczne warunki brzegowe
<b>PBD</b>	<b>Photonic Band Diagram</b> fotoniczny diagram pasmowy
<b>PBG</b>	<b>Photonic Band Gap</b> fotoniczne pasmo wzbronione

<b>PHC</b>	<b>PHotonic Crystal</b> kryształ fotoniczny
<b>PML</b>	<b>Perfectly Matched Layer</b> warstwa idealnie absorbująca
<b>PWE</b>	<b>Plane-Wave Expansion</b> metoda rozwinięcia na fale płaskie
<b>PQC</b>	<b>Photonic QuasiCrystal</b> kwazikryształ fotoniczny
<b>RIE</b>	<b>Reactive Ion Etching</b> reaktywne trawienie jonowe
<b>SEM</b>	<b>Scanning Electron Microscope</b> skaningowy mikroskop elektronowy
<b>SOI</b>	<b>Silicon On Insulator</b> krzem na izolatorze
<b>TE</b>	<b>Transverse Electric</b> mody poprzeczne elektryczne
<b>TM</b>	<b>Transverse Magnetic</b> mody poprzeczne magnetyczne
<b>WCSS</b>	<b>Wrocławskie Centrum Sieciowo-Superkomputerowe</b>

## Spis rysunków

Rys. 2.1 Klasyfikacja kryształów fonicznych ze względu na periodyczność współczynnika załamania. Kolorem niebieskim i żółtym oznaczono materiały o różnych współczynnikach załamania. ....	20
Rys. 2.2 Przykład kryształu fonicznego występującego w przyrodzie – motyl Blue Morpho [32]. ....	22
Rys. 2.3 Realizacje wytwarzania dwuwymiarowych kryształów fonicznych: a) otwory stanowiące materiał o małej wartości współczynnika załamania w materiale o większej wartości współczynnika załamania, b) słupki stanowiące materiał o dużej wartości współczynnika załamania w materiale o mniejszej wartości współczynnika załamania. ....	25
Rys. 2.4 Przykłady realizacji dwuwymiarowych kryształów fonicznych: a) struktura bezdefektowa; struktura o defekcie: b) punktowym, c) liniowym powstałym przez usunięcie rzędu otworów, d) liniowym powstałym przez usunięcie rzędu otworów oraz wprowadzenie kanału powietrznego. ....	26
Rys. 2.5 Przykłady analizowanych w literaturze defektowych struktur dwuwymiarowych kryształów fonicznych: a) [35], b) [36]. ....	26
Rys. 2.6 Sposób wyznaczania komórki elementarnej na przykładzie trójkątnej konfiguracji sieci otworów dwuwymiarowego kryształu fonicznego [2]. ....	27
Rys. 2.7 Wektory bazowe dwuwymiarowego kryształu fonicznego o trójkątnej konfiguracji sieci otworów. ....	27
Rys. 2.8 Wektory bazowe sieci odwrotnej dwuwymiarowego kryształu fonicznego o trójkątnej konfiguracji sieci otworów. ....	29
Rys. 2.9 Sposób wyznaczania pierwszej strefy Brillouina dwuwymiarowego kryształu fonicznego o trójkątnej konfiguracji sieci otworów. ....	29
Rys. 2.10 Foniczny diagram pasmowy jednowymiarowego kryształu fonicznego o kontraście współczynnika załamania równym: a) 1, b) 13 [2]. ....	31
Rys. 2.11 Krzywa dyspersyjna wiązki światła propagującej się w próżni (krzywa ciągła) oraz w materiale o współczynniku załamania $n$ (krzywa przerywana) [2]. ....	34
Rys. 2.12 Krzywa dyspersyjna wiązki światła propagującej się w kryształ fonicznym [2]. ....	35
Rys. 2.13 Foniczny diagram pasmowy bezdefektowej struktury dwuwymiarowego kryształu fonicznego o trójkątnej konfiguracji sieci otworów. ....	36
Rys. 2.14 Foniczny diagram pasmowy defektowej struktury dwuwymiarowego kryształu fonicznego o trójkątnej konfiguracji sieci otworów. ....	36
Rys. 2.15 Zjawisko przekrywania się modów w defektowej strukturze dwuwymiarowego kryształu fonicznego o trójkątnej konfiguracji sieci otworów. ....	37
Rys. 2.16 Propagacji wiązki w trybie standardowym (punkt koloru szarego) oraz w trybie „ <i>slow light</i> ” (punkt koloru fioletowego). ....	38
Rys. 2.17 Grupowy współczynnik załamania modu defektowego $TE_0$ w funkcji znormalizowanego wektora falowego. Punkt pracy w trybie „ <i>slow light</i> ” oznaczono kolorem fioletowym. ....	38
Rys. 2.18 Koncepcja wytwarzania nanometrowych wzorów za pomocą elektronolitografii. ....	39
Rys. 2.19 Schemat reaktora plazmonowego. ....	41
Rys. 3.1 Niesymetryczny światłowód planarny utworzony przez materiały o różnych współczynnikach załamania spełniających zależność $n_1 > n_2, n_3$ . ....	41
Rys. 3.2 Wizualizacja koncepcji zasady działania algorytmu skokowego. ....	50
Rys. 3.3 Jednowymiarowy kryształ foniczny składający się z naprzemiennych warstw powietrza oraz dielektryka. ....	55
Rys. 4.1 Podstawowa analiza numeryczna; analizowane parametry geometryczne struktury $2D PhC$ z liniowym defektem powstałym przez usunięcie rzędu otworów. ....	59
Rys. 4.2 Szczegółowa analiza numeryczna; analizowane parametry geometryczne struktury $2D PhC$ z liniowym defektem powstałym przez usunięcie rzędu otworów. ....	59
Rys. 4.3 Szczegółowa analiza numeryczna; analizowane parametry geometryczne struktury $2D PhC$ z liniowym defektem w postaci rzędu otworów o mniejszym bądź większym promieniu od pozostałych otworów. ....	60
Rys. 4.4 Szczegółowa analiza numeryczna; analizowane parametry geometryczne struktury $2D PhC$ z liniowym defektem w postaci kanału powietrznego. ....	60
Rys. 4.5 Szczegółowa analiza numeryczna; analizowane parametry geometryczne sekcji antyodbiciowych. ....	60
Rys. 4.6 Szczegółowa analiza numeryczna; analizowane parametry geometryczne związane z szerokością oraz długością poszczególnych części falowodów planarnych. ....	61
Rys. 4.7 Szczegółowa analiza numeryczna; analizowane parametry geometryczne związane z wprowadzeniem dodatkowych zaburzeń w podstawową konfigurację falowodów planarnych. ....	61

Rys. 4.8 Szczegółowa analiza numeryczna; analizowane parametry geometryczne pierwszego oraz drugiego rzędu otworów struktury $2D PhC$ .	62
Rys. 4.9 Zależność znormalizowanej wartości promienia otworów w funkcji znormalizowanej szerokości liniowego defektu. Kolorem fioletowym zaznaczono obszar wartości, w zakresie których nie występuje zjawisko przekrywania się modów.	63
Rys. 4.10 Zależność współczynnika transmisji od znormalizowanej wartości promienia otworów (oś odciętych) i szerokości liniowego defektu (legenda).	64
Rys. 4.11 Zależność grupowego współczynnika załamania od znormalizowanej wartości promienia otworów (oś odciętych) i szerokości liniowego defektu (legenda).	65
Rys. 4.12 Zależność współczynnika przekrycia od znormalizowanej wartości promienia otworów (oś odciętych) i szerokości liniowego defektu (legenda).	65
Rys. 4.13 Przykład wyznaczania współczynnika przekrycia za pomocą skryptu stworzonego w programie Matlab.	66
Rys. 4.14 Fotoniczny diagram pasmowy struktury $2D PhC$ o optymalnych parametrach geometrycznych.	67
Rys. 4.15 Zależność współczynnika transmisji od znormalizowanej szerokości liniowego defektu w sekcjach $AR$ . Inset – zdefiniowane wartości parametrów geometrycznych, dla których prezentowana charakterystyka została wyznaczona.	68
Rys. 4.16 Zależność współczynnika transmisji od liczby otworów w sekcjach $AR$ . Inset – zdefiniowane wartości parametrów geometrycznych, dla których prezentowana charakterystyka została wyznaczona.	68
Rys. 4.17 Zależność współczynnika transmisji od znormalizowanej szerokości falowodów. Inset – zdefiniowane wartości parametrów geometrycznych, dla których prezentowana charakterystyka została wyznaczona.	69
Rys. 4.18 Charakterystyka transmisyjna struktury $2D PhC$ przed i po procesie optymalizacji wartości parametrów geometrycznych sekcji $AR$ .	70
Rys. 4.19 Analizowane parametry geometryczne pierwszego rzędu otworów w pobliżu liniowego defektu ( $r_1, p_1$ ) oraz parametry geometryczne zdefiniowane na podstawie analiz numerycznych z poprzedniego kroku ( $r, W_{PhC}$ ).	71
Rys. 4.20 Zależność znormalizowanej wartości promienia otworów w funkcji znormalizowanej wartości przesunięcia pierwszego rzędu otworów. Kolorem fioletowym zaznaczono obszar wartości, w zakresie których nie występuje zjawisko przekrywania się modów.	71
Rys. 4.21 Zależność współczynnika transmisji od znormalizowanej wartości promienia (oś odciętych) oraz przesunięcia pierwszego rzędu otworów (legenda) w zakresie: a) od $-0,100 \cdot a$ do $-0,055 \cdot a$ , b) od $-0,050 \cdot a$ do $-0,005 \cdot a$ , c) od $0$ do $0,045 \cdot a$ , d) od $0,050 \cdot a$ do $0,090 \cdot a$ .	73
Rys. 4.22 Zależność grupowego współczynnika załamania od znormalizowanej wartości promienia (oś odciętych) oraz przesunięcia pierwszego rzędu otworów (legenda) w zakresie: a) od $-0,100 \cdot a$ do $-0,055 \cdot a$ , b) od $-0,050 \cdot a$ do $-0,005 \cdot a$ , c) od $0$ do $0,045 \cdot a$ , d) od $0,050 \cdot a$ do $0,090 \cdot a$ .	74
Rys. 4.23 Zależność współczynnika przekrycia od znormalizowanej wartości promienia (oś odciętych) oraz przesunięcia pierwszego rzędu otworów (legenda) w zakresie: a) od $-0,100 \cdot a$ do $-0,055 \cdot a$ , b) od $-0,050 \cdot a$ do $-0,005 \cdot a$ , c) od $0$ do $0,045 \cdot a$ , d) od $0,050 \cdot a$ do $0,090 \cdot a$ .	75
Rys. 4.24 Analizowane parametry geometryczne drugiego rzędu otworów w pobliżu liniowego defektu ( $r_2, p_2$ ) oraz parametry geometryczne zdefiniowane na podstawie analiz numerycznych z poprzedniego kroku ( $r, W_{PhC}, r_1, p_1$ ).	76
Rys. 4.25 Analizowane parametry geometryczne pierwszego rzędu otworów w pobliżu liniowego defektu ( $r_1, p_1$ ) oraz parametry geometryczne zdefiniowane na podstawie analiz numerycznych z poprzedniego kroku ( $r, W_{PhC}, R$ ).	80
Rys. 4.26 Analizowane parametry geometryczne drugiego rzędu otworów w pobliżu liniowego defektu ( $r_2, p_2$ ) oraz parametry geometryczne zdefiniowane na podstawie analiz numerycznych z poprzedniego kroku ( $r, W_{PhC}, R, r_1, p_1$ ).	81
Rys. 4.27 Analizowane parametry geometryczne pierwszego rzędu otworów w pobliżu liniowego defektu ( $r_1, p_1$ ) oraz parametry geometryczne zdefiniowane na podstawie analiz numerycznych z poprzedniego kroku ( $r, W_{PhC}, l$ ).	84
Rys. 4.28 Analizowane parametry geometryczne drugiego rzędu otworów w pobliżu liniowego defektu ( $r_2, p_2$ ) oraz parametry geometryczne zdefiniowane na podstawie analiz numerycznych z poprzedniego kroku ( $r, W_{PhC}, l, r_1, p_1$ ).	85
Rys. 4.29 Analizowane parametry geometryczne sekcji antyodbiciowych ( $r_{AR}, W_{AR}, L_{AR}$ ) oraz najlepsze parametry geometryczne zdefiniowane na podstawie analiz numerycznych ( $r, W_{PhC}, l, r_1, p_1, r_2, p_2$ ).	88

Rys. 4.30 Zależność współczynnika transmisji od znormalizowanej wartości promienia otworów (oś odciętych) oraz szerokości liniowego defektu (legenda) sekcji $AR$ dla $L_{AR}=2$ .	88
Rys. 4.31 Koncepcja analizy numerycznej efektywności sprzęgania wiązki światła ze światłowodu jednomodowego do falowodu planarnego.	89
Rys. 4.32 Zależność współczynnika transmisji od szerokości początkowej (oś odciętych) oraz długości (legenda) części pośredniej falowodu planarnego.	90
Rys. 4.33 Konfiguracja geometryczna 10 zaburzeń o losowych szerokościach i długościach wprowadzanych do podstawowej konfiguracji planarnego falowodu.	91
Rys. 4.34 Analizowane numerycznie bezdefektowe struktury kwazikryształów fotonicznych o: a) 8-, b) 10-, c) 12-krotnej symetrii obrotowej.	93
Rys. 4.35 Fotoniczne diagramy pasmowe bezdefektowych struktur kwazikryształów fotonicznych o: a) 8-, b) 10-, c) 12-krotnej symetrii obrotowej.	93
Rys. 4.36 Analizowane numerycznie defektowe struktury kwazikryształu fotonicznego o 8-krotnej symetrii obrotowej.	94
Rys. 4.37 Analizowane numerycznie defektowe struktury kwazikryształu fotonicznego o 10-krotnej symetrii obrotowej.	95
Rys. 4.38 Analizowane numerycznie defektowe struktury kwazikryształu fotonicznego o 12-krotnej symetrii obrotowej.	95
Rys. 4.39 Fotoniczny diagram pasmowy struktury kwazikryształu fotonicznego o 10-krotnej symetrii obrotowej z liniowym defektem.	96
Rys. 4.40 Zależności grupowego współczynnika załamania od znormalizowanej wartości wektora falowego uzyskane dla trzech rodzajów przeprowadzonych analiz numerycznych.	97
Rys. 5.1 Wizualizacja zagadnienia sprzęgania wiązki światła do nanostruktury kryształu fotonicznego. Średnica pola modu $LP_{01}$ światłowodu jednomodowego wynosi w przybliżeniu $10 \mu m$ ; standardowa grubość nanostruktury kryształu fotonicznego wynosi $200 nm$ .	98
Rys. 5.2 Przykład konfiguracji falowodu wejściowego i wyjściowego nanostruktury kryształu fotonicznego zwiększający efektywność sprzęgania wiązki światła.	98
Rys. 5.3 Taper falowodowy o zmianie szerokości: a) skokowej, b) płynnej.	99
Rys. 5.4 Falowodowy sprzęgacz siatkowy.	99
Rys. 5.5 Odwrócony adiabatyczny taper falowodowy.	100
Rys. 5.6 Sprzęganie w bliskim polu za pomocą tapera światłowodowego.	101
Rys. 5.7 Schematyczny widok analizowanego numerycznie tapera światłowodowego: a) parametry definiowane w oprogramowaniu $MEEP$ , b) propagacja pola elektromagnetycznego.	102
Rys. 5.8 Wyniki analiz numerycznych zależności ogniskowej od współczynnika zwężania dla długości części zwężanej tapera od $100$ do $700 \mu m$ .	104
Rys. 5.9 Wyniki analiz numerycznych zależności średnicy plamki w ognisku od współczynnika zwężania dla długości części zwężanej tapera od $100$ do $700 \mu m$ .	104
Rys. 5.10 Proces wytwarzania tapera światłowodowego obserwowany na wyświetlaczu spawarki elektrycznej.	105
Rys. 5.11 Deformacje wytwarzanych taperów światłowodowych: a) brak samoistnego zerwania światłowodu, b) przepalanie, c) skrzywienie światłowodu i w konsekwencji deformacja rdzenia i płaszczka.	106
Rys. 5.12 Wpływ natężenia prądu łuku elektrycznego oraz czasu rozciągania na uzyskiwany kształt geometryczny tapera światłowodowego.	107
Rys. 5.13 Schematyczny widok stanowiska pomiarowego wykorzystywanego do charakteryzacji taperów światłowodowych.	108
Rys. 5.14 Profil ostrza wykorzystywany podczas pomiarów eksperymentalnych taperów światłowodowych.	109
Rys. 5.15 Eksperymentalne wyniki pomiarów tapera światłowodowego wytworzonego przez firmę Nanonics Imaging charakteryzującego się deklarowanymi przez producenta parametrami $d = 1,7+0,3/-0 \mu m, f = 4+/-1 \mu m$ . Zależność zmian uzyskiwanych wartości napięcia na fotodetektorze w funkcji przesunięcia ostrza w kierunku prostopadłym do propagacji wiązki światła.	110
Rys. 5.16 Eksperymentalne wyniki pomiarów tapera światłowodowego wytworzonego przez firmę Nanonics Imaging charakteryzującego się deklarowanymi przez producenta parametrami $d = 1,7+0,3/-0 \mu m, f = 4+/-1 \mu m$ . Zależność intensywności, jako pochodnej wartości napięcia w funkcji przesunięcia ostrza w kierunku prostopadłym do propagacji wiązki światła.	110

Rys. 5.17 Zestawienia otrzymanych wyników pomiarów eksperymentalnych dwóch taperów wytworzonych przez firmę Nanonics Imaging i jednego wytworzonego za pomocą spawarki światłowodowej oraz wyników analiz numerycznych. ....	111
Rys. 6.1 Spektrum absorpcji acetyleny w pobliżu trzeciego okna telekomunikacyjnego.....	115
Rys. 6.2 Współczynnik transmisji wiązki światła o długości fali $1531,588\text{ nm}$ przez różne grubości warstwy acetyleny.....	116
Rys. 6.3 Wizualizacja koncepcji działania spektroskopowych czujników gazów pracujących w zakresie podczerwieni. ....	117
Rys. 7.1 Doniesienie literaturowe [126]: a) analizowana przez autorów struktura dwuwymiarowego kryształu fotonicznego, b) zestawione przez autorów stanowisko pomiarowe.....	119
Rys. 7.2 Schematyczna koncepcja spektroskopowego czujnika gazu z elementem aktywnym w postaci dwuwymiarowego kryształu fotonicznego.....	121
Rys. 7.3 Efektywny współczynnik załamania warstwy aktywnej heterostruktury w funkcji jej grubości.....	122
Rys. 7.4 Okno oprogramowania sterującego elipsometrem obszar: a) grubości poszczególnych warstw modelu, b) wartość błędu średniokwadratowego dopasowania modelu do pomiarów eksperymentalnych, c) graficzna prezentacja dopasowania modelu do pomiarów eksperymentalnych.....	123
Rys. 7.5 Parametry optyczne zaczerpnięte z bazy danych elipsometru warstwy: a) krzemu, b) dwutlenku krzemu.....	124
Rys. 7.6 Dwuwymiarowy kryształ fotoniczny wytworzony za pomocą elektronolitografii w połączeniu z reaktywnym trawieniem jonowym.....	125
Rys. 7.7 Metoda wyznaczania średnicy otworów wytworzonej nanostruktury kryształu fotonicznego za pomocą programu ScanDist; a) obraz z mikroskopu SEM, b) profil intensywności wzdłuż skali, c) profil intensywności wzdłuż otworów.....	126
Rys. 7.8 Obraz z profilometru optycznego próbki naciętej za pomocą lasera, a następnie złamanej.....	128
Rys. 7.9 Obraz z profilometru optycznego wskazujący rozbieżność od pożądanego, prostopadłego kierunku podczas łamania próbki.....	129
Rys. 7.10 Koncepcja separacji matrycy 12 nanostruktur kryształów fotonicznych (pierwsza próba).....	129
Rys. 7.11 Obrazowanie matrycy za pomocą profilometru optycznego po pierwszym etapie łamania próbki; a) obraz w pobliżu pierwszego oraz ostatniego falowodu matrycy; b) powiększenie obrazu w pobliżu falowodów, c) wyznaczona odległość krawędzi matrycy od pierwszego oraz ostatniego falowodu.....	130
Rys. 7.12 Koncepcja separacji matrycy 12 nanostruktur kryształów fotonicznych (druga próba).....	130
Rys. 7.13 Obrazowanie matrycy za pomocą profilometru optycznego po drugim etapie łamania próbki; obraz: a) w pobliżu pierwszego falowodu; b) w pobliżu ostatniego falowodu; c) dodatkowych nacięć pośrednich.....	131
Rys. 8.1 Struktura programu sterującego stanowiskiem pomiarowym.....	133
Rys. 8.2 Zakładka konfiguracji parametrów oscyloskopu jako przykład zakładek konfiguracji urządzeń pomiarowych układu.....	134
Rys. 8.3 Celka gazowa, widok: a) od przodu, b) z boku, c) pod kątem $45^\circ$ .....	136
Rys. 8.4 Schemat stanowiska pomiarowego do pomiarów spektrum absorpcji gazów.....	136
Rys. 8.5 Eksperymentalny pomiar spektrum absorpcji acetyleny o grubości: a) $1000\ \mu\text{m}$ , b) $600\ \mu\text{m}$ , c) $300\ \mu\text{m}$ , d) $150\ \mu\text{m}$ .....	138
Rys. 8.6 Schemat stanowiska pomiarowego wykorzystywanego do procesu sprzęgania wiązki światła do cienkich warstw.....	140
Rys. 8.7 Sprzęganie wiązki światła do cienkiej warstwy; ustawienie czoła tapera światłowodowego oraz kamery w stosunku do krawędzi próbki: a) prostopadłe, b) kątowe.....	141
Rys. 8.8 Proces sprzęgnięcia wiązki światła do cienkiej warstwy; obrazy: a) analizowanej próbki, b) tapera światłowodowego w pobliżu wejściowej krawędzi próbki, c) – f) sprzęgnięta wiązka światła na wyjściu analizowanej próbki w różnych odcieniach barwy z linią wzdłuż której wyznaczono profil intensywności barwy, g) profil intensywności barwy.....	141
Rys. 8.9 Rzeczywiste wartości parametrów geometrycznych: a) szerokość liniowego defektu w obszarze $PhC$ , b) szerokość falowodu wejściowego i wyjściowego.....	143
Rys. 8.10 Charakterystyka transmisyjna najlepszej struktury zaprojektowanej na etapie podstawowych analiz numerycznych (kolor niebieski) oraz struktury rzeczywistej, której promień otworów wynosi $r=151\text{ nm}$ (kolor czerwony).....	143
Rys. 8.11 Wartość współczynnika przekrycia wiązki światła z atmosferą gazową wyznaczona dla rzeczywistej struktury kryształu fotonicznego, którego promień otworów wynosi $r=151\text{ nm}$ .....	144

Rys. 8.12 Schemat stanowiska pomiarowego wykorzystywanego do pomiarów charakterystyk intensywności krysztalów fotonicznych. ....	145
Rys. 8.13 Proces sprzęgnięcia wiązki światła do: a) oraz c) warstwy krzemu znajdującej się pomiędzy poszczególnymi falowodami krysztalów fotonicznych, b) falowodu wejściowego. ....	146
Rys. 8.14 Koncepcja zastosowania obszarów zainteresowania <i>ROI</i> . ....	146
Rys. 8.15 Zestawienie wyników analiz numerycznych oraz pomiarów eksperymentalnych krysztalów fotonicznych, których promień otworów wynosi: a) <i>146 nm</i> , b) <i>151 nm</i> , c) <i>156 nm</i> . ....	148
Rys. 8.16 Spektralna charakterystyka intensywności krysztalu fotonicznego w zakresie od <i>1530 do 1630 nm</i> dla różnych wartości temperatury struktury. ....	149
Rys. 8.17 Spektralna charakterystyka intensywności krysztalu fotonicznego w zakresie od <i>1580 do 1625 nm</i> dla różnych wartości temperatury struktury. ....	150
Rys. 8.18 Zestawienie uzyskanych wyników analiz numerycznych oraz pomiarów eksperymentalnych krysztalów fotonicznych w temperaturze: a) <i>23 °C</i> , b) <i>100 °C</i> , c) <i>150 °C</i> . ....	151
Rys. 8.19 Schemat stanowiska pomiarowego do charakteryzacji spektroskopowego czujnika gazu. ....	153
Rys. 8.20 Intensywność wiązki światła o długości fali <i>1531,588 nm</i> w funkcji liczby klatek obrazu z kamery (czasu). Okno zarejestrowane za pomocą oprogramowania LabView. ....	154
Rys. 8.21 Unormowana intensywność wiązki światła o długości fali <i>1531,588 nm</i> w funkcji liczby klatek obrazu z kamery (czasu). ....	154

## Spis tabel

Tab. 4.1 Zdefiniowany obszar pracy, najlepsze (na obecnym etapie analiz) wartości parametrów geometrycznych oraz uzyskane wartości parametrów optycznych. ....	77
Tab. 4.2 Zdefiniowane obszary pracy dla różnych wartości szerokości liniowego defektu $W_{phC}$ , najlepsze (na obecnym etapie analiz) wartości parametrów geometrycznych oraz uzyskane wartości parametrów optycznych. ....	79
Tab. 4.3 Zdefiniowany obszar pracy, najlepsze (na obecnym etapie analiz) wartości parametrów geometrycznych oraz uzyskane wartości parametrów optycznych. ....	81
Tab. 4.4 Zdefiniowany obszar pracy, najlepsze (na obecnym etapie analiz) wartości parametrów geometrycznych oraz uzyskane wartości parametrów optycznych. ....	81
Tab. 4.5 Zdefiniowane obszary pracy dla różnych wartości szerokości liniowego defektu $W_{phC}$ , najlepsze (na obecnym etapie analiz) wartości parametrów geometrycznych oraz uzyskane wartości parametrów optycznych. ....	84
Tab. 4.6 Zdefiniowany obszar pracy, najlepsze (na obecnym etapie analiz) wartości parametrów geometrycznych oraz uzyskane wartości parametrów optycznych. ....	85
Tab. 4.7 Zdefiniowany obszar pracy, najlepsze (na obecnym etapie analiz) wartości parametrów geometrycznych oraz uzyskane wartości parametrów optycznych. ....	86
Tab. 4.8 Podsumowanie uzyskanych wyników wartości parametrów optycznych dla optymalnych wartości parametrów geometrycznych struktur z liniowym defektem. ....	87
Tab. 4.9 Podsumowanie uzyskanych wartości parametrów optycznych dla trzech rodzajów przeprowadzonych analiz numerycznych. ....	96
Tab. 7.1 Zestawienie rozbieżności wartości projektowanych oraz wyznaczonych za pomocą programu ScanDist średnic otworów poszczególnych nanostruktur. ....	127
Tab. 8.1 Zmiany wartości parametrów materiałowych krzemu oraz dwutlenku krzemu na skutek zmian temperatury warstw. ....	150



## 1 Wstęp

Kryształy fotoniczne stanowią, w większości przypadków, sztuczne materiały, które charakteryzują się periodyczną (okresową) zmianą współczynnika załamania. Odpowiednio zaprojektowane wykazują interesujące właściwości, m. in. efekt supersoczewki, ujemny współczynnik załamania, zjawisko „*slow light*”, które są intensywnie badane w wielu ośrodkach naukowych w świecie. Główny cel badań to aplikacyjne wykorzystanie potencjału kryształów fotonicznych. Od momentu pojawienia się pierwszej publikacji, liczba prac odnośnie praktycznego wykorzystania ich właściwości rośnie z roku na rok. Jednakże, w większości są to prace teoretyczne, lub prezentujące pojedyncze modele laboratoryjne funkcjonujące jako aplikacje demonstracyjne. Wynika to przede wszystkim z faktu, iż technologia wytwarzania kryształów fotonicznych jest na chwilę obecną skomplikowana oraz kosztowna. Jednakże, obecnie skomplikowana i kosztowna technologia może okazać się efektywna w przyszłości i pozwoli na wykorzystanie na szerszą skalę kryształów fotonicznych do celów aplikacyjnych. Tym bardziej, że kryształy fotoniczne wykazują właściwości, którymi nie charakteryzują się żadne inne materiały. Te dwa aspekty tłumaczą fakt, iż badania nad kryształami fotonicznym trwają i z pewnością będą kontynuowane.

Unikalne właściwości kryształów fotonicznych stanowiły motywację dla autora niniejszej rozprawy. Naprzeciw aplikacyjnym wymaganiom stawianym kryształom fotonicznym wychodzi prezentowana praca, której tezę autor sformułował w następujący sposób:

*„Możliwe jest wykorzystanie zjawiska „slow light” występującego w odpowiednio zaprojektowanych strukturach kryształów fotonicznych do budowy spektroskopowego czujnika gazu charakteryzującego się dobrymi parametrami użytkowymi”*

Spektroskopowe czujniki gazu w swej zasadzie działania wykorzystują m.in. takie zjawiska jak absorpcja, emisja, czy też rozpraszanie. W ramach niniejszej rozprawy pojęcie spektroskopowego czujnika gazu odnosi się do czujników absorpcyjnych.

Celem prowadzonych badań było opracowanie koncepcji spektroskopowego czujnika acetylenu, zaprojektowanie struktury dwuwymiarowego kryształu fotonicznego, pełniącego funkcję elementu aktywnego czujnika, wytworzenie kryształu fotonicznego oraz charakteryzacja otrzymanego czujnika gazu.

Opracowanie spektroskopowego czujnika gazu na bazie kryształu fotonicznego jest istotne z punktu widzenia techniki sensorowej. Czujniki gazu obejmują m.in. czujniki

optyczne, elektrochemiczne, termiczne, magnetyczne oraz chemiczne. Do grona czujników optycznych zaliczamy czujniki absorpcyjne, refrakcyjne, luminescencyjne, fluorescencyjne oraz wykorzystujące efekty termooptyczne, emisji czy też rozpraszania. Światowy rynek przemysłowy tych wszystkich czujników gazów został wyceniony w 2005 roku na 278,5 mln \$. Informacje podane przez MNT Gas Sensors Forum wskazują, iż rynek ten w obecnym 2015 roku będzie wart około 700 mln \$. Wartość ta będzie uzależniona przede wszystkim od możliwości opracowania oraz wykorzystania nowych materiałów, do grona których zaliczają się również kryształy fotoniczne. Prace nad nowymi rozwiązaniami czujników gazu są prowadzone, ponieważ komercyjnie, obecnie dostępne rozwiązania, nie spełniają pokładanych oczekiwań. Tego typu czujniki są wrażliwe m. in. na zmianę parametrów otoczenia oraz efekt zatrucia, co w konsekwencji skutkuje brakiem wymaganej selektywności lub obniżeniem czułości. Dodatkowo, w przypadku czujników optycznych, aby uzyskać wysoki poziom czułości, należy stosować długie tuby lub zestawy lusterek odpowiednio wyjustowanych w stosunku do siebie, w celu osiągnięcia długiej drogi oddziaływania wiązki światła z atmosferą gazową. Długość tej drogi w głównej mierze decyduje o czułości czujnika. Prezentowane rozwiązanie spektroskopowego czujnika gazu na bazie dwuwymiarowego kryształu fotonicznego nie wykazuje takich ograniczeń i wad. Bardzo małe wymiary elementu aktywnego, dzięki wykorzystaniu zjawiska „*slow light*”, pozwalają na wydłużenie efektywnej długości drogi optycznej oddziaływania wiązki światła z atmosferą gazu kilkaset, a nawet kilka tysięcy razy. Zaproponowane rozwiązanie posiada również wady. Do najistotniejszych należy aspekt sprzęgnięcia wiązki światła do dwuwymiarowego kryształu fotonicznego, który wytworzony jest w warstwie aktywnej o grubości około 220 nm. Zagadnienie to stanowi temat wielu badań. Najczęściej stosowanym rozwiązaniem jest wykorzystywanie światłowodu jednomodowego o odpowiednio uformowanym czole oraz odpowiednie przygotowanie (na etapie projektowania kryształu fotonicznego) konfiguracji planarnego falowodu wejściowego nanostruktury.

Omawiany w pracy, spektroskopowy czujnik gazu został zaprojektowany do detekcji acetylenu. Ten gaz został wybrany ze względu na duże zapotrzebowanie i możliwość wykorzystania dostępnych elementów światłowodowych.

Prezentowana rozprawa doktorska składa się 9 rozdziałów:

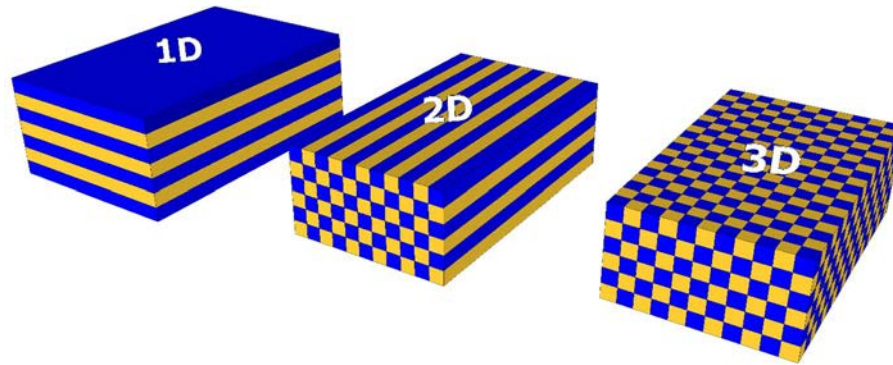
- rozdział 1 przedstawia cel oraz zakres prezentowanych badań, a także postawioną tezę i motywację do podjęcia badań nad spektroskopowym czujnikiem gazu na bazie kryształu fonicznego,
- rozdział 2 to opis kryształów fonicznych obejmujący ich historię, klasyfikację, analizę propagacji wiązki światła w oparciu o równania Maxwella. W rozdziale tym zaprezentowano również właściwości kryształów fonicznych, ze szczególnym uwzględnieniem fonicznego pasma wzbronionego oraz zjawiska „*slow light*” oraz metody ich wytwarzania,
- rozdział 3 dotyczy metod i narzędzi wykorzystywanych podczas analiz numerycznych. Zawarto w nim opis metody efektywnego współczynnika załamania bazującej na równaniu modowym światłowodu planarnego. Rozdział ten obejmuje również opis oprogramowań *MEEP* oraz *MPB*, a także algorytmów FDTD oraz PWE, na których bazują wybrane narzędzia numeryczne,
- rozdział 4 przedstawia wyniki analiz numerycznych, które zostały przeprowadzone w celu opracowania struktury fonicznej stanowiącej element aktywny spektroskopowego czujnika gazu. Analiza została podzielona na trzy zasadnicze etapy: analiza podstawowa, szczegółowa oraz analiza kwazikryształów fonicznych. Uzyskane wyniki zostały porównane, pod kątem parametrów interesujących z punktu widzenia projektowanego czujnika: parametrów optycznych obejmujących współczynnik transmisji, grupowy współczynnik załamania oraz współczynnik przekrycia wiązki światła z atmosferą gazową,
- rozdział 5 został poświęcony metodom sprzęgania wiązki światła do nanostruktur fonicznych ze wskazaniem i uzasadnieniem wybranej przez autora badań metody. Opisano w nim zagadnienia związane z taperem światłowodowym, jako elementem optycznym wykorzystywanym do sprzęgania wiązki światła do kryształu fonicznego. W rozdziale tym znajdują się informacje odnośnie metody projektowania tapera za pomocą oprogramowania *MEEP*, optymalizacji parametrów geometrycznych mających wpływ na parametry optyczne oraz sposobu jego wytwarzania za pomocą spawarki światłowodowej. Zaprezentowano również wyniki eksperymentalne charakteryzacji wytworzonego tapera oraz dwóch innych zakupionych u zewnętrznego dostawcy. Uzyskane wyniki zostały zestawione ze sobą oraz wskazano wady i zalety poszczególnych rozwiązań.

- rozdział 6 dotyczy optycznej detekcji gazów, uzasadniono w nim wybór acetylenu jako gazu do detekcji którego została zaprojektowana struktura kryształu fonicznego, zaprezentowano spektroskopię absorpcyjną acetylenu oraz opis komercyjnie dostępnych wersji spektroskopowych czujników gazu,
- rozdział 7 przedstawia autorską koncepcję spektroskopowego czujnika gazu na bazie dwuwymiarowego kryształu fonicznego, również w odniesieniu do literatury przedmiotu,
- rozdział 8 obejmuje wyniki pomiarów. Zaprezentowano oprogramowanie stworzone w środowisku LabView do automatycznej obsługi stanowiska pomiarowego. Przedstawiono wyniki pomiaru spektrum absorpcji cienkich warstw acetylenu o grubości 1000, 600, 300 oraz 150  $\mu m$  oraz wynik procesu sprzęgania wiązki światła do cienkiej warstwy krzemu o grubości 218  $nm$ . Zaprezentowano wyniki eksperymentalnej charakteryzacji matrycy kryształów fonicznych, spektroskopowego czujnika temperatury oraz gazu,
- rozdział 9 stanowi podsumowanie pracy oraz plany kontynuacji badań.

Rozprawę kończy lista dorobku naukowego autora, który powstał w trakcie realizacji studiów doktoranckich oraz bibliografia.

## 2 Kryształy fotoniczne

Kryształy fotoniczne (ang. „*photonic crystal*”, *PhC*) stanowią grupę materiałów, które charakteryzują się periodyczną (okresową) zmianą współczynnika załamania. W zależności od liczby kierunków, w których zmiany te następują, możemy zdefiniować kryształy fotoniczne jedno (*1D*), dwu (*2D*) lub trójwymiarowe (*3D*) (Rys. 2.1).



Rys. 2.1 Klasyfikacja kryształów fotonicznych ze względu na periodyczność współczynnika załamania. Kolorem niebieskim i żółtym oznaczono materiały o różnych współczynnikach załamania.

Przykładem jednowymiarowego kryształu jest siatka Bragga [1], która zbudowana jest z naprzemiennie ułożonych materiałów charakteryzujących się małą i dużą wartością współczynnika załamania. Konstrukcja zdefiniowana w ten sposób pozwala na selektywne odbicia wiązki światła od siatki. Przykładem dwuwymiarowego kryształu fotonicznego jest sieć otworów powietrznych wytworzona w materiale o dużym współczynniku załamania [2]. Słupki wytworzone z materiału o małej wartości współczynnika załamania ułożone w odpowiedni sposób w przestrzeni powietrznej stanowią również *2D* kryształ fotoniczny. W literaturze przedmiotu zdecydowanie częściej analizowane jest pierwsze w powyższych rozwiązaniach [3]–[5]. Ostatnią grupę stanowią *3D* kryształy fotoniczne, których przykładem może być „stos drewna”, czyli mikrobekki wytworzone z materiału o dużym współczynniku załamania i odpowiednio uporządkowane w przestrzeni [6]. Wykorzystywane w powyższych stwierdzeniach sformułowanie „odpowiednio uporządkowane” zostanie wyjaśnione w dalszej części niniejszej rozprawy.

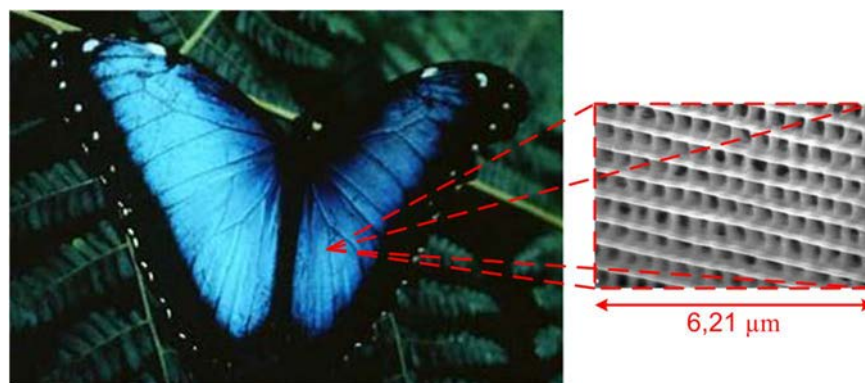
W literaturze, pierwsze doniesienie odnośnie badań nad kryształami fonicznymi, nazywanych wtedy wielowarstwami dielektrycznymi, datowane jest na rok 1887 [7]. Wówczas, Rayleigh przeprowadzał eksperymenty z odbiciem fali płaskiej od struktury składającej się naprzemiennie z materiałów o małej i dużej wartości współczynnika załamania. Kolejnym ważnym doniesieniem literaturowym z zakresu kryształów fonicznych była praca Bykova z roku 1972 [8], w której autor analizował emisję spontaniczną atomu i potencjalną możliwość jej ograniczenia w przestrzeni za pomocą struktury periodycznej.

W podsumowaniu autor stwierdza „*We see that spontaneous emission of an atom located in a periodic structure has a number of unique features*”. Do najciekawszych właściwości kryształów fonicznych możemy zaliczyć przede wszystkim foniczne pasmo wzbronione (ang. „*photonic band gap*”, PBG) [2] oraz zjawisko tzw. powolnego światła (ang. „*slow light*”) [9]. Właściwości te zostały szczegółowo opisane w następnych rozdziałach. Pojęcie fonicznego pasma wzbronionego zostało po raz pierwszy użyte przez Yablonovitcha w roku 1987 [10]. Autor teoretycznie analizował możliwość kontrolowania wiązki światła za pomocą trójwymiarowego kryształu fonicznego. Praktyczna realizacja tego kryształu została zaprezentowana przez Yablonovitcha w roku 1991 [11]. Kryształ ten nosi miano Yablonowit (ang. „*Yablonovite*”) i zaprojektowany został do pracy w zakresie mikrofal. Powstał w wyniku nawiercenia pod odpowiednimi kątami otworów w materiale dielektrycznym. Od 1991 roku, liczba publikacji odnośnie kryształów fonicznych rośnie w postępie wykładniczym, jednak większość z nich to prace teoretyczne, ze względu na brak technologicznych możliwości ich wytwarzania. Kolejną publikacją, która stanowi kamień milowy w zakresie kryształów fonicznych jest praca Kraussa i inni z 1996 roku [12]. W strukturze planarnej autorzy wytworzyli 2D kryształ foniczny o średnicy otworów na poziomie 100 nm za pomocą elektronolitografii i reaktywnego trawienia jonowego. Wytworzona nanostruktura charakteryzowała się fonicznym pasmem wzbronionym w pobliżu 850 nm. Celem badań było opracowanie technologii kryształów fonicznych, która mogłaby być wykorzystana do tworzenia przyszłych aplikacji.

Teoretyczne rozważania na temat możliwości spowolnienia wiązki światła prowadzone były już w XIX wieku, głównie przez Lorentza [13]. Autor w swojej pracy, w której sformułował podstawy klasycznej teorii dyspersji fal elektromagnetycznych, analizował zjawisko propagacji wiązki światła w materiałach charakteryzujących się obniżeniem grupowej prędkości światła. Dla zakresu mikrofalowego, analiza zjawiska „*slow light*” prowadzona była od lat 40 ubiegłego wieku [14]. Po roku 1996, w którym udało się wytworzyć pierwszy 2D kryształ foniczny na zakres 850 nm, prace badawcze skupiały się przede wszystkim na analizie fonicznego pasma wzbronionego kryształu. Podjęto próby teoretycznej analizy i wytwarzania tak zwanych defektowych kryształów fonicznych, w których wprowadzano modyfikację w układzie komórek elementarnych. W roku 2001, ukazał się przełomowy artykuł [15], w którym M. Notomi i inni eksperymentalnie potwierdzili występowanie zjawiska „*slow light*” w defektowej strukturze kryształu fonicznego. Defekt został utworzony przez usunięcie rzędu otworów wzdłuż kierunku propagacji wiązki światła - autorzy otrzymali różne wartości grupowego współczynnika

załamania w zależności od szerokości tego defektu. Dla odpowiednio zaprojektowanej struktury uzyskano 100-krotne zmniejszenie prędkości wiązki światła w porównaniu do propagacji w wolnej przestrzeni. Praca ta stanowiła punkt wyjściowy dla dalszych badań, w których podjęto próby optymalizacji struktury kryształu fonicznego pod kątem uzyskiwania jak największych wartości grupowego współczynnika załamania. Możliwości praktycznego zastosowania tego zjawiska obejmują m. in. przełączniki fazy, kontrolowaną linię opóźniającą i wzmacniacze optyczne. Zjawisko „slow light” może również znaleźć zastosowanie w komunikacji kwantowej oraz przy projektowaniu innowacyjnych rozwiązań urządzeń akusto-optycznych. Wymienione przykłady zastosowań, oraz inne, można znaleźć w pracach [16]–[20].

Do najbardziej znanych i najczęściej wykorzystywanych metod wytwarzania kryształów fonicznych można zaliczyć: elektronolitografię [21]–[23] w połączeniu z reaktywnym trawieniem jonowym [24], litografię interferencyjną [25], oraz trawienie wiązką jonową [26]. Kryształy foniczne wytwarzane są najczęściej w takich heterostrukturach jak:  $Si/SiO_2/Si$  [27]–[29]  $GaAs/AlGaAs/GaAs$  [30] oraz  $InP/InGaAsP/InP$  [31]. Grubości warstw aktywnych wynikają z zakładanej propagacji jednomodowej wiązki światła i zawierają się w granicach 200 – 300 nm. Pomimo, iż zwykle zakłada się, że kryształy foniczne to periodyczne struktury wytwarzane w sposób sztuczny, to można je również spotkać w przyrodzie. Przykładem mogą być skrzydła motyla Blue Morpho (Rys. 2.2) występującego w centralnych regionach Ameryki Południowej, skorupa ślimaka morskiego Paua występującego w Nowej Zelandii, czy też kamień opal, który jest oficjalnym kamieniem szlachetnym Australii i najbardziej znanym naturalnym kryształem fonicznym.



Rys. 2.2 Przykład kryształu fonicznego występującego w przyrodzie – motyl Blue Morpho [32].

## 2.1 Równania Maxwella

Kryształy fotoniczne można analizować za pomocą równań Maxwella, które stanowią podstawę elektrodynamiki klasycznej. Opisują one właściwości i wzajemną zależność pola elektrycznego i magnetycznego. W postaci różniczkowej przyjmują następującą postać:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \quad (2.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}, t) \quad (2.2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J}(\vec{r}, t) + \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (2.4)$$

gdzie:  $\nabla \times$  – operator rotacji,  
 $\vec{B}$  – wektor indukcji magnetycznej [ $Wb/m^2$ ],  
 $\vec{D}$  – wektor indukcji elektrycznej [ $C/m^2$ ],  
 $\vec{E}$  – wektor natężenia pola elektrycznego [ $V/m$ ],  
 $\vec{H}$  – wektor natężenia pola magnetycznego [ $A/m$ ],  
 $\rho$  – gęstość ładunku elektrycznego [ $C/m^3$ ],  
 $\vec{J}$  – gęstość prądu elektrycznego [ $A/m^2$ ].

W poniższych rozważaniach przyjęto, iż ośrodek jest liniowy, bezstratny i stanowi izotropowy materiał o jednorodnej stałej elektrycznej. Zakładamy również brak prądów. Pod pojęciem ośrodka liniowego rozumiemy ośrodek, w którym równania materiałowe, wyszczególnione poniżej, nie zależą od wartości przyłożonych pól.

$$\vec{B} = \mu \cdot \vec{H} \quad (2.5)$$

$$\vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E} \quad (2.6)$$

$$\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E} \quad (2.7)$$

gdzie:  $\mu$  – przenikalność magnetyczna [ $H/m$ ],  
 $\varepsilon$  – przenikalność elektryczna [ $F/m$ ],  
 $\sigma$  – przewodność [ $S/m$ ].

Poprzez ośrodek izotropowy rozumiemy ośrodek, w którym parametry materiałowe  $\mu$ ,  $\varepsilon$ ,  $\sigma$  są wielkościami skalarnymi. Pojęcie ośrodka bezstratnego oznacza, że w dalszych rozważaniach wykorzystamy wyłącznie rzeczywistą część stałej elektrycznej.

Zakładamy również, iż ośrodek jest niemagnetyczny:

$$\mu(\vec{r}) = \mu_0 \quad (2.8)$$

gdzie:  $\mu_0$  – przenikalność magnetyczna w próżni.



Jeżeli założymy, że pola elektryczne i magnetyczne są polami harmonicznymi, które zmieniają się w czasie, to wówczas możemy je zapisać jako:

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r})e^{i\omega t} \quad (2.9)$$

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{i\omega t} \quad (2.10)$$

gdzie:  $\omega$  – częstość kołowa (pulsacja) [rad/s].

Stosując powyższe założenia, równania Maxwella mogą zostać zapisane jako:

$$\nabla \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (2.11)$$

$$\nabla \vec{D}(\vec{r}) = 0 \quad (2.12)$$

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}) + \frac{i\omega}{c} \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (2.13)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}) - \frac{i\omega}{c} \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (2.14)$$

Z równań (2.13 – 2.14) otrzymujemy tzw. równanie modowe dla propagacji w ośrodku dielektrycznym:

$$\nabla \times \left[ \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}) \right] = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) \quad (2.15)$$

gdzie:  $c$  – prędkość światła w próżni [km/s].

Równanie 2.15 opisuje propagację składowej magnetycznej pola w ośrodku składającym się z materiałów o różnych wartościach stałych dielektrycznych  $\varepsilon$ . Przeprowadzając analogiczne rozważania może zostać wyznaczona propagacja składowej elektrycznej pola:

$$\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times [\nabla \times \vec{E}(\vec{r})] = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{r}) \quad (2.16)$$

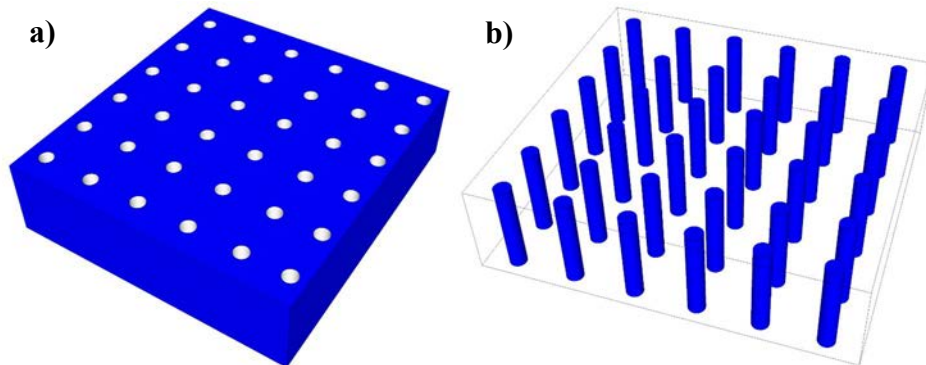
Powyższe rozważania zostały przeprowadzone na podstawie [33].

## 2.2 Geometria

Dwuwymiarowe kryształy fotoniczne, będące w centrum zainteresowania autora niniejszej rozprawy, mogą zostać wytworzone jako:

- otwory (najczęściej powietrze) stanowiące materiał o małej wartości współczynnika załamania w materiale o większej wartości współczynnika załamania (najczęściej krzem, arsenek galu, fosforek indu) (Rys. 2.3a) [2],

- słupki (najczęściej krzem, arsenek galu, fosforek indu) stanowiące materiał o dużej wartości współczynnika załamania w materiale o mniejszej wartości współczynnika załamania (najczęściej powietrze) (Rys. 2.3b) [2].



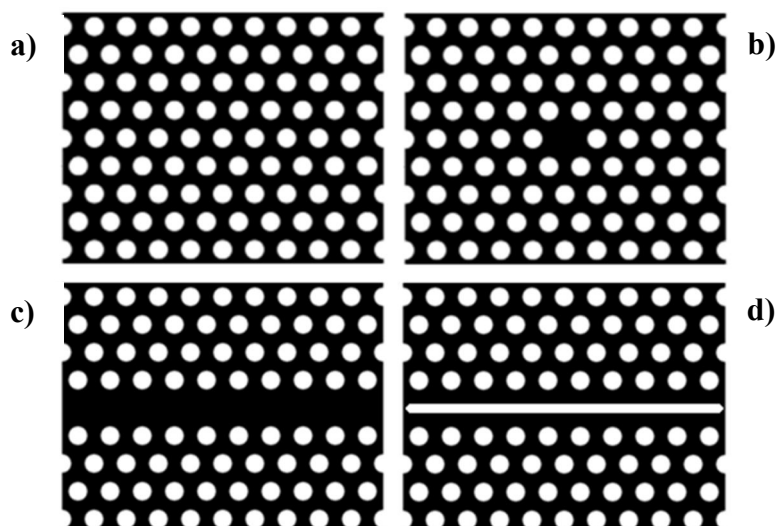
**Rys. 2.3** Realizacje wytwarzania dwuwymiarowych kryształów fonicznych: a) otwory stanowiące materiał o małej wartości współczynnika załamania w materiale o większej wartości współczynnika załamania, b) słupki stanowiące materiał o dużej wartości współczynnika załamania w materiale o mniejszej wartości współczynnika załamania.

W literaturze przedmiotu znacznie częściej analizowana jest pierwsza konfiguracja kryształów fonicznych, która została również wykorzystana przez autora badań.

Niezależnie od wybranej geometrii kryształu fonicznego, otwory lub słupki muszą zostać „ulokowane” w odpowiedni sposób. Stwierdzenie „odpowiedni sposób obejmuje, w przypadku 2D kryształu fonicznego, kwadratową lub trójkątną konfigurację [2], która powiązana jest bezpośrednio z pierwszą strefą Brillouina (ang. „*first Brillouin zone*”, 1BZ) [2], [34]. W literaturze trójkątna konfiguracja również określana jest mianem heksagonalnej. Szczegółowe informacje na temat pierwszej oraz zredukowanej strefy Brillouina (ang. „*irreducible Brillouin zone*”) [2], [34] znajdują się w następujących rozdziałach.

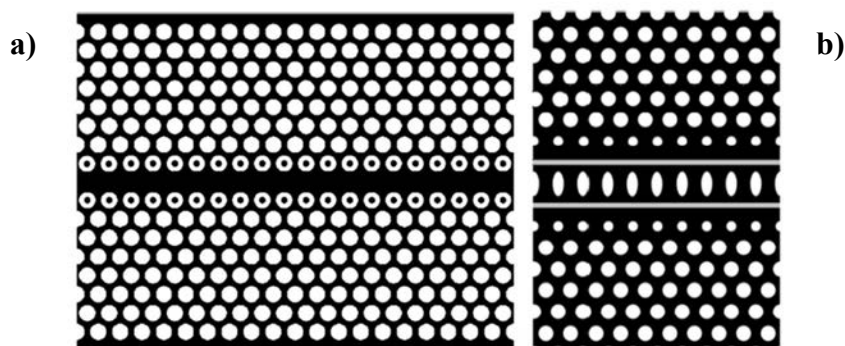
Struktury kryształów fonicznych mogą być bezdefektowe (Rys. 2.4a) oraz defektowe. Najczęściej analizowanymi są defekty:

- punktowe, usunięcie pojedynczego elementu struktury kryształu fonicznego, przykładowo otworu (Rys. 2.4b),
- liniowe, usunięcie całej linii elementów struktury kryształu fonicznego, przykładowo otworów (Rys. 2.4c),
- liniowe oraz dodatkowa ingerencja w defekt, usunięcie całej linii elementów struktury kryształu fonicznego, przykładowo otworów oraz wytworzenie np. kanału powietrznego w liniowym defekcie (Rys. 2.4d).



Rys. 2.4 Przykłady realizacji dwuwymiarowych kryształów fonicznych: a) struktura bezdefektowa; struktura o defekcie: b) punktowym, c) liniowym powstałym przez usunięcie rzędu otworów, d) liniowym powstałym przez usunięcie rzędu otworów oraz wprowadzenie kanału powietrznego.

W literaturze przedmiotu analizowane są również struktury o innych defektach (Rys. 2.5) [35]–[36]. Celem tych analiz jest poszukiwanie nowych właściwości kryształów fonicznych.

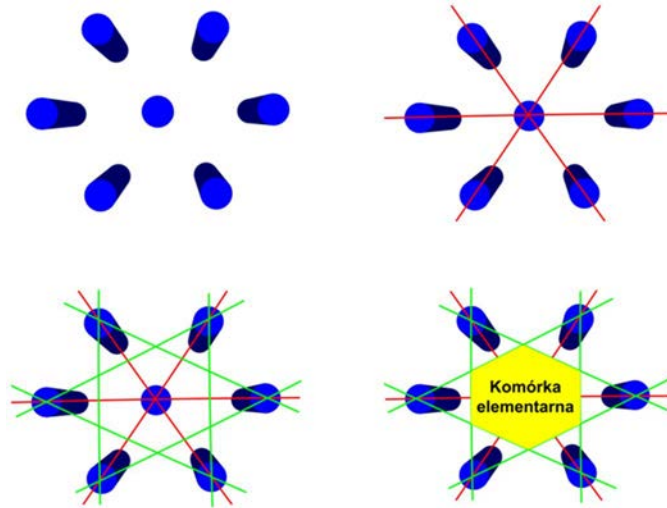


Rys. 2.5 Przykłady analizowanych w literaturze defektowych struktur dwuwymiarowych kryształów fonicznych: a) [35], b) [36].

W celu zaobserwowania interesujących właściwości kryształów fonicznych wymagane jest odpowiednie zaprojektowanie geometrii kryształu fonicznego. W związku z tym, w następnych rozdziałach zostaną przeprowadzone rozważania odnośnie geometrycznych aspektów projektowania 2D kryształów fonicznych.

### 2.2.1 Komórka elementarna i wektory bazowe

Analizowany kryształ foniczny z założenia stanowi nieskończoną strukturę periodyczną, w związku z tym, posiadając informację na temat komórki elementarnej jesteśmy w stanie zdefiniować całą strukturę [2], [34]. Konfiguracja komórki elementarnej określa sieć kryształu fonicznego. Sposób jej wyznaczenia, na przykładzie trójkątnej konfiguracji sieci otworów 2D kryształu fonicznego został zaprezentowany na rysunku (Rys. 2.6).



Rys. 2.6 Sposób wyznaczenia komórki elementarnej na przykładzie trójkątnej konfiguracji sieci otworów dwuwymiarowego kryształu fotonicznego [2].

Wektory bazowe są wykorzystywane w celu pełnego opisu komórki elementarnej. Kryształ fotoniczny możemy rozpatrywać jako krystaliczną sieć Bravaisa [37], która składa się z punktów stanowiących węzły sieci i która jest niezmienna ze względu na transformację translacyjną o wektor:

$$\vec{R} = l\vec{a}_1 + m\vec{a}_2 + n\vec{a}_3 \quad (2.17)$$

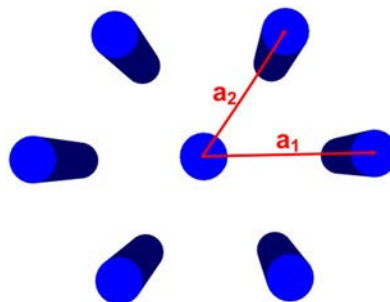
gdzie:  $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$  – wektory bazowe,  
 $l, m, n$  – liczby całkowite.

Wybór wektorów bazowych nie jest jednoznaczny. Jedyny wymóg stanowi fakt, aby kombinacja liniowa wektorów bazowych (2.17) odtwarzała wszystkie węzły sieci Bravaisa. Powyższe 2.17 dotyczy 3D kryształów fotonicznych. 1D oraz 2D kryształy fotoniczne wymagają zdefiniowania, odpowiednio, 1 oraz 2 wektorów bazowych.

Dla dwuwymiarowego kryształu fotonicznego o trójkątnej konfiguracji sieci otworów wektory bazowe zdefiniowane są jako (Rys. 2.7):

$$\vec{a}_1 = a\vec{x} \quad (2.18)$$

$$\vec{a}_2 = a\left(\frac{1}{2}\vec{x} + \frac{\sqrt{3}}{2}\vec{y}\right) \quad (2.19)$$



Rys. 2.7 Wektory bazowe dwuwymiarowego kryształu fotonicznego o trójkątnej konfiguracji sieci otworów.

## 2.2.2 Wektory sieci odwrotnej i strefa Brillouina

Kryształ fotoniczny stanowi strukturę, której zmiany przenikalności elektrycznej można wyrazić poprzez wektor translacyjny  $\vec{R}$  opisany równaniem 2.17:

$$\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r} + \vec{R}) \quad (2.20)$$

Przeprowadzając rozważania bazujące na mechanice kwantowej [38], przenikalność elektryczna może zostać wyrażona za pomocą funkcji wektora falowego  $g(\vec{k})$  poprzez transformatę całkową:

$$\varepsilon(\vec{r}) = \int g(\vec{k}) e^{j\vec{k}\vec{r}} dk \quad (2.21)$$

Uwzględniając równania 2.20 i 2.21 otrzymujemy:

$$\varepsilon(\vec{r} + \vec{R}) = \int g(\vec{k}) e^{j\vec{k}\vec{r}} e^{j\vec{k}\vec{R}} dk = \varepsilon(\vec{r}) = \int g(\vec{k}) e^{j\vec{k}\vec{r}} dk \quad (2.22)$$

Powyższy warunek jest spełniony gdy  $g(\vec{k}) = 0$  z wyjątkiem przypadku gdy wartości  $\vec{k}$  dla dowolnego wektora translacyjnego  $\vec{R}$  będą spełniały warunek:

$$e^{j\vec{k}\vec{R}} = 1 \quad (2.23)$$

Wektory spełniające powyższy warunek nazywane są wektorami sieci odwrotnej i w literaturze oznaczane są jako wektory  $\vec{G}$  [34], [39]. Wektor ten można uzupełnić o wektor translacyjny:

$$\vec{G} \cdot \vec{R} = 2\pi p \quad (2.24)$$

gdzie:  $p$  – liczba całkowita.

oraz wyrazić za pomocą wektorów bazowych (analogicznie jak w przypadku wektora translacyjnego  $\vec{R}$ ):

$$\vec{G} = l\vec{b}_1 + m\vec{b}_2 + n\vec{b}_3 \quad (2.25)$$

Podstawiając równanie 2.25 i 2.17 do równania 2.20 otrzymujemy:

$$\vec{G} \cdot \vec{R} = (l\vec{a}_1 + m\vec{a}_2 + n\vec{a}_3) \cdot (l'\vec{b}_1 + m'\vec{b}_2 + n'\vec{b}_3) = 2\pi p \quad (2.26)$$

Rozwiązaniem powyższego równania są wektory bazowe sieci odwrotnej, które definiują pierwszą strefę Brillouina:

$$\vec{b}_1 = 2\pi \frac{\vec{a}_2 \times \vec{a}_3}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 \times \vec{a}_3} \quad (2.27)$$

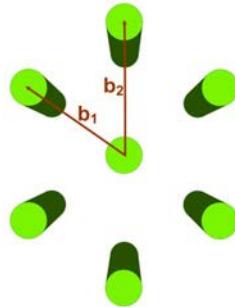
$$\vec{b}_2 = 2\pi \frac{\vec{a}_3 \times \vec{a}_1}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 \times \vec{a}_3} \quad (2.28)$$

$$\vec{b}_3 = 2\pi \frac{\vec{a}_1 \times \vec{a}_2}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 \times \vec{a}_3} \quad (2.29)$$

Dla dwuwymiarowego kryształu fonicznego o trójkątnej konfiguracji sieci otworów wektory bazowe sieci odwrotnej zdefiniowane są jako (Rys. 2.8):

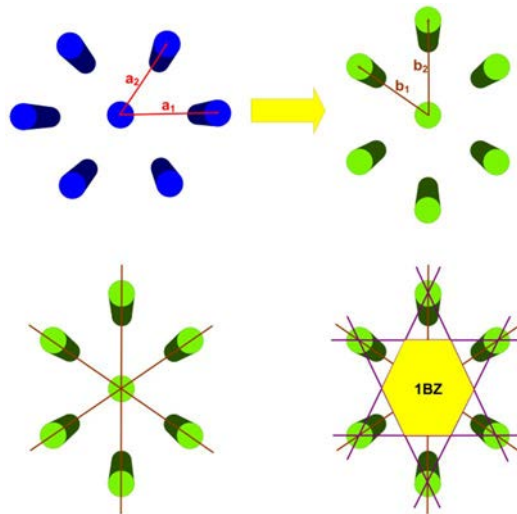
$$\vec{b}_1 = \frac{2\pi}{a} \left( \vec{x} - \frac{1}{\sqrt{3}} \vec{y} \right) \quad (2.30)$$

$$\vec{b}_2 = \frac{2\pi}{a} \frac{2}{\sqrt{3}} \vec{y} \quad (2.31)$$



Rys. 2.8 Wektory bazowe sieci odwrotnej dwuwymiarowego kryształu fonicznego o trójkątnej konfiguracji sieci otworów.

Obszar pierwszej strefy Brillouina, którego sposób wyznaczania został zaprezentowany na rysunku (Rys. 2.9), może zostać zredukowany do tzw. nieredukowalnej części [2], [34] uwzględniając wszystkie osie symetrii *IBZ*. Wyznaczenie nieredukowalnej strefy Brillouina jest istotne z punktu widzenia analiz numerycznych ponieważ pozwala na ograniczenie zakresu analizowanych kierunków wektora falowego.



Rys. 2.9 Sposób wyznaczania pierwszej strefy Brillouina dwuwymiarowego kryształu fonicznego o trójkątnej konfiguracji sieci otworów.

## 2.3 Właściwości

Kryształy foniczne wykazują wiele interesujących właściwości, które w ostatnich latach są intensywnie analizowane w ośrodkach naukowych w świecie. Charakteryzują się one występowaniem przede wszystkim zjawisk: fonicznego pasma wzbronionego [2], „*slow light*” [9], supersoczewki [40], czy też ujemnego współczynnika załamania [41]. W niniejszym rozdziale zostaną przeprowadzone rozważania odnośnie fonicznego diagramu pasmowego oraz zjawiska „*slow light*” jako zagadnień interesujących z punktu widzenia prowadzonych przez autora badań naukowych.

### 2.3.1 Foniczny diagram pasmowy

Rozwiązania zaprezentowane poniżej zostały przeprowadzone dla jednowymiarowego kryształu fonicznego, który składa się naprzemiennie z materiałów  $m_1$  i  $m_2$  o małej i dużej wartości współczynnika załamania. Grubości tych materiałów wynoszą  $d_1$  oraz  $d_2$  i charakteryzują się wartościami przenikalności elektrycznej równej  $\varepsilon_1$  oraz  $\varepsilon_2$ . Wartość stałej sieciowej (periodu) struktury wynosi  $a = d_1 + d_2$ . Zakładamy, iż wiązka światła propaguje się w strukturze w kierunku  $z$ . W związku z tym, składowe pola  $\vec{E}(z)$  i  $\vec{H}(z)$  są prostopadłe względem siebie i względem wektora  $\vec{k}$ . Zgodnie z teorią Blocha [42] odnośnie ciała stałego równanie falowe możemy zapisać jako:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \vec{E}(\vec{z}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \varepsilon(\vec{z}) \vec{E}(\vec{z}, t) = 0 \quad (2.32)$$

gdzie:  $\varepsilon(\vec{z}) = \varepsilon_1$  – gdy fala propaguje się w materiale  $m_1$ ,  
 $\varepsilon(\vec{z}) = \varepsilon_2$  – gdy fala propaguje się w materiale  $m_2$ .

Funkcję  $\varepsilon(\vec{z})$ , która jest periodyczna, możemy w przedziale  $\pm\infty$  rozwinąć w szereg Fouriera:

$$\varepsilon(\vec{z}) = \sum_{s=-\infty}^{\infty} \varepsilon_s e^{i\frac{2\pi s}{a}z} \quad (2.33)$$

gdzie:  $\frac{2\pi s}{a}$  – jest odwrotną stałą sieciowej dla  $s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ,  
 $\varepsilon_s = \frac{1}{a} \int_0^a \varepsilon(\vec{z}) e^{-i\frac{2\pi s}{a}z} dz$ .

Dla odwrotnej wartości stałej sieciowej przy  $s = 0$ :

$$\varepsilon_s = \varepsilon_1 \frac{d_1}{a} + \varepsilon_2 \frac{d_2}{a} \quad (2.34)$$

Z kolei, dla  $s \neq 0$ :

$$\varepsilon_s = \frac{1}{2\pi s} (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) e^{-i\frac{2\pi s}{a}d_1 - 1} \quad (2.35)$$

Zakładając, że  $\vec{E}$  jest polem harmonicznym:

$$\vec{E}(\vec{z}, t) = \vec{E}(\vec{z})e^{i\omega t} \quad (2.36)$$

Poszukujemy rozwiązania funkcji falowej w postaci funkcji Blocha:

$$\vec{E}(\vec{z}) = \sum_{s=-\infty}^{\infty} w_s e^{i\left(\frac{2\pi s}{a} + k\right)\vec{z}} \quad (2.37)$$

W tym celu, podstawiając równania 2.33 oraz 2.37 do równania falowego 2.32 otrzymujemy układ równań liniowych sprzężonych poprzez współczynniki  $w_s$ :

$$\left(\frac{2\pi s}{a} + k\right)^2 w_s - \sum_{s'=-\infty}^{\infty} \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{s-s'} w_{s'} = 0 \quad (2.38)$$

gdzie:  $s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Elementy diagonalne tego układu równań to:

$$\dots, \left(k - \frac{2\pi}{a}\right)^2, k^2, \left(\frac{2\pi}{a} + k\right)^2, \dots \quad (2.39)$$

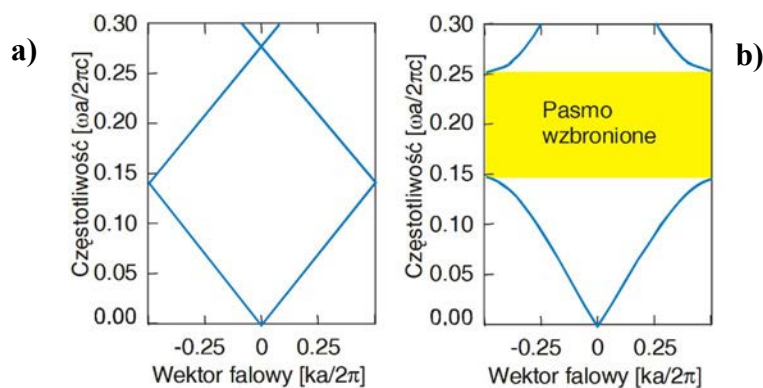
Rozwiązanie układu równań 2.38 będzie możliwe tylko i wyłącznie wtedy, gdy wyznacznik będzie równy 0. Wówczas rozwiązanie spełnia funkcja:

$$\vec{E}(\vec{z} + a) = \vec{E}(\vec{z})e^{iak} \quad (2.40)$$

Rozwiązanie układu równań pozwala w konsekwencji na uzyskanie układu ciągłych funkcji:

$$k, \omega_1(k), \omega_2(k) \quad (2.41)$$

które stanowią krzywe dyspersyjne fotonicznego diagramu pasmowego jednowymiarowego kryształu fotonicznego (Rys. 2.10) [2].



Rys. 2.10 Fotoniczny diagram pasmowy jednowymiarowego kryształu fotonicznego o kontraście współczynnika załamania równym: a) 1, b) 13 [2].

Na powyższym rysunku można zaobserwować tzw. foniczne pasmo wzbronione, które definiuje zakres częstotliwości wiązki światła, który nie może propagować się przez strukturę



fotoniczną dla określonej wartości wektora falowego  $\vec{k}$ . Jeżeli stała sieciowa kryształu fotonicznego wynosi  $a$ , to odbicie od struktury definiuje warunek:

$$m\lambda = 2N_{eff}a \quad (2.42)$$

gdzie:  $\lambda$  – zastosowana długość fali,  
 $N_{eff}$  – efektywny współczynnik załamania struktury,  
 $m$  – liczba całkowita.

Wówczas, dla wartości wektora falowego:

$$\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda/N_{eff}} = 2\pi N_{eff} \frac{m}{2N_{eff}a} = m \frac{\pi}{a} \quad (2.43)$$

następuje całkowite odbicie wiązki światła od struktury.

Wyznaczanie fotonicznych diagramów pasmowych za pomocą metody rozwinięcia na fale płaskie zostało szczegółowo opisane w rozdziale 3.2.3.

### 2.3.2 Zjawisko „slow light”

Zjawisko „powolne światło”, czyli „*slow light*” jest jednym z najbardziej interesujących zjawisk dla zastosowań do celów czujnikowych. Można je zaobserwować w odpowiednio zaprojektowanych kryształach fotonicznych [43]. Charakteryzuje się zmniejszeniem prędkości grupowej wiązki światła propagującej się przez strukturę kryształu fotonicznego. Wykorzystanie zjawiska „*slow light*” pozwoli na miniaturyzację czujników w wyniku wydłużenia efektywnej długości drogi optycznej oddziaływania wiązki światła z ośrodkiem.

#### 2.3.2.1 Definicja

Wiązka światła może być rozpatrywana jako fala elektromagnetyczna lub jako cząsteczki ze względu na dualizm korpuskularno-falowy. W poniższych rozważaniach przyjęto, iż światło ma postać harmonicznej fali poprzecznej propagującej się wzdłuż osi  $x$ . Fala taka opisywana jest równaniem:

$$y(x, t) = A \sin(kx - \omega t) \quad (2.44)$$

gdzie:  $A$  – amplituda fali,  
 $k$  – liczba falowa,  
 $\omega$  – częstość kołowa.

Prędkość rozchodzenia się fali możemy wyrazić jako  $v = \lambda/T$ . Ponieważ  $k = 2\pi/\lambda$  oraz  $\omega = 2\pi/T$  to prędkość można opisać jako:

$$v = \omega/k \quad (2.45)$$

W celu wyznaczenia prędkość fali  $v$  należy analizować w jaki sposób, w funkcji czasu, zmienia się wybrana część fali, tzn. określona faza  $\phi = kx - \omega t$ . Dlatego też, prędkość ta określana jest mianem prędkości fazowej [9]. Dla wybranej fazy zagadnienie to sprowadza się do warunku  $\phi = const = 0$ . W konsekwencji  $kx - \omega t = 0 \Leftrightarrow x/t = \omega/k = v$ .

W ośrodkach niedispersyjnych, takich jak próżnia, prędkość fali jest prędkością fazową  $v_f$  ponieważ  $v = \omega/k = const$ . W ośrodkach dyspersyjnych prędkość fali zależna jest od częstotliwości. W celu analizy tego przypadku, zakładamy superpozycję dwóch fal o nieznacznie różniących się między sobą częstotliwościach i długościach fal:

$$y_1(x, t) = A \sin(kx - \omega t) \quad (2.46)$$

$$y_2(x, t) = A \sin[(k + dk)x - (\omega + d\omega)t] \quad (2.47)$$

Sumą dwóch fal zdefiniowanych w ten sposób jest fala:

$$y(x, t) = y_1(x, t) + y_2(x, t) = 2A \cos\left(\frac{dk \cdot x - d\omega \cdot t}{2}\right) \sin(kx - \omega t) \quad (2.48)$$

opisująca falę harmoniczną o częstości kołowej  $\omega$  oraz funkcję modulującą:

$$2A \cos \phi \quad (2.49)$$

gdzie:  $\phi = \left(\frac{dk \cdot x - d\omega \cdot t}{2}\right)$ .

Prędkość w tym przypadku, definiowaną jako prędkość ruchu obwiedni, wyznaczamy analizując jak w czasie przemieszcza się wybrany punkt obwiedni. Odpowiada to następującemu warunkowi:

$$dk \cdot x - d\omega \cdot t = const \quad (2.50)$$

Różniczkując powyższe równanie względem czasu otrzymujemy:

$$dk \cdot dx - d\omega \cdot dt = 0 \quad (2.51)$$

Ostatecznie:

$$\frac{d\omega}{dk} = \frac{dx}{dt} = v_g \quad (2.52)$$

Zdefiniowana prędkość jest prędkość grupową  $v_g$  [9], czyli prędkością przenoszenia energii i w ośrodkach dyspersyjnych jest inna niż prędkości poszczególnych składowych fali.

Między prędkością fazową  $v_f$  i grupową  $v_g$  można określić zależność. Podstawiając równanie 2.45 do wzoru 2.52 otrzymujemy:

$$v_g = \frac{d}{dk}(v_f k) = v_f + k \frac{dv_f}{dk} \quad (2.53)$$

Ponieważ:

$$\frac{dv_f}{dk} = \frac{dv_f}{d\lambda} \frac{d\lambda}{dk} = \frac{dv_f}{d\lambda} \left( \frac{\lambda^2}{2\pi} \right) \quad (2.54)$$

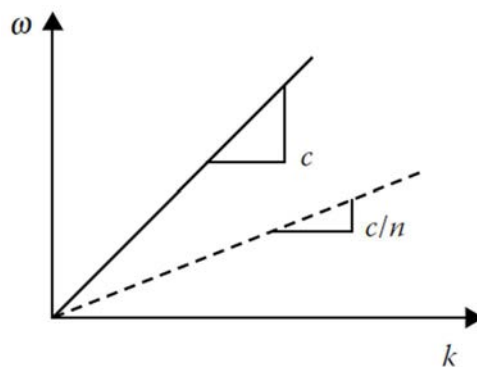
oraz  $k = 2\pi/\lambda$  to ostatecznie:

$$v_g = v_f - \lambda \frac{dv_f}{d\lambda} \quad (2.55)$$

Z powyższego równania wynika, iż prędkość grupowa różni się od prędkości fazowej dla ośrodków, w których prędkość fazowa zależy od długości fali.

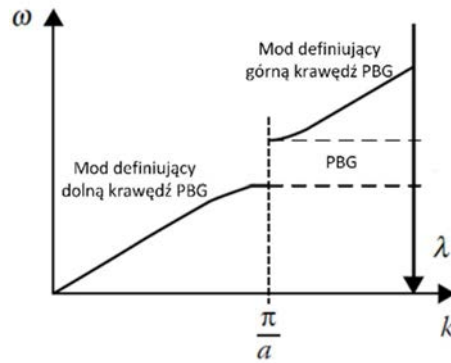
### 2.3.2.2 Praca w trybie „slow light”

W celu przybliżenia zagadnienia propagacji wiązki światła w trybie „slow light” należy przeanalizować krzywą dyspersyjną, która opisuje propagację wiązki w danym ośrodku. W przypadku propagacji wiązki światła w próżni oraz w materiale o współczynniku załamania  $n$ , krzywa ta ma postać zaprezentowaną na rysunku (Rys. 2.11).



Rys. 2.11 Krzywa dyspersyjna wiązki światła propagującej się w próżni (krzywa ciągła) oraz w materiale o współczynniku załamania  $n$  (krzywa przerywana) [2].

W przypadku zaprezentowanej krzywej dyspersyjnej, jej nachylenie jest odwrotnie proporcjonalne do współczynnika załamania. W przypadku materiałów periodycznych krzywa ta nie posiada już postaci prostej, posiada pewną nieciągłość. W konsekwencji uzyskujemy obszar definiujący zakres długości fal wiązki światła, które nie mogą propagować się przez strukturę (Rys. 2.12).



Rys. 2.12 Krzywa dyspersyjna wiązki światła propagującej się w kryształach fotonicznych [2].

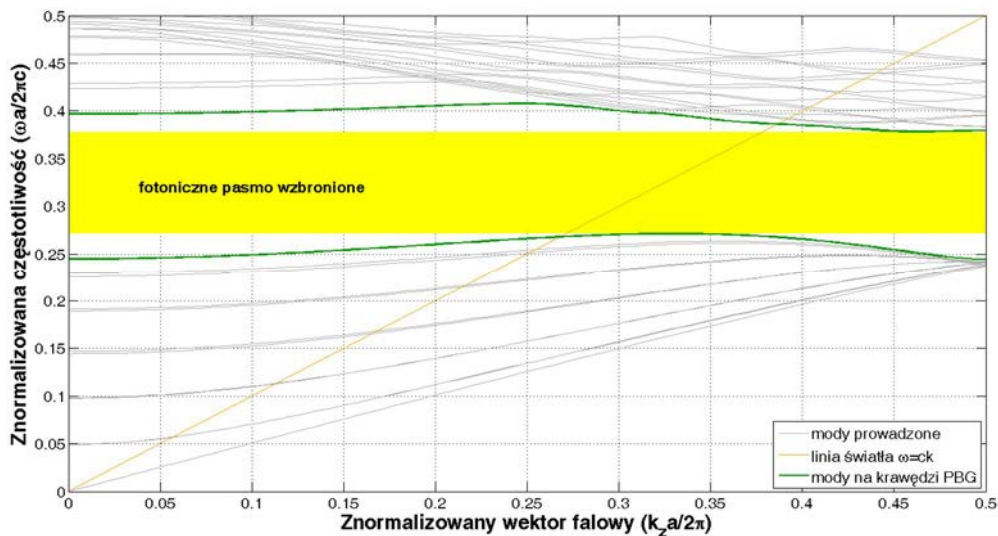
Na zaprezentowanym rysunku (Rys. 2.12), w pobliżu wartości  $k = \frac{\pi}{a}$ , nachylenie krzywej dyspersyjnej jest płaskie. W związku z tym, wartość prędkości grupowej jest równa zero. Zjawisko „*slow light*” odnosi się wówczas do wiązki światła, której prędkość grupowa jest wyższa niż zero, ale mniejsza niż prędkość fazowa. Obszar pracy w trybie „*slow light*” zdefiniowany jest pomiędzy dwoma obszarami, tzn. jest częścią obszaru, w który wiązka może się jeszcze propagować w strukturze, ale w pobliżu obszaru, w który wiązka ta będzie odbita.

Wiązka światła padająca na strukturę kryształu fotonicznego posiadająca wartość wektora falowego równą  $k = \frac{\pi}{a}$  jest od niej odbijana. Zmiana kierunku wiązki na skutek odbicia reprezentuje zmianę znaku przy wartości wektora falowego, tzn.  $k = \frac{\pi}{a}$  przekształca się w  $k = -\frac{\pi}{a}$ . Superpozycja dwóch fal, o równych wartościach, ale różnych kierunkach wektorów falowych generuje tzw. zjawisko fali stojącej. Fala ta charakteryzuje się oscylacjami, których obwiednia jest stała. W związku z tym, prędkość grupowa jest równa zero. Zjawisko to wyjaśnia aspekt zerowego nachylenia krzywej dyspersyjnej w pobliżu fotonicznego pasma wzbronionego. W przypadku nieznacznego przesunięcia punktu pracy, wartości wektorów falowych nie są już równe. Dlatego też, wynik superpozycji daje możliwość pracy w trybie „*slow light*”.

W zakresie opisanego punktu pracy istnieje praktyczna możliwość wykorzystania zjawiska „*slow light*”. Aczkolwiek, praca na krawędzi fotonicznego pasma wzbronionego jest nie efektywna. Wynika to przede wszystkim z faktu, iż krawędź ta definiuje tzw. punkt odcięcia, w którym mody propagujące się przekształcają się w mody zanikające. W związku z pewną niedoskonałością technologiczną wytworzenia struktury, może okazać się, iż zamiast modu propagującego się w trybie „*slow light*” otrzymujemy pracę w zakresie modu

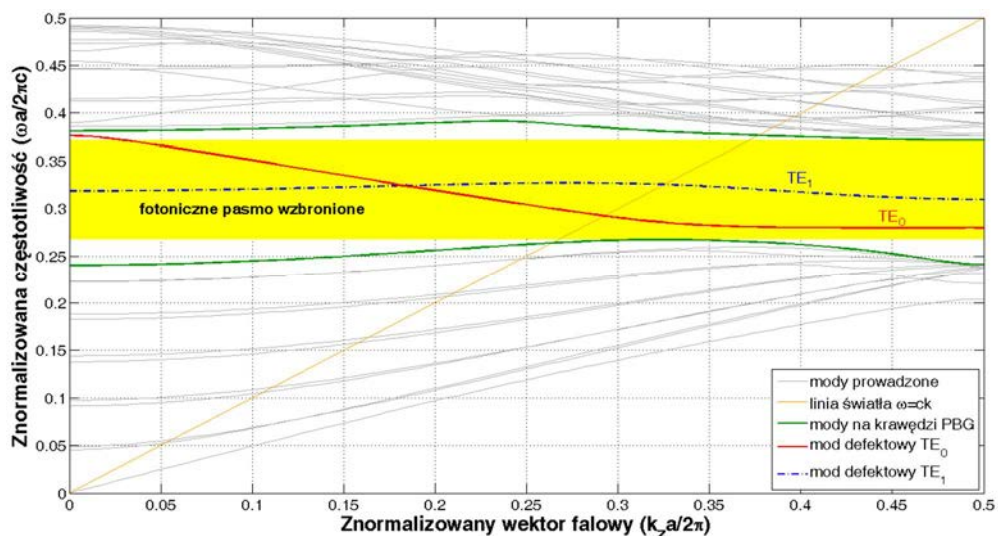
zanikającego. Dlatego też lepszym rozwiązaniem jest wykorzystanie zjawiska „*slow light*” w odpowiednio zaprojektowanych strukturach kryształów fonicznych [43].

W przypadku 2D bezdefektowych kryształów fonicznych, utworzonych przez otwory powietrzne o trójkątnej konfiguracji w materiale o większej wartości współczynnika załamania, zjawisko to nie może zostać zaobserwowane. W tak zdefiniowanej strukturze, występuje niezaburzone foniczne pasmo wzbronione (Rys. 2.13) [43].



Rys. 2.13 Foniczny diagram pasmowy bezdefektowej struktury dwuwymiarowego kryształu fonicznego o trójkątnej konfiguracji sieci otworów.

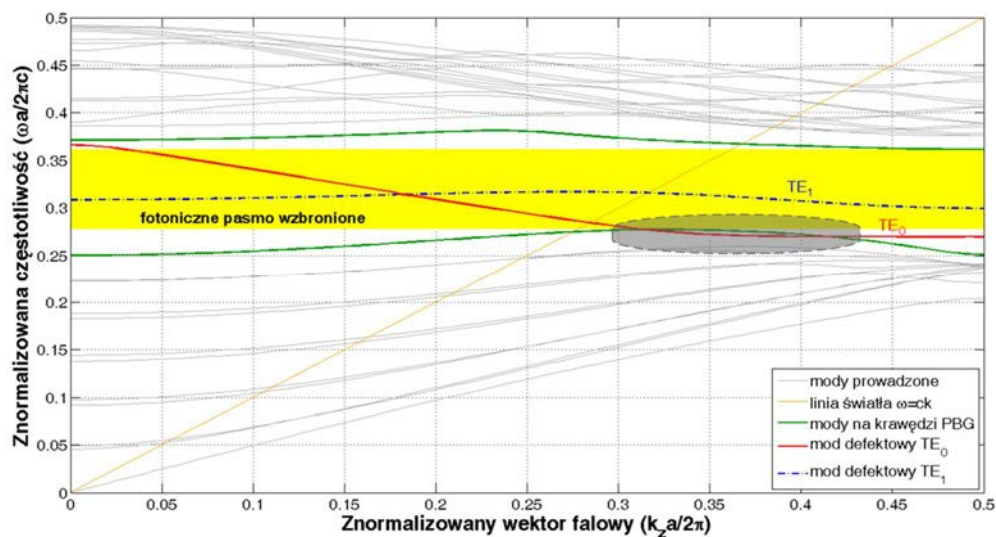
Jeżeli w strukturę zostanie wprowadzony defekt, wówczas następuje ingerencja w postać fonicznego pasma wzbronionego. I tak, w przypadku liniowego defektu, w paśmie tym pojawia się dodatkowy mod, tzw. mod defektowy parzysty  $TE_0$  oraz nieparzysty  $TE_1$  (Rys. 2.14) [43].



Rys. 2.14 Foniczny diagram pasmowy defektowej struktury dwuwymiarowego kryształu fonicznego o trójkątnej konfiguracji sieci otworów.

Mody zaznaczone kolorem zielonym definiują obszar fonicznego pasma wzbronionego. Szerokość tego pasma określa najwyższa oraz najniższa wartość częstotliwości odpowiednio modu na dolnej oraz górnej krawędzi fonicznego pasma wzbronionego. Kolorem żółtym zaznaczono tzw. linię światła spełniającą warunek  $\omega = c \cdot k$ . Powyżej linii światła, dla warunku  $\omega > c \cdot k$ , występuje stożek światła. Mody w tym zakresie stanowią rozwiązania prawa Snella. Mody poniżej linii światła propagują się w strukturze kryształu fonicznego i zanikają eksponentalnie w powietrzu.

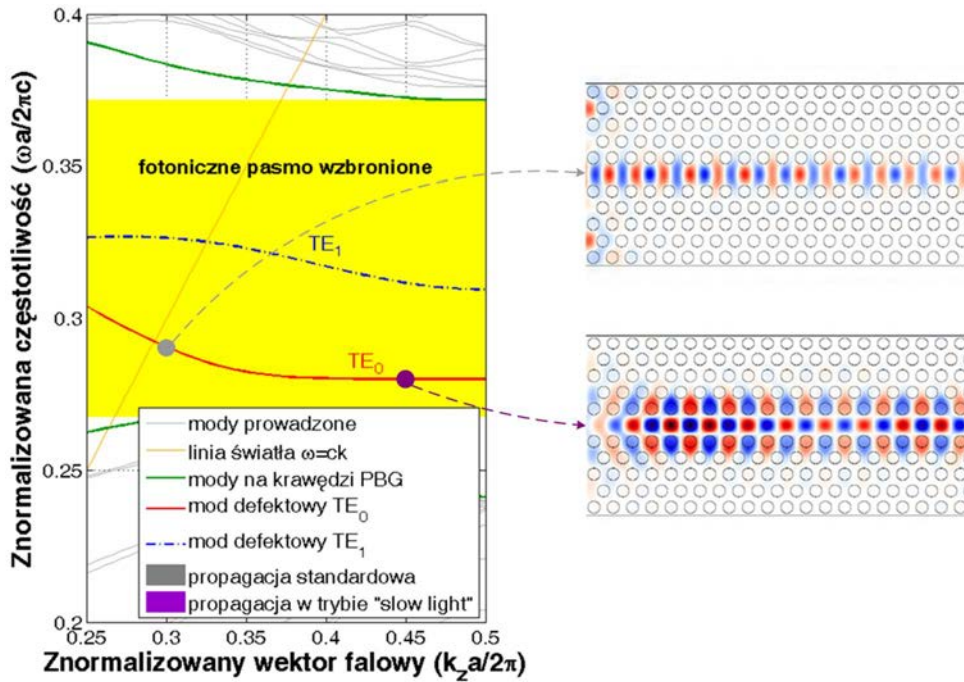
Praca w zakresie modu  $TE_0$  umożliwia potencjalne wykorzystanie zjawiska „*slow light*”. Postać modu defektowego jest silnie zależna od geometrycznej konfiguracji kryształu fonicznego, tzn. m.in. od szerokości liniowego defektu oraz średnicy otworów [44]. Analizując zmiany wartości tych parametrów można z jednej strony, zwiększyć wartość grupowego współczynnika, z drugiej strony doprowadzić do sytuacji, w której dana wartość częstotliwości będzie odpowiadać więcej niż jednej wartości wektora falowego (Rys. 2.15).



Rys. 2.15 Zjawisko przekrywania się modów w defektowej strukturze dwuwymiarowego kryształu fonicznego o trójkątnej konfiguracji sieci otworów.

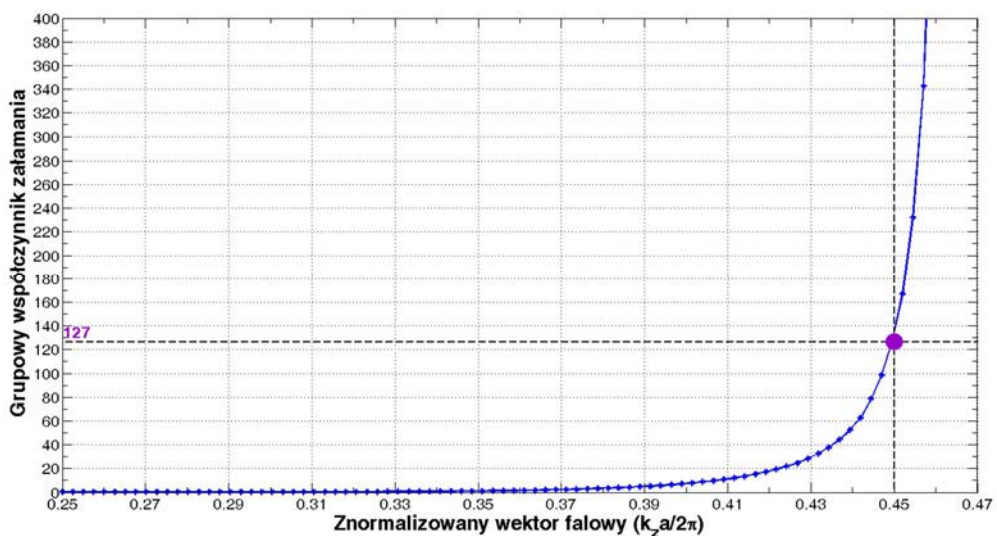
Wiązka światła propagująca się w kryształach fonicznych w trybie „*slow light*” wykazuje się rozszerzeniem propagacji pola elektromagnetycznego również na otwory sąsiadujące z liniowym defektem [43]. Ma to wpływ na wartość współczynnika przekrycia, który zdefiniowany został jako stosunek pola propagującego się w otworach do całkowitej wartości natężenia pola w strukturze. Na poniższej charakterystyce (Rys. 2.16) została przedstawiona koncepcja pracy w trybie „*slow light*”. Pracując w zakresie częstotliwości modu defektowego  $TE_0$  w pobliżu szarego punktu na fonicznym diagramie pasmowym pracujemy w trybie standardowej propagacji w strukturze kryształu fonicznego. Aby pracować w trybie „*slow light*” należy dokonać zmiany punktu pracy na częstotliwość w pobliżu fioletowego punktu.

Wówczas kryształ fotoniczny zachowuje się jak ośrodek silnie dyspersyjny, co wiąże się ze zmniejszeniem wartości prędkości grupowej.



Rys. 2.16 Propagacji wiązki w trybie standardowym (punkt koloru szarego) oraz w trybie „slow light” (punkt koloru fioletowego).

Przemieszczając punkt pracy w kierunku niższych częstotliwości modu defektowego, odpowiadających wyższym wartościom wektora falowego otrzymujemy wzrost grupowego współczynnika załamania (Rys. 2.17). Przykładowo, dla fioletowego punktu pracy (Rys. 2.16) uzyskano 127-krotne zmniejszenie prędkości grupowej wiązki światła propagującej się przez strukturę kryształu fotonicznego.



Rys. 2.17 Grupowy współczynnik załamania modu defektowego  $TE_0$  w funkcji znormalizowanego wektora falowego. Punkt pracy w trybie „slow light” oznaczono kolorem fioletowym.

## 2.4 Metody wytwarzania

Do najpopularniejszych metod wytwarzania 2D kryształów fonicznych zalicza się elektronolitografię (ang. „*electron beam lithography*”, *EBL*) [21]–[23] w połączeniu z reaktywnym trawieniem jonowym (ang. „*reactive ion etching*”, *RIE*) [24], litografię interferencyjną [25] oraz trawienie wiązką jonową [26]. W poniższym rozdziale opisana zostanie jedynie metoda *EBL* oraz *RIE* jako połączenie metod, które zostały wykorzystane do wytworzenia zaprojektowanego przez autora kryształu fonicznego.

Koncepcja metody wytwarzania nanometrowych wzorów za pomocą elektronolitografii jest została przedstawiona na Rys. 2.18.



Rys. 2.18 Koncepcja wytwarzania nanometrowych wzorów za pomocą elektronolitografii.

Na przygotowane podłoże nanoszony jest rezyst. W następnym etapie jest naświetlany, według przygotowanego wzoru i w konsekwencji chemicznie zmieniany pod wpływem skupionej wiązki elektronowej. Ostatecznie, w zależności od zastosowanego rezystu, usuwane są obszary naświetlone lub nienaświetlone, co odpowiada litografii negatywowej lub pozytywowej.

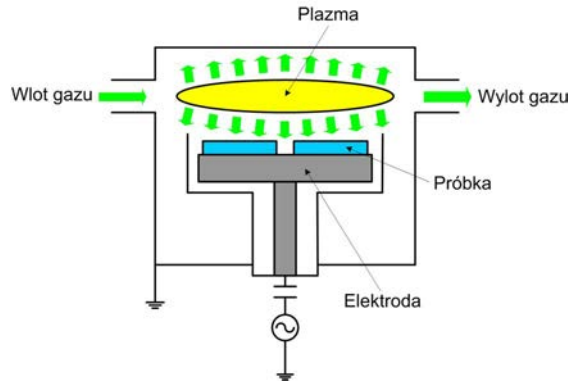
Metoda elektronolitografii jest metodą charakteryzującą się wysoką rozdzielczością, czułością oraz powtarzalnością [21]. Ostateczne parametry struktury są zależne od przygotowania podłoża, wykorzystywanego rezystu, wywoływacza oraz wydajności źródła. Parametry determinujące jakość wiązki elektronów to stabilność oraz wysoko wydajne źródło elektronów. W celu naświetlania nanometrowych wzorów wymagana jest duża dokładność pozycjonowania oraz minimalna średnica plamki. W komercyjnie dostępnych stanowiskach do elektronolitografii, średnica plamki jest na poziomie kilku nanometrów. Jednakże, minimalny rozmiar detalu, który możliwy jest do naświetlenia jest większy. Wynika to przede wszystkim z rozpraszania elektronów, co ostatecznie określa rozdzielczość urządzenia. Zjawisko rozpraszania wynika z faktu, iż w momencie gdy elektrony dostarczane są do rezystu rozpoczyna się chemiczny proces niskoenergetycznych kolizji elastycznych, które



powodują odchylenie elektronów. Rozpraszanie to wzrasta wraz ze wzrostem grubości rezystu.

Podczas naświetlania próbki za pomocą elektronolitografii, nieelastyczne kolizje elektronów z rezystem powodują w nim chemiczne zmiany. W przypadku rezystu pozytywowego, którym najczęściej jest długołańcuchowym polimer *PMMA* (polimetakrylan metylu), pod wpływem wiązki elektronów następuje rozerwanie łańcucha na mniejsze kawałki, które są łatwiej rozpuszczalne. W przypadku rezystu negatywowego, np. *HSQ* (oktahydrosilsekwioxsan), sytuacja jest odwrotna i w konsekwencji następuje konwersja na materiał słabo rozpuszczalny. W obu przypadkach istotne jest dozowanie elektronów, tzn. ich energia oraz czas naświetlania. W kolejnym etapie procesu, naświetlony wzór jest wywoływany w dedykowanym wywołyvaczu. Podczas procesu wywoływania, w zależności od zastosowanego rezystu, roztwór otacza modyfikowane obszary rezystu i formuje się żel. W konsekwencji kolejne porcje rezystu są separowane i rozpuszczane w wywołyvaczu. W zależności od rozmiarów naświetlonych detali należy dobrać czas wywoływania. Istnieją komercyjne wywoływacze, które potrafią szybko usunąć wybrane obszary, aczkolwiek jeżeli pożądana jest duża rozdzielczość nie jest zalecane stosowanie takich rozwiązań. W przypadku rezystu *PMMA* wykorzystuje się często jako wywoływacz roztwór 1:3 ketonu metylo-izobutyloвого i izopropanolu.

Naświetlony w rezyście wzór stanowi materiał wyjściowy do kolejnego procesu, którego celem jest przeniesienie tego wzoru do warstwy docelowej. Najczęstszą metodą, która stosowana jest po elektronolitografii jest metoda reaktywnego trawienia jonowego, która zalicza się do grupy suchych metod trawienia plazmowego [24]. W metodach suchego trawienia można wyróżnić dwa zasadnicze mechanizmy, fizyczny i chemiczny. Mechanizm fizyczny obejmuje wybijanie cząsteczek trawionego materiału przez wysokoenergetyczne jony. W przypadku mechanizmu chemicznego następuje reakcja wolnych rodników z materiałem trawionym, co skutkuje wytworzeniem lotnych produktów reakcji i odpompowaniem ich z reaktora. Oba te mechanizmy wykorzystywane są w reaktorze plazmowym (Rys. 2.19). Naświetlona próbka umieszczana jest na zasilanej elektrodzie, stanowiącej podłoże reaktora. Próbka posiada ujemny potencjał względem plazmy, o bezwzględnej wartości rzędu kilkuset woltów. W pobliżu powierzchni elektrody generowane jest silne pole elektryczne, które powoduje przyspieszenie jonów. Uzyskują one energię powyżej 50 eV. W takim procesie trawienia mechanizm fizyczny odgrywa większą rolę. Metoda reaktywnego trawienia jonowego pozwala na zachowanie kompromisu pomiędzy anizotropią oraz szybkością trawienia.



Rys. 2.19 Schemat reaktora plazmowego.

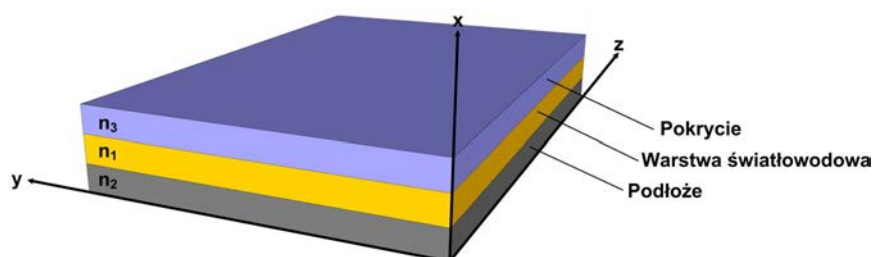
### 3 Metody i narzędzia do analiz numerycznych

#### 3.1 Metoda efektywnego współczynnika załamania

Ścisłe analizy numeryczne nanostruktur fonicznych powinny być przeprowadzane w trzech wymiarach. W przypadku analizy trójwymiarowej definiowane są wszystkie wymiary geometryczne, tzn. długość, szerokość oraz grubość struktury. Jednakże, rozwiązywanie w trzech wymiarach równań Maxwella w dziedzinie czasu (w przypadku oprogramowania *MEEP*) oraz rozwinięć fal płaskich (w przypadku oprogramowania *MPB*) jest czasochłonne oraz wymaga dużych mocy obliczeniowych. W związku z tym, analizy numeryczne można przeprowadzać w dwóch wymiarach definiując długość i szerokość materiału, a jego grubość wyrazić za pomocą metody efektywnego współczynnika załamania [45]–[47]. Metoda efektywnego współczynnika załamania bazuje na rozwiązaniach równania modowego światłowodu planarnego [48]–[50].

##### 3.1.1 Równanie modowe światłowodu planarnego

W poniższych rozważaniach zakładamy, iż światłowód planarny jest asymetryczny, tzn. że  $n_1 \neq n_2 \neq n_3$  oraz że światło propaguje się w kierunku  $z$  (Rys. 3.1). Dla uproszczenia zakładamy, że w kierunku  $y$  wymiar światłowodu jest nieograniczony i nie występują zmiany, tzn.  $\partial/\partial y = 0$ . Współczynnik załamania rdzenia światłowodu spełnia zależność  $n_1 > n_2, n_3$ , a jego grubość  $h_0$  zdefiniowano w zakresie  $-\frac{h_0}{2} < x < \frac{h_0}{2}$ .



Rys. 3.1 Niesymetryczny światłowód planarny utworzony przez materiały o różnych współczynnikach załamania spełniających zależność  $n_1 > n_2, n_3$ .

Dla modów *TE* światłowodu planarnego pole fali ograniczone jest tylko w kierunku *x* i:

$$H_y = E_x = E_z = 0 \quad (3.1)$$

Wówczas, równanie Helmholtza, opisujące rozchodzenie się fali:

$$\Delta \vec{E} + n^2(\omega)k_0^2 \vec{E} = 0 \quad (3.2)$$

(gdzie operator Laplacea we współrzędnych kartezjańskich  $\Delta = \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ ).

przyjmuje postać:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + h^2 E_y = 0 \quad (3.3)$$

$$h^2 = \gamma^2 + n^2 k_0^2, \quad \gamma = \alpha + i\beta \quad (3.4)$$

gdzie:  $\alpha$  – tłumienie,

$\beta$  – stała propagacji,  $\beta = k_0 n_1 \sin \theta$ ,  $\theta$  – kąt padania na granicę faz rdzeń-pokrycie.

Równania Helmholtza przyjmują postać:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + h_2^2 E_y = 0 \quad \text{dla podłoża} \quad 0 < x < \frac{h_0}{2} \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + h_1^2 E_y = 0 \quad \text{dla rdzenia} \quad -\frac{h_0}{2} < x < \frac{h_0}{2} \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + h_3^2 E_y = 0 \quad \text{dla pokrycia} \quad \frac{h_0}{2} > x < \infty \quad (3.7)$$

Równania 3.5 – 3.7, zakładając iż tłumienie  $\alpha = 0$  oraz wykorzystując zależności 3.4, przyjmują postać:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (\beta^2 - n_2^2 k_0^2) E_y = 0 \quad \text{dla podłoża} \quad 0 < x < \frac{h_0}{2} \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (n_1^2 k_0^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad \text{dla rdzenia} \quad -\frac{h_0}{2} < x < \frac{h_0}{2} \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - (\beta^2 - n_3^2 k_0^2) E_y = 0 \quad \text{dla pokrycia} \quad \frac{h_0}{2} > x < \infty \quad (3.10)$$

Rozwiązania powyższych równań to:

$$E_y(x) = de^{\xi x} \quad \text{dla podłoża} \quad 0 < x < \frac{h_0}{2} \quad (3.11)$$

$$E_y(x) = a \cos \kappa x + b \sin \kappa x \quad \text{dla rdzenia} \quad -\frac{h_0}{2} < x < \frac{h_0}{2} \quad (3.12)$$

$$E_y(x) = ce^{-\gamma x} \quad \text{dla pokrycia} \quad \frac{h_0}{2} > x < \infty \quad (3.13)$$

gdzie:

$$\xi^2 = \beta^2 - n_2^2 k_0^2 \quad (3.14)$$

$$\kappa^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (3.15)$$

$$\gamma^2 = \beta^2 - n_3^2 k_0^2 \quad (3.16)$$

Warunki brzegowe na granicach zdefiniowanego światłowodu planarnego:

$$\begin{cases} E_y^3 = E_y^1 \Big|_{x=\frac{h_0}{2}} \\ E_y^1 = E_y^2 \Big|_{x=-\frac{h_0}{2}} \end{cases} \quad (3.17)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial E_y^3}{\partial x} = \frac{\partial E_y^1}{\partial x} \Big|_{x=\frac{h_0}{2}} \\ \frac{\partial E_y^1}{\partial x} = \frac{\partial E_y^2}{\partial x} \Big|_{x=-\frac{h_0}{2}} \end{cases} \quad (3.18)$$

Podstawiając równania 3.11 – 3.13 do warunku:

$$\frac{\partial E_y^1}{\partial x} = \frac{\partial E_y^2}{\partial x} \Big|_{x=-\frac{h_0}{2}} \quad (3.19)$$

otrzymujemy równanie charakterystyczne:

$$\kappa x \sin(\kappa x) - \gamma x \cos(\kappa x) = \xi x \left[ \cos(\kappa x) - \frac{\gamma}{\kappa} \sin(\kappa x) \right] \quad (3.20)$$

Dzieląc powyższe równanie przez  $\kappa x \cos(\kappa x)$  otrzymujemy:

$$\tan(\kappa x) - \frac{\gamma}{\kappa} = \frac{\xi}{\kappa} - \frac{\xi \gamma}{\kappa^2} \tan(\kappa x) \quad (3.21)$$

Po przekształceniu powyższego równania:

$$\tan(\kappa x) = \frac{\xi + \gamma}{\kappa(1 - \xi\gamma/\kappa^2)} = \frac{\frac{1}{\kappa}(\xi + \gamma)}{\left(1 - \frac{\xi\gamma}{\kappa^2}\right)} = \frac{\frac{\xi}{\kappa} + \frac{\gamma}{\kappa}}{\left(1 - \frac{\xi\gamma}{\kappa\kappa}\right)} \quad (3.22)$$

Korzystając z tożsamości trygonometrycznej:

$$\arctan\left(\frac{u + v}{1 - uv}\right) = \arctan u + \arctan v \quad (3.23)$$

otrzymujemy:

$$L: \arctan[\tan(\kappa x)] = \kappa x \pm m\pi \quad (3.24)$$

$$P: \arctan\left[\frac{\frac{\xi}{\kappa} + \frac{\gamma}{\kappa}}{\left(1 - \frac{\xi\gamma}{\kappa\kappa}\right)}\right] = \arctan\left(\frac{\xi}{\kappa}\right) + \arctan\left(\frac{\gamma}{\kappa}\right) \quad (3.25)$$

Po przekształceniu:

$$\kappa x - \arctan\left(\frac{\xi}{\kappa}\right) - \arctan\left(\frac{\gamma}{\kappa}\right) = m\pi \quad (3.26)$$

Wykorzystując 3.14 – 3.16 oraz zależności  $N_{eff} = \beta/k_0$ ,  $k_0 = 2\pi/\lambda$  otrzymujemy:

$$\kappa x = 2\pi h/\lambda \sqrt{n_1^2 - N_{eff}^2} \quad (3.27)$$

$$\frac{\xi}{\kappa} = \sqrt{\frac{N_{eff}^2 - n_2^2}{n_1^2 - N_{eff}^2}} \quad (3.28)$$

$$\frac{\gamma}{\kappa} = \sqrt{\frac{N_{eff}^2 - n_3^2}{n_1^2 - N_{eff}^2}} \quad (3.29)$$

Podstawiając 3.27 – 3.29 do 3.26 otrzymujemy ostatecznie równanie modowe światłowodu planarnego:

$$\begin{aligned}
 (2\pi h/\lambda)\sqrt{(n_1^2 - N_{eff}^2)} &= \\
 &= m\pi + \tan^{-1} \left[ C_1 \sqrt{(N_{eff}^2 - n_3^2)/(n_1^2 - N_{eff}^2)} \right] \\
 &+ \tan^{-1} \left[ C_2 \sqrt{(N_{eff}^2 - n_2^2)/(n_1^2 - N_{eff}^2)} \right]
 \end{aligned} \tag{3.30}$$

gdzie:  $N_{eff}$  – efektywny współczynnik załamania warstwy światłowodowej,  
 $n_1, n_2, n_3$  – odpowiednio, współczynniki załamania warstwy światłowodowej, podłoża oraz pokrycia,  
 $\lambda$  – długość fali,  
 $h = x$  – grubość warstwy światłowodowej,  
 $m$  – rząd modu.

Powyższe rozważania zostały przeprowadzone dla modów  $TE$ . Dla takiej polaryzacji wiązki światła  $C_1 = C_2 = 1$ . W przypadku modów  $TM$  wartości tych współczynników wynoszą:  $C_1 = n_1^2/n_3^2$  oraz  $C_2 = n_1^2/n_2^2$  [50].

### 3.2 Oprogramowanie

Analizy numeryczne są istotnym etapem podczas projektowania aplikacji [51]–[53]. Każda dziedzina nauki, również optoelektronika, korzysta z własnych narzędzi modelowania komputerowego. Oprogramowanie może zostać podzielone na dwie grupy: pierwsza to zamknięte rozwiązania komercyjne, druga to narzędzia udostępniane na licencji wolnego i otwartego oprogramowania. W przypadku komercyjnych narzędzi uzyskujemy pełne wsparcie techniczne, ale grupa odbiorców – użytkowników jest węższa aniżeli w przypadku wolnego oprogramowania. Jest to istotne, w przypadku napotkania problemu podczas analiz numerycznych. Zazwyczaj, komercyjne wsparcie ogranicza się do pomocy w kwestiach technicznych. Jeżeli oczekujemy wsparcia naukowego w rozwiązaniu danego problemu, znacznie szybciej możemy je uzyskać w przypadku większego grona odbiorców oprogramowania otwartego. Analizy numeryczne pól elektromagnetycznych mogą być przeprowadzane w dziedzinie czasu lub częstotliwości. W dziedzinie czasu najbardziej popularna jest metoda różnic skończonych  $FDTD$  (ang. „*finite-difference time-domain*”) [54]–[58], używana jest również metoda macierzy linii transmisyjnych  $TLM$  (ang. „*transmission line matrix*”) [59]. W dziedzinie częstotliwości wykorzystywane są metody: elementów skończonych  $FEM$  (ang. „*finite element method*”) [60], różnic skończonych  $FDFD$  (ang. „*finite-difference frequency-domain*”) [61], momentów  $MoM$

(ang. „*method of moments*”) [62]. Wszystkie te metody posiadają swoje wady i zalety, różnią się pomiędzy sobą efektywnością oraz funkcjonalnością.

Analizy numeryczne nanostruktur fonicznych w ramach prowadzonych przez autora prac badawczych zostały przeprowadzone za pomocą programów *MEEP* (ang. „*MIT electromagnetic equation propagation*”) [63] oraz *MPB* (ang. „*MIT photonic-bands*”) [64]. Oprogramowanie *MEEP* bazuje na metodzie różnic skończonych w dziedzinie czasu, a oprogramowanie *MPB* na metodzie rozwinięcia na fale płaskie (ang. „*plane wave expansion*”, *PWE*) [65]–[67]. Metody te zostały opisane w kolejnych rozdziałach.

Oprogramowanie *MEEP* oraz *MPB* zostały wybrane przez autora ze względu na kilka aspektów. Przede wszystkim, wyniki uzyskiwane za ich pomocą są powszechnie akceptowane w środowisku naukowym [68]–[70]. Dodatkowo, tekstowy interfejs pozwala na lepszą kontrolę nad przygotowywanym skrypsem definiującym analizowaną nanostrukturę. Jest to oprogramowanie dedykowane do pracy pod systemem Linux i udostępniane na licencji *GNU* (ang. „*general public license*”), czyli licencji wolnego i otwartego oprogramowania. Z ww. powodów, *MEEP* oraz *MPB* mają dużo użytkowników, których pomoc udzielana na forach dyskusyjnych pomaga wyjaśniać wątpliwości i rozwiązywać problemy. Ponadto, format zapisu danych wyjściowych w *HDF* umożliwia numeryczną interpretację wyników oraz ich graficzną prezentację za pomocą programów, takich jak *Mayavi* czy *Vis5D*. Możliwość numerycznej interpretacji pól elektromagnetycznych jest istotna z punktu widzenia projektowanego czujnika gazu z elementem aktywnym w postaci dwuwymiarowego kryształu fonicznego. Jednym z analizowanych parametrów, podczas projektowania nanostruktury, był współczynnik przekrycia wiązki światła z atmosferą gazową. Do tego celu wymagane były dane odnośnie pola elektromagnetycznego propagującego się w otworach nanostruktury w stosunku do pola całkowitego.

Główną funkcją oprogramowania *MEEP* jest wyznaczanie charakterystyk transmisyjnych nanostruktur fonicznych [63]. Oprogramowanie *MPB* wykorzystuje się w celu wyznaczenia fonicznych diagramów pasmowych oraz wartości grupowego współczynnika załamania [64].

Językiem programowania w wybranych oprogramowaniach jest język *Scheme* z polską notacją (tzw. notacja Łukasiewicza) [71]. Wszystkie wartości parametrów znormalizowane są do wartości stałej sieciowej. Przykładowo, jeżeli wartość stałej sieciowej wynosi  $a = 1 \mu\text{m}$ , wówczas długość fali  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  definiowana jest jako  $a/\lambda = 1/1,55 = 0,6452$ .

Definicja nanostruktur fotonicznych odbywała się w sposób tekstowy z wykorzystaniem wbudowanych funkcji. W przypadku analiz dwuwymiarowych funkcje generowania kształtów geometrycznych obejmują prostokąt, okrąg i trójkąt.

Jeżeli analizowana nanostruktura jest symetryczna można zdefiniować osie symetrii. Ich implementacja redukuje czas symulacji oraz wymaganą moc obliczeniową. W przypadku zastosowania jednej symetrii w dwuwymiarowych analizach współczynnik redukcji wynosi 4, w przypadku trójwymiarowych wynosi 8.

W przypadku oprogramowania *MEEP*, jako źródło światła wykorzystywano punktowe źródło gaussa o różnej częstotliwości środkowej i różnych szerokościach w dziedzinie częstotliwości. Dodatkowe, definiowane w oprogramowaniu parametry źródła obejmują jego lokalizację, amplitudę oraz polaryzację. W przypadku propagacji wiązki światła w kierunku  $x$ , polaryzację *TE* (ang. „*transverse electric*”) należy zdefiniować jako składowe  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $H_z$  pola elektromagnetycznego, a polaryzację *TM* (ang. „*transverse magnetic*”) jako składowe  $E_z$ ,  $H_x$ ,  $H_y$ . Możliwe jest również wykorzystanie innych źródeł światła, np. źródła fali ciągłej, czy też nowego źródła zdefiniowanego przez użytkownika.

W przypadku oprogramowania *MPB*, istnieje możliwość zdefiniowania tylko i wyłącznie polaryzacji źródła *TE* lub *TM* (brak możliwości definiowania poszczególnych składowych pola). Źródło światła, które zlokalizowane jest zawsze w centralnym punkcie analizowanego układu generuje szerokopasmowy impuls.

Detektory, w przypadku oprogramowania *MEEP*, definiowane są podobnie jak źródła światła. Dodatkowe parametry to liczba, na którą dzielony jest analizowany zakres częstotliwości oraz kierunek detektora. W przypadku oprogramowania *MPB* nie istnieje pojęcie detektora, ponieważ analizujemy odpowiedź układu na pobudzenie impulsem. Możemy w związku z tym, zdefiniować kierunki zgodnie ze strefami Brillouina oraz ilość punktów pomiędzy krawędziami stref dla których analizy zostaną przeprowadzone.

Za pomocą oprogramowania *MPB* istnieje możliwość wyznaczenia wartości grupowego współczynnika załamania konkretnego modu z fotonicznego diagramu pasmowego.

Oprogramowanie *MEEP* oraz *MPB* uwzględniają standard *MPI* (ang. „*message passing interface*”), który pozwala na zrównoleglenie obliczeń. Możliwość ta w znacznym stopniu redukuje czas analiz numerycznych oraz wymaganą moc obliczeniową. W celu wykorzystania standardu *MPI*, oprogramowania zostały zainstalowane we Wrocławskim Centrum Sieciowo-Superkomputerowym (*WCSS*) [72] o mocy obliczeniowej równej 72,5 *TFlopów*.



### 3.2.1 Warunki brzegowe

W przypadku oprogramowania *MEEP* istotne jest ograniczenie obszaru, w którym przeprowadzane są analizy numeryczne. W znacznym stopniu redukuje to czas symulacji oraz wymaganą moc obliczeniową. Oprogramowanie bazuje na metodzie *FDTD*, która analizuje pole elektromagnetyczne w każdej komórce obliczeniowej. Oprogramowanie tego typu, wymaga stosowania warunków brzegowych eliminujących odbicia na granicy komórek "numerycznych". Rozwiązanie stanowią tzw. warstwy idealnie absorbujące pole elektromagnetyczne *PML* (ang. „*perfectly matched layer*”) [73]–[74]. Wykorzystanie warstw *PML* w metodzie *FDTD* pierwszy zaproponował Berenger w 1994 [75]. Warstwy te z założenia powinny otaczać analizowaną strukturę i całkowicie absorbować wiązkę światła docierającą do nich, niezależnie od częstotliwości oraz kierunku padania. Warstwa absorbująca stanowi materiał z dopasowaniem impedancji, przewodnictwa elektrycznego i magnetycznego. Jeżeli rozważamy falę padającą na granicę ośrodków nieabsorbującego i absorbującego o przewodności właściwej elektrycznej  $\sigma$  i magnetycznej  $\rho$  to współczynnik odbicia  $R$  zależny jest od impedancji ośrodków i wynosi:

$$R = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \quad (3.31)$$

gdzie:

$$Z_1 = \frac{\mu_1}{\varepsilon_1} \quad (3.32)$$

$$Z_2 = \frac{\mu_2 \left(1 + \frac{\rho}{j\omega\mu_2}\right)}{\varepsilon_2 \left(1 + \frac{\sigma}{j\omega\varepsilon_2}\right)} \quad (3.33)$$

gdzie:  $\mu_1, \mu_2$  – przenikalność magnetyczna, odpowiednio ośrodka nieabsorbującego i absorbującego,  
 $\varepsilon_1, \varepsilon_2$  – przenikalność elektryczna, odpowiednio ośrodka nieabsorbującego i absorbującego,  
 $j\omega$  – część urojona częstości kołowej.

Współczynnik odbicia  $R$  dla dopasowanych impedancji  $Z_1 = Z_2$  wynosi 0, czyli fala jest całkowicie absorbowana. Warunek dopasowania impedancji to:

$$\rho = \frac{\mu_1}{\varepsilon_1} \sigma \quad (3.34)$$

W układzie spełniającym ten warunek fala będzie zanikać wykładniczo w ośrodku absorbującym. Uzyskanie idealnego, numerycznego dopasowania impedancji jest nieosiągalne. Dlatego też, można zaobserwować odbicia o niewielkiej amplitudzie od warstwy absorbującej. Rozwiązanie tego problemu stanowią warstwy *UPML* (ang. „*uniaxial PML*”) [76], w których wykorzystywany jest również stratny dielektryk anizotropowy.

Modyfikacja profilu współczynnika absorpcji pozwala wówczas na całkowitą absorpcję wiązki światła.

Oprogramowanie *MPB* z założenia analizuje periodyczne struktury nieskończone w przestrzeni. Definicja tych struktur sprowadza się do określenia komórki elementarnej, która następnie jest powielana tworząc w ten sposób strukturę nieskończoną w przestrzeni. Stosuje się również periodyczne warunki brzegowe *PBC* (ang. „*periodic boundary conditions*”) [77], które kopiują (duplikują) pole elektromagnetyczne z jednej strony komórki obliczeniowej na drugą stronę. Opcjonalnie, pole mnożone jest przez zespolony współczynnik fazy:

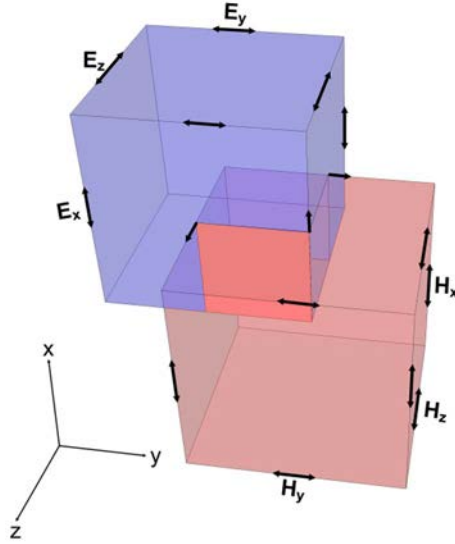
$$e^{ik_i\Lambda_i} \quad (3.35)$$

gdzie:  $k_i$  – stała propagacji w kierunku  $i$ ,  
 $\Lambda_i$  – długość komórki obliczeniowej w kierunku  $i$ .

### 3.2.2 Metoda różnic skończonych w dziedzinie czasu

Metoda różnic skończonych w dziedzinie czasu, zaimplementowana w oprogramowaniu *MEEP*, jest jedną z najczęściej wykorzystywanych metod analizy numerycznych pól elektromagnetycznych.

Po raz pierwszy możliwość dyskretyzacji równań Maxwella zaproponował Yee w 1966 roku [78]. Spostrzeżenie to zostało następnie rozwinięte przez Taflovea o kryteria stabilności dla przypadków jedno-, dwu- i trójwymiarowych [79]. W metodzie *FDTD* analizowana struktura dzielona jest na regularną siatkę obliczeniową w czasie i w przestrzeni, tzw. siatkę Yee [78]. Rozważając równania Maxwella można stwierdzić, iż zmiany wartości składowej  $\vec{E}$  w czasie są zależne od zmian wartości składowej  $\vec{H}$  w przestrzeni (tzw. rotacja). W związku z tym, Yee zaproponował algorytm skokowy (ang. „*leapfrog*”) [78], w której wartości  $\vec{E}$  i  $\vec{H}$  pola wyznaczone są naprzemiennie co połowę kroku czasowego (Rys. 3.2).



Rys. 3.2 Wizualizacja koncepcji zasady działania algorytmu skokowego.

Zaletą metody *FDTD* jest jej uniwersalność i prostota. Propagacja fali w ośrodku geometrycznym jest analizowana krok po kroku w przedziale czasowym poprzez lokalne sformułowanie procedury obliczeniowej. Ta lokalizacja pozwala na przeprowadzanie kolejnych analiz bez konieczności jednoczesnego rozwiązywania problemu wejściowego analizowanego układu. Wadą metody *FDTD* jest konieczność zapewnienia warunków brzegowych w celu uzyskania stabilności numerycznej. Do tego celu wykorzystuje się warstwy *PML* i *UPML*, których opis został zamieszczony w poprzednim rozdziale.

W poniższych rozważaniach przyjęto, iż ośrodek jest liniowy, a tensory przenikalności elektrycznej  $\epsilon$ , magnetycznej  $\mu$  oraz przewodności  $\sigma$  są nie zależne od czasu. Wówczas równania Maxwella przyjmują postać:

$$\nabla \times \vec{E} = -\vec{\mu}_r \frac{\partial \vec{H}}{\partial \tau} \quad (3.36)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{\epsilon}_r \frac{\partial \vec{E}}{\partial \tau} + \vec{\sigma}_r \vec{E} \quad (3.37)$$

gdzie:  $\tau = ct$ ,  $c = \sqrt{\frac{1}{(\epsilon_0 \mu_0)}}$  – prędkość światła w wolnej przestrzeni,  
 $\vec{\epsilon}_r = \frac{\vec{\epsilon}}{\epsilon_0}$ ,  $\vec{\mu}_r = \frac{\vec{\mu}}{\mu_0}$  – odpowiednio, tensory względnej przenikalności elektrycznej i magnetycznej,  
 $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$  – impedancja wolnej przestrzeni.

Tensory można zapisać w postaci macierzowej:

$$\vec{\epsilon}_r = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad \vec{\mu}_r = \begin{bmatrix} \mu_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{bmatrix} \quad \vec{\sigma}_r = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{bmatrix} \quad (3.38)$$

Wówczas równania 3.36 i 3.37 rozpisane na poszczególne składowe przestrzenne przyjmują następującą postać:

$$\frac{\partial H_x}{\partial \tau} = \frac{1}{\mu_{xx}} \left[ \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right] \quad (3.39)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial \tau} = \frac{1}{\mu_{yy}} \left[ \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right] \quad (3.40)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial \tau} = \frac{1}{\mu_{zz}} \left[ \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right] \quad (3.41)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial \tau} = \frac{1}{\varepsilon_{xx}} \left[ \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \sigma_{xx} Z_0 E_x \right] \quad (3.42)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial \tau} = \frac{1}{\varepsilon_{yy}} \left[ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - \sigma_{yy} Z_0 E_y \right] \quad (3.43)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial \tau} = \frac{1}{\varepsilon_{zz}} \left[ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma_{zz} Z_0 E_z \right] \quad (3.44)$$

W celu rozwiązania powyższych równań należy skorzystać z algorytmu skokowego. Wówczas punkt w przestrzeni siatki można zdefiniować w następujący sposób:

$$(x, y, z) = (i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z) = (i, j, k) \quad (3.45)$$

a funkcję w przestrzeni i w czasie poprzez:

$$f(x, y, z; t) = f(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z; n\Delta t) = f^n(i, j, k) \quad (3.46)$$

gdzie:  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  – krok w przestrzeni,  
 $\Delta t$  – krok w czasie,  
 $i, j, k, n$  – liczby całkowite.

Pochodne z równań 3.39 – 3.44 mogą zostać zapisane za pomocą tzw. różnicy centralnej:

$$\frac{\partial f^n(i, j, k)}{\partial x} = \frac{f^n\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) - f^n\left(i - \frac{1}{2}, j, k\right)}{\Delta x} + O(\Delta x^2) \quad (3.47)$$

$$\frac{\partial f^n(i, j, k)}{\partial t} = \frac{f^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - f^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k)}{\Delta t} + O(\Delta t^2) \quad (3.48)$$

Wyrażając pochodne cząstkowe 3.39 – 3.44 za pomocą różnic centralnych 3.47 – 3.48 otrzymujemy w konsekwencji równania różnic skończonych:

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) = H_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) + \frac{c\Delta t}{\mu_{xx}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right)} \cdot \left[ \frac{E_y^n\left(i, j + \frac{1}{2}, k + 1\right) - E_y^n\left(i, j + \frac{1}{2}, k\right)}{\Delta z} - \frac{E_z^n\left(i, j + 1, k + \frac{1}{2}\right) - E_z^n\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right)}{\Delta y} \right] \quad (3.49)$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) = H_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) + \frac{c\Delta t}{\mu_{yy}\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right)} \cdot \left[ \frac{E_z^n\left(i + 1, j, k + \frac{1}{2}\right) - E_z^n\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right)}{\Delta x} - \frac{E_x^n\left(i + \frac{1}{2}, j, k + 1\right) - E_x^n\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right)}{\Delta z} \right] \quad (3.50)$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k\right) = H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k\right) + \frac{c\Delta t}{\mu_{zz}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k\right)} \cdot \left[ \frac{E_x^n\left(i + \frac{1}{2}, j + 1, k\right) - E_x^n\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right)}{\Delta y} - \frac{E_y^n\left(i + 1, j + \frac{1}{2}, k\right) - E_y^n\left(i, j + \frac{1}{2}, k\right)}{\Delta x} \right] \quad (3.51)$$

$$E_x^{n+1}\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) = \frac{M_x^-\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right)}{M_x^+\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right)} E_x^n\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) + \frac{c\Delta t}{\varepsilon_{xx}\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) M_x^+\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right)} \cdot \left[ \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k\right) - H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k\right)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) - H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2}\right)}{\Delta z} \right] \quad (3.52)$$

$$E_y^{n+1}\left(i, j + \frac{1}{2}, k\right) = \frac{M_y^-\left(i, j + \frac{1}{2}, k\right)}{M_y^+\left(i, j + \frac{1}{2}, k\right)} E_y^n\left(i, j + \frac{1}{2}, k\right) + \frac{c\Delta t}{\varepsilon_{yy}\left(i, j + \frac{1}{2}, k\right) M_y^+\left(i, j + \frac{1}{2}, k\right)} \cdot \left[ \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) - H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{1}{2}, k - \frac{1}{2}\right)}{\Delta z} - \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k\right) - H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k\right)}{\Delta x} \right] \quad (3.53)$$

$$E_z^{n+1}\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right) = \frac{M_z^-\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right)}{M_z^+\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right)} E_z^n\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right) + \frac{c\Delta t}{\varepsilon_{zz}\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right) M_z^+\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right)} \cdot \left[ \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) - H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right)}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) - H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right)}{\Delta y} \right] \quad (3.54)$$

gdzie:  $M_p^\pm(i, j, k) = 1 \pm \frac{\sigma_{pp}(i, j, k)c\Delta t}{2\varepsilon_{pp}(i, j, k)} Z_0$ ,  $p = x, y, z$

Zadaniem powyższego układu równań 3.49 – 3.54 jest przekształcanie rozkładu pola elektromagnetycznego w obszarze obliczeniowym od  $t = n$  do  $t = n + 1$ . Dla  $t \leq n$  zakładamy, że składowe rozkładu pola  $\vec{E}(\vec{r})$  oraz  $\vec{H}(\vec{r})$  są znane. Wartość składowej  $\vec{H}$  w czasie  $t = n + \frac{1}{2}$  może zostać wyznaczona i zaktualizowana na podstawie wartości w czasie  $t = n - \frac{1}{2}$  wykorzystując wartości pochodnych  $\vec{H}$ ,  $\frac{\partial \vec{H}}{\partial r}$  w czasie  $t = n$ .  $\frac{\partial \vec{H}}{\partial r}$  w czasie  $t = n$  może zostać obliczona na podstawie znanej wartości  $\vec{E}$  w czasie  $t = n$  ponieważ składowa  $\frac{\partial \vec{H}}{\partial r}$  jest zależna od pochodnej  $\vec{E}$  w przestrzeni. Zależność tą potwierdzają równania 3.49 – 3.51. Obliczenia wartości składowej  $\vec{E}$  w czasie  $t = n + 1$  są możliwe poprzez równania 3.52 – 3.54. Następnie, algorytm powtarza działania zaczynając od znanej wartości składowej  $\vec{H}$  w czasie  $t = n + \frac{1}{2}$ .

Wartość składowej pola elektromagnetycznego w punkcie czasowym  $t = n$  jest funkcją sąsiedniej wartości składowej w punkcie czasowym  $t = n - \frac{1}{2}$ . Dla przykładu:

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) \quad (3.55)$$

z równania 3.49 jest funkcją:

$$E_y^n\left(i, j + \frac{1}{2}, k + 1\right), E_y^n\left(i, j + \frac{1}{2}, k\right), E_z^n\left(i, j + 1, k + \frac{1}{2}\right), E_z^n\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right) \quad (3.56)$$

na podstawie wartości w czasie  $t = n - \frac{1}{2}$ . Nowa wartość składowej pola w każdym punkcie sieci może zostać zatem wyznaczona niezależnie w danej chwili czasu. Pozwala to na zrównoleglenie obliczeń.

Dodatkowe informacje odnośnie metody *FDTD*, z uwzględnieniem przede wszystkim opisu realizacji warstw idealnie absorbujących pole elektromagnetyczne oraz realizacji pobudzania źródeł można znaleźć w [55].

### 3.2.3 Metoda rozwinięcia na fale płaskie

Metoda rozwinięcia na fale płaskie [65]–[67] jest wykorzystywana w celu określenia sposobu propagacji wiązki światła przez nanostrukturę fotoniczną. Bardziej precyzyjnie, za jej pomocą można wyliczyć jak wiązka światła o określonej częstotliwości propaguje się dla każdego kierunku kryształu fotonicznego.

W poniższych rozważaniach przyjęto idealny materiał dielektryczny ( $\mu_r = 1$ ) oraz układ bez źródła prądu ( $\vec{J} = 0, \sigma = 0$ ). W przypadku przebiegów harmonicznycch:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} = -\omega^2 \quad (3.57)$$

Wówczas, podstawowe równania Maxwella (2.1 – 2.4) przyjmują postać:

$$\frac{1}{\varepsilon_r} \nabla \times \nabla \times \vec{E} = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} \quad (3.58)$$

$$\nabla \times \nabla \times \frac{1}{\varepsilon_r} \vec{D} = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{D} \quad (3.59)$$

$$\nabla \times \frac{1}{\varepsilon_r} \nabla \times \vec{H} = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H} \quad (3.60)$$

$$\nabla \times \frac{1}{\varepsilon_r} \nabla \times \vec{B} = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{B} \quad (3.61)$$

Ponieważ wartość względnej przenikalności magnetycznej jest stała to wyrażenia na  $\vec{H}$  i  $\vec{B}$  mają analogiczną postać. Wartość względnej przenikalności elektrycznej  $\varepsilon_r$  nie jest wartością stałą i definiuje periodyczność.

Zadanie sprowadza się do wyznaczenia energii oraz składowych pola elektromagnetycznego zezwalających na istnienie struktury periodycznej. Zagadnienie to obejmuje wyznaczenie  $\varepsilon_r$ , której wartość jest funkcją lokalizacji i musi zostać rozwiązana dla różnych wartości  $\omega$ .

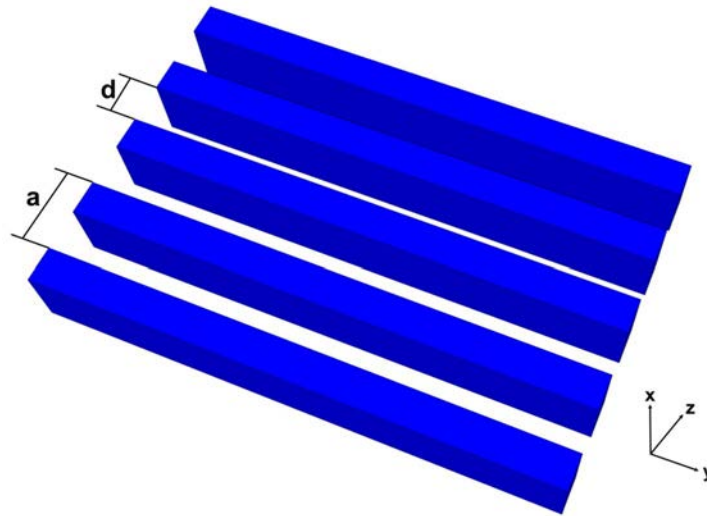
Pierwsze z powyższych równań może zostać przekształcone do następującej postaci:

$$\begin{cases} \frac{1}{\varepsilon_r} \left( -\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial x \partial z} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} E_x \\ \frac{1}{\varepsilon_r} \left( -\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial x \partial y} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} E_y \\ \frac{1}{\varepsilon_r} \left( -\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y \partial z} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} E_z \end{cases} \quad (3.62)$$

Pozostałe równania nie zostaną rozwinięte w prezentowanych rozważaniach. Wynika to z faktu, iż w dalszej części przeliczenia opierać będą się wyłącznie na składowej  $\vec{E}$  pola elektromagnetycznego. Warto jedynie nadmienić, iż wyrażenie  $\nabla \times \frac{1}{\epsilon_r} \nabla$  z równań 3.60 i 3.61 jest powiązane postacią hermitowską, która zakłada że wartości  $\omega^2/c^2$  są rzeczywiste i w związku z tym rozkłady pola dla tych samych częstotliwości są ortogonalne. Rozwinięcie składowej  $\vec{E}$  pola elektromagnetycznego posiada cztery składowe po lewej stronie powyższego układu równań. Rozwinięcia wektorów  $\vec{B}$  i  $\vec{H}$  posiadają 8 składowych (analogicznych do siebie), a wektora  $\vec{D}$  już 16 składowych, co jest konsekwencją wyrażenia  $\frac{1}{\epsilon_r} \vec{D}$ . Tak obszerne rozwinięcia są kolejnym powodem nie zamieszczania ich w niniejszej pracy. Można je znaleźć w [51], [80].

Powyzszy układ równań pól oraz funkcja dielektryczna mogą zostać rozwinięte w szereg Fouriera wzdłuż kierunku, w którym występuje periodyczność. Liczba składowych rozwinięcia decyduje o dokładności obliczeń.

W najprostszym przypadku, jednowymiarowy kryształ foniczny stanowią naprzemienne warstwy powietrza i dielektryka (Rys. 3.3).



Rys. 3.3 Jednowymiarowy kryształ foniczny składający się z naprzemiennych warstw powietrza oraz dielektryka.

Zakładamy polaryzację  $TE$  wiązki światła propagującej się w kierunku  $z$ . Ponieważ periodyczność występuje tylko w jednym kierunku i analizujemy tylko polaryzację  $TE$ , powyższy układ równań upraszcza się do:

$$\frac{1}{\epsilon_r} \left( -\frac{\partial^2}{\partial x^2} E_y - \frac{\partial^2}{\partial z^2} E_y \right) = \frac{\omega^2}{c^2} E_y \quad (3.63)$$



W idealnym przypadku, rozwinięcie  $\frac{1}{\varepsilon_r}$  oraz  $E_y$  w szereg Fouriera stanowi nieskończony ciąg sumowania. Jednakże do celów obliczeniowych wymagane jest jego uproszczenie:

$$\frac{1}{\varepsilon_r} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} K_m^{\varepsilon_r} e^{-j\frac{2\pi m}{a}z} \quad (3.64)$$

$$E_y = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} K_n^{E_y} e^{-j\frac{2\pi n}{a}z} e^{-jk_z z} \quad (3.65)$$

gdzie:  $K_m^{\varepsilon_r}$  – współczynniki szeregu Fouriera dla  $\frac{1}{\varepsilon_r}$ ,  
 $K_n^{E_y}$  – współczynniki szeregu Fouriera dla  $E_y$ ,  
 $m, n$  – liczby całkowite.

W przypadku propagacji wiązki światła w innym kierunku niż  $z$ , należy w powyższym równaniu uwzględnić wartości  $e^{-jk_x x}$  oraz  $e^{-jk_y y}$ .

Po podstawieniu powyższych rozwinięć do równania 3.63 otrzymujemy równanie wartości własnych:

$$\begin{aligned} \sum_m \sum_n \left( \frac{2\pi n}{a} + k_z \right)^2 K_m^{\varepsilon_r} K_n^{E_y} e^{-j\frac{2\pi m}{a}z} e^{-j\frac{2\pi n}{a}z} e^{-jk_z z} \\ = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_n K_n^{E_y} e^{-j\frac{2\pi n}{a}z} e^{-jk_z z} \end{aligned} \quad (3.66)$$

W celu uproszczenia powyższego równania, mnożymy je obustronnie przez  $e^{j\frac{2\pi p}{a}z}$ , gdzie  $p$  stanowi liczbę całkowitą. Wówczas ostateczna forma równania wartości własnych przyjmuje postać:

$$\sum_n \left( \frac{2\pi n}{a} + k_z \right)^2 K_{m-n}^{\varepsilon_r} K_n^{E_y} = \frac{\omega^2}{c^2} K_m^{E_y} \quad (3.67)$$

Powyższe równanie może zostać przekształcone do postaci macierzy wartości własnych  $Q$ . Na tym etapie należy zdefiniować liczbę analizowanych modów. Przykładowo, jeżeli pod uwagę bierzemy 5 modów to wówczas wartości parametrów  $m$  i  $n$ , stanowiące liczby całkowite powinny symetrycznie zostać rozłożone względem 0:

$$m, n = (-2, -1, 0, 1, 2) \quad (3.68)$$

Wówczas macierz  $Q$  może zostać wyrażona w następujący sposób:

$$\begin{pmatrix} Q_{-2,-2} & Q_{-2,-1} & Q_{-2,0} & Q_{-2,1} & Q_{-2,2} \\ Q_{-1,-2} & Q_{-1,-1} & Q_{-1,0} & Q_{-1,1} & Q_{-1,2} \\ Q_{0,-2} & Q_{0,-1} & Q_{0,0} & Q_{0,1} & Q_{0,2} \\ Q_{1,-2} & Q_{1,-1} & Q_{1,0} & Q_{1,1} & Q_{1,2} \\ Q_{2,-2} & Q_{2,-1} & Q_{2,0} & Q_{2,1} & Q_{2,2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} K_{-2}^{Ey} \\ K_{-1}^{Ey} \\ K_0^{Ey} \\ K_1^{Ey} \\ K_2^{Ey} \end{pmatrix} = \frac{\omega^2}{c^2} \begin{pmatrix} K_{-2}^{Ey} \\ K_{-1}^{Ey} \\ K_0^{Ey} \\ K_1^{Ey} \\ K_2^{Ey} \end{pmatrix} \quad (3.69)$$

gdzie:  $Q_{m,n} = \left(\frac{2\pi n}{a} + k_z\right)^2 K_{m-n}^{\varepsilon_r}$ .

W celu wyznaczenia charakterystyki dyspersyjnej kryształu fotonicznego, tzn. fotonicznego diagramu pasmowego należy określić trzy parametry:

$$K_n^{Ey}, \quad \frac{\omega^2}{c^2}, \quad K_{m-n}^{\varepsilon_r} \quad (3.70)$$

Powyższa macierz  $Q$  po diagonalizacji pozwoli na wyznaczenie wartości własnych  $\frac{\omega^2}{c^2}$  oraz wartości własnych wektora  $K_n^{Ey}$ . W celu określenia wartości współczynników dielektrycznych  $K_{m-n}^{\varepsilon_r}$  należy posłużyć się odwrotną transformatą Fouriera:

$$K_n^{\varepsilon_r} = \frac{1}{a} \int_{-a/2}^{a/2} \frac{1}{\varepsilon_r} e^{j\frac{2\pi n}{a}z} dz \quad (3.71)$$

Uwzględniając rozkład warstw powietrze-dielektryk w kierunku  $z$  propagacji wiązki światła:

$$K_n^{\varepsilon_r} = \frac{1}{a} \int_{-a/2}^{-d/2} \frac{1}{\varepsilon_r} e^{j\frac{2\pi n}{a}z} dz + \frac{1}{a} \int_{-d/2}^{d/2} \frac{1}{\varepsilon_r} e^{j\frac{2\pi n}{a}z} dz + \frac{1}{a} \int_{d/2}^{a/2} \frac{1}{\varepsilon_r} e^{j\frac{2\pi n}{a}z} dz \quad (3.72)$$

Ostatecznie:

$$K_n^{\varepsilon_r} = \frac{1}{\varepsilon_r} \delta_n + \left(1 - \frac{1}{\varepsilon_r}\right) \frac{d}{a} \frac{\sin\left(\frac{\pi n d}{a}\right)}{\frac{\pi n d}{a}} \quad (3.73)$$

Wyznaczone wartości wymaganych parametrów (3.70) pozwalają na rozwiązanie macierzy wartości własnych  $Q$ , której rozwiązania określają fotoniczny diagram pasmowy.

Powyższe rozważania zostały przeprowadzone dla polaryzacji  $TE$  wiązki światła. Informacje odnośnie rozważań dla polaryzacji  $TM$  opisane zostały w pracy [81].

W przypadku struktur fotonicznych, których periodyczność zdefiniowana jest w dwóch kierunkach  $x, y$  rozwinięcie  $\frac{1}{\varepsilon_r}$  oraz  $E_y$  w szereg Fouriera ma następującą postać:

$$\frac{1}{\varepsilon_r} = \sum_m \sum_p K_{m,p}^{\varepsilon_r} e^{-j(n\vec{b}_1 + p\vec{b}_2)\vec{r}} \quad (3.74)$$

$$E_{x,y \text{ lub } z} = \sum_n \sum_q K_{n,q}^{E_{x,y \text{ lub } z}} e^{-j(n\vec{b}_1 + q\vec{b}_2)\vec{r}} e^{\vec{k}\vec{r}} \quad (3.75)$$

gdzie:  $\vec{b}_j$  – prymitywne wektory sieci odwrotnej,  
 $\vec{a}_i$  – prymitywne wektory sieci krystalicznej.

Dla dwuwymiarowego kryształu fonicznego o trójkątnej konfiguracji sieci otworów, który jest tematem zainteresowania autora, wektory te zdefiniowane są poprzez równania 2.18 – 2.19 i 2.30 – 2.31.

Po przekształceniach, forma równania wartości własnych przyjmuje postać:

$$\sum_m \sum_p K_{n-m,q-p}^{\varepsilon_r} \bar{M} \begin{pmatrix} K_{m,p}^{E_x} \\ K_{m,p}^{E_y} \\ K_{m,p}^{E_z} \end{pmatrix} = \frac{\omega^2}{c^2} \begin{pmatrix} K_{m,p}^{E_x} \\ K_{m,p}^{E_y} \\ K_{m,p}^{E_z} \end{pmatrix} \quad (3.76)$$

$$\bar{M} = \begin{pmatrix} \left(\frac{2\pi s}{a} + k_y\right)^2 + k_z^2 & -\left(\frac{2\pi m}{a} + k_x\right)\left(\frac{2\pi s}{a} + k_y\right) & -k_z\left(\frac{2\pi m}{a} + k_x\right) \\ -\left(\frac{2\pi m}{a} + k_x\right)\left(\frac{2\pi s}{a} + k_y\right) & \left(\frac{2\pi m}{a} + k_x\right)^2 + k_z^2 & -k_z\left(\frac{2\pi s}{a} + k_y\right) \\ -k_z\left(\frac{2\pi m}{a} + k_x\right) & -k_z\left(\frac{2\pi s}{a} + k_y\right) & \left(\frac{2\pi m}{a} + k_x\right)^2 + \left(\frac{2\pi s}{a} + k_y\right)^2 \end{pmatrix} \quad (3.77)$$

gdzie:  $s = \frac{-m+2p}{\sqrt{3}}$ .

Rozwiązanie macierzy określające foniczny diagram pasmowy można znaleźć w pracy [80].

#### 4 Analizy numeryczne nanostruktur fonicznych

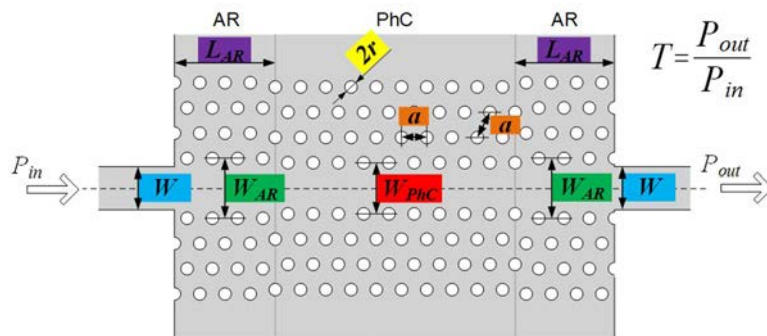
Optymalna struktura dwuwymiarowego kryształu fonicznego stanowiącego element aktywny spektroskopowego czujnika acetylenu powinna się charakteryzować maksymalnymi wartościami następujących parametrów:

- współczynnika transmisji  $T$ ,
- grupowego współczynnika załamania  $n_g$ ,
- współczynnika przekrycia wiązki światła z atmosferą gazową  $\eta$ .

Wartości tych parametrów zależą od geometrycznej konfiguracji kryształu fonicznego.

W ramach realizowanych studiów doktoranckich przeprowadzano dwa etapy analiz numerycznych mających na celu opracowanie najlepszej struktury dwuwymiarowego kryształu fonicznego. Pierwszy etap obejmował podstawową analizę numeryczną definiującą zależność wartości wyżej wymienionych parametrów od (Rys. 4.1):

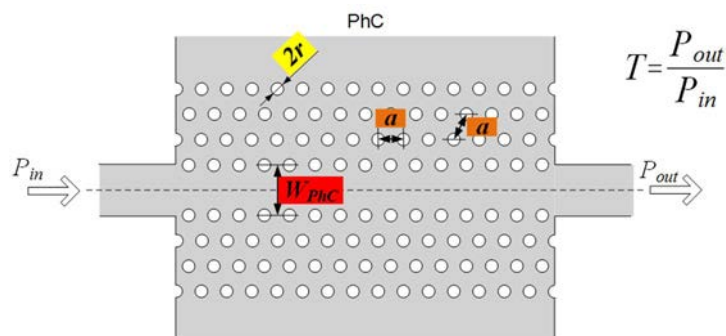
- a) promienia wszystkich otworów struktury  $r$  oraz szerokości liniowego defektu powstałego przez usunięcie rzędu otworów  $W_{PhC}$ . Wartości tych parametrów analizowane były jako wzajemnie współzależne.
- b) parametrów sekcji antyodbiciowych AR (ang. „antireflection sections”), zwiększających współczynnik transmisji [82]–[84]:
- szerokość liniowego defektu w tym obszarze kryształu  $W_{AR}$ ,
  - liczba otworów stanowiących sekcję antyodbiciową  $L_{AR}$ ,
  - szerokości falowodu wejściowego oraz wyjściowego  $W$ .



Rys. 4.1 Podstawowa analiza numeryczna; analizowane parametry geometryczne struktury 2D PhC z liniowym defektem powstałym przez usunięcie rzędu otworów.

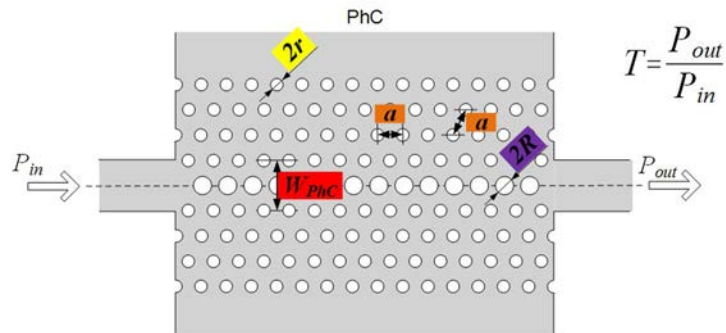
W drugim etapie, szczegółowe analizy numeryczne obejmowały:

- a) promień wszystkich otworów struktury  $r$  oraz szerokość liniowego defektu powstałego przez usunięcie rzędu otworów  $W_{PhC}$  (Rys. 4.2). Wartości tych parametrów analizowane były jako wzajemnie współzależne.



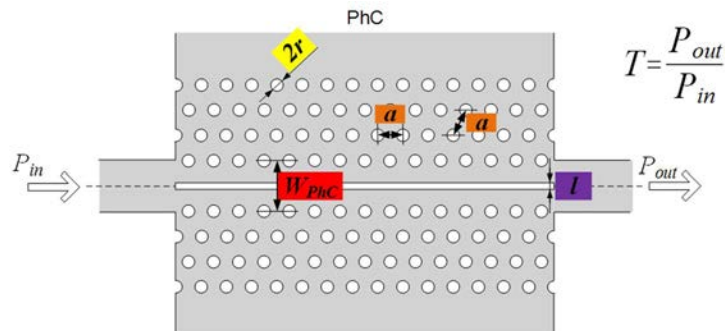
Rys. 4.2 Szczegółowa analiza numeryczna; analizowane parametry geometryczne struktury 2D PhC z liniowym defektem powstałym przez usunięcie rzędu otworów.

- b) promień wszystkich otworów struktury  $r$ , szerokość liniowego defektu powstałego przez usunięcie rzędu otworów  $W_{PhC}$  oraz promień otworów w liniowym defekcie w postaci rzędu otworów o mniejszym bądź większym promieniu od pozostałych otworów  $R$  (Rys. 4.3). Wartości tych parametrów analizowane były jako wzajemnie współzależne.



Rys. 4.3 Szczegółowa analiza numeryczna; analizowane parametry geometryczne struktury 2D PhC z liniowym defektem w postaci rzędu otworów o mniejszym bądź większym promieniu od pozostałych otworów.

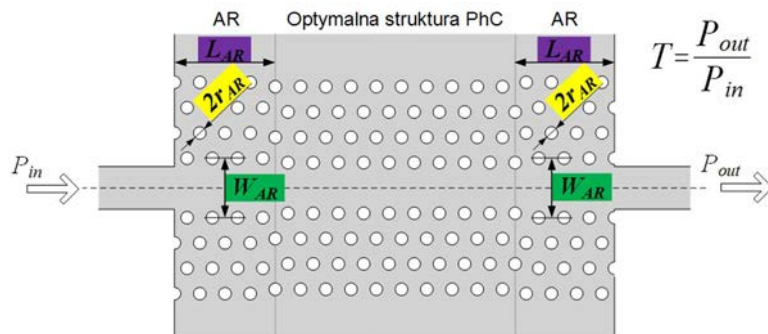
- c) promień wszystkich otworów struktury  $r$ , szerokość liniowego defektu powstałego przez usunięcie rzędu otworów  $W_{PhC}$  oraz szerokość kanału powietrznego stanowiącego liniowy defekt  $l$  (Rys. 4.4). Wartości tych parametrów analizowane były jako wzajemnie współzależne.



Rys. 4.4 Szczegółowa analiza numeryczna; analizowane parametry geometryczne struktury 2D PhC z liniowym defektem w postaci kanału powietrznego.

Na podstawie przeprowadzonych analiz z ww. a), b), c) została wybrana optymalna struktura, zapewniająca maksymalne wartości badanych parametrów, a następnie przeprowadzono kolejne analizy związane z:

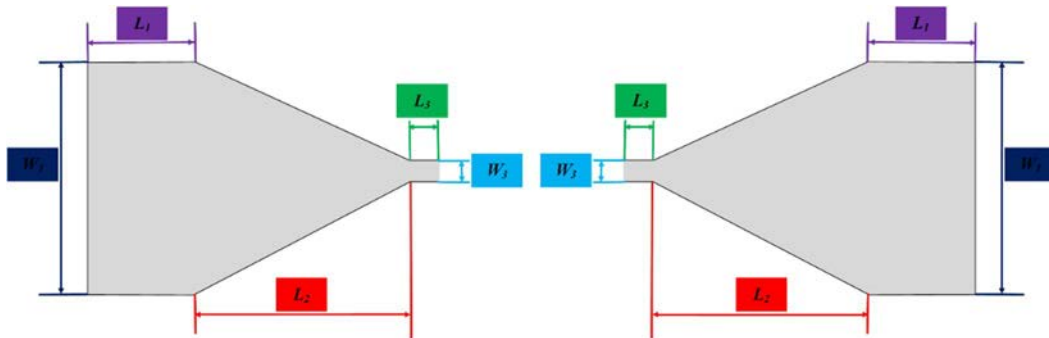
- d) parametrami sekcji antyodbiciowych, zwiększających współczynnik transmisji:
- promień  $r_{AR}$  oraz liczba otworów sekcji antyodbiciowych  $L_{AR}$  oraz szerokość liniowego defektu w tym obszarze kryształu  $W_{AR}$  (Rys. 4.5). Wartości tych parametrów analizowane były jako wzajemnie współzależne.



Rys. 4.5 Szczegółowa analiza numeryczna; analizowane parametry geometryczne sekcji antyodbiciowych.

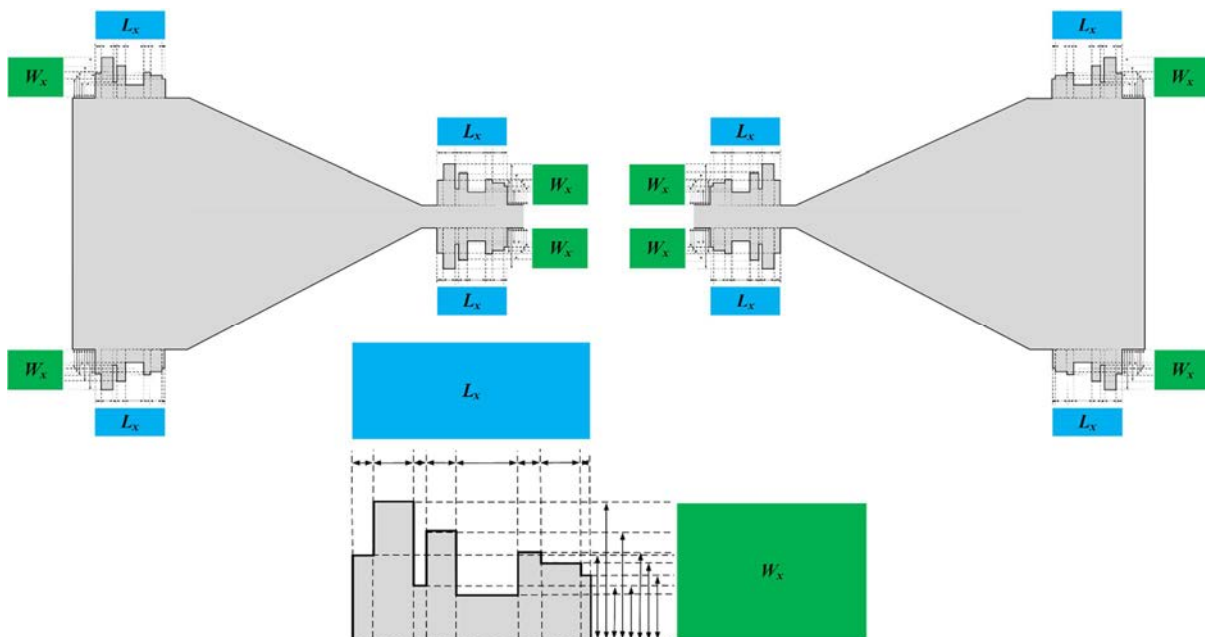
e) geometryczną konfigurację falowodów wejściowych oraz wyjściowych z uwzględnieniem (Rys. 4.6):

- szerokości  $W_1$  oraz długości  $L_1$  części początkowej falowodów,
- długości części pośredniej falowodów  $L_2$ ,
- szerokości  $W_3$  oraz długości  $L_3$  części końcowej falowodów,



Rys. 4.6 Szczegółowa analiza numeryczna; analizowane parametry geometryczne związane z szerokością oraz długością poszczególnych części falowodów planarnych.

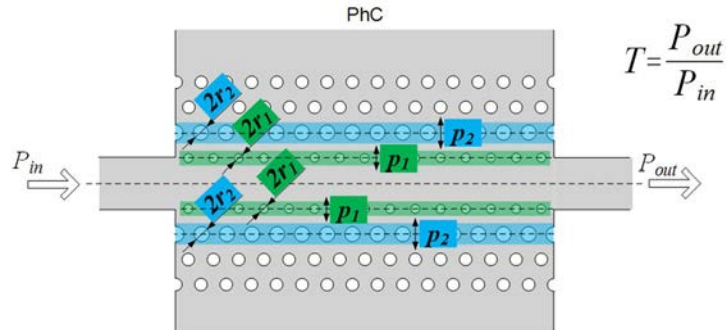
- dodatkowych zaburzeń o losowych szerokościach  $W_x$  i długościach  $L_x$  wprowadzanych w część początkową oraz końcową falowodów (Rys. 4.7).



Rys. 4.7 Szczegółowa analiza numeryczna; analizowane parametry geometryczne związane z wprowadzeniem dodatkowych zaburzeń w podstawową konfigurację falowodów planarnych.

Pkt. a) wymieniony w przypadku analiz podstawowych oraz szczegółowych został sformułowany w identyczny sposób, aczkolwiek istnieją pomiędzy nimi znaczne różnice. W przypadku szczegółowych analiz, dla każdego z punktów od a) do d), określano dodatkowo zależność wartości badanych parametrów od (Rys. 4.8):

- a) średnicy pierwszego rzędu otworów  $r_1$  oraz jego przesunięcia  $p_1$  w pobliżu liniowego defektu. Wartości tych parametrów analizowane były jako wzajemnie współzależne.
- b) średnicy drugiego rzędu otworów  $r_2$  oraz jego przesunięcia  $p_2$  w pobliżu liniowego defektu. Wartości tych parametrów analizowane były jako wzajemnie współzależne.



Rys. 4.8 Szczegółowa analiza numeryczna; analizowane parametry geometryczne pierwszego oraz drugiego rzędu otworów struktury 2D PhC.

Szczegółowe analizy numeryczne okazały się czasochłonne, pomimo wykorzystywania zasobów WCSS [72], ponieważ analizowano wpływ wzajemnej zależności wartości parametrów geometrycznych nanostruktur na uzyskiwane wartości parametrów optycznych. W związku z ograniczeniem czasowym realizacji studiów doktoranckich, struktura dwuwymiarowego kryształu fonicznego stanowiącego element aktywny spektroskopowego czujnika gazu została zaprojektowana oraz wytworzona bazując na wynikach podstawowych analiz numerycznych. Wyniki szczegółowych analiz numerycznych pozwolą w przyszłości na zaprojektowanie i wytworzenie nowej nanostruktury charakteryzującej się lepszymi wartościami badanych parametrów, co w konsekwencji pozwoli na uzyskanie znacznie wyższej czułości projektowanego czujnika gazu.

Zaprezentowane poniżej wyniki analiz numerycznych dotyczą struktur kryształów fonicznych z liniowym defektem, ponieważ tylko wprowadzenie defektu liniowego pozwala na możliwość pracy w trybie „*slow light*” (Rozdz. 2.3.2.2).

Wszystkie analizy numeryczne zostały przeprowadzone według następującego schematu:

- dla wybranych wartości parametrów wzajemnie współzależnych (ich liczba jest zależna od analizowanej struktury) określano zakres wartości tych parametrów, dla których nie występuje niepożądane zjawisko przekrywania się modów na fonicznym diagramie pasmowym (Rozdz. 2.3.2.2),
- dla określonego zakresu wartości parametrów wyznaczano wartości współczynnika transmisji, grupowego współczynnika załamania oraz współczynnika przekrycia wiązki światła z atmosferą gazową.

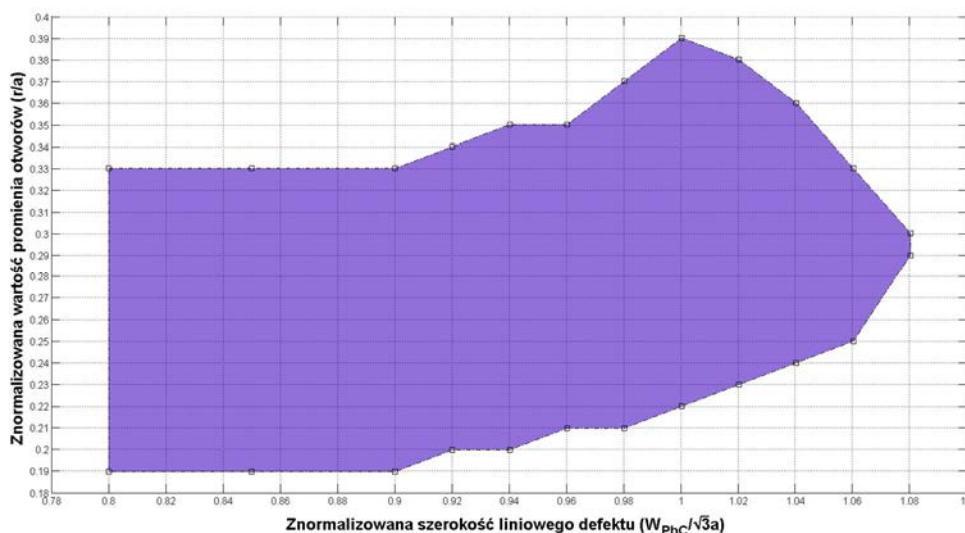
Dodatkowo, autor przeprowadził również analizy numeryczne dwuwymiarowych kwazikryształów fonicznych w celu określenia potencjalnej możliwości wykorzystania takich nanostruktur jako elementów aktywnych spektroskopowego czujnika gazu. Uzyskane wyniki zostały zaprezentowane w rozdziale 4.3.

## 4.1 Analizy podstawowe kryształów fonicznych

W ramach analiz podstawowych zdefiniowano wpływ średnicy otworów, parametrów geometrycznych związanych z liniowym defektem powstałym przez usunięcie rzędu otworów oraz parametrów geometrycznych związanych z sekcjami antyodbiciowymi (Rys. 4.1) na uzyskiwane wartości współczynnika transmisji, grupowego współczynnika załamania oraz współczynnika przekrycia.

### 4.1.1 Parametry sekcji kryształu fonicznego

Analizy numeryczne zostały przeprowadzone dla wartości promienia otworów  $r$  z zakresu od  $0,1 \cdot a$  do  $0,5 \cdot a$  oraz dla szerokości liniowego defektu  $W_{PhC}$  w zakresie od  $0,8 \cdot \sqrt{3} \cdot a$  do  $1,35 \cdot \sqrt{3} \cdot a$ . Informacje odnośnie jednostek znormalizowanych w stosunku do wartości stałej sieciowej zostały przedstawione w rozdziale 3.2. Zgodnie z przyjętym schematem przeprowadzania analiz numerycznych otrzymano wykres znormalizowanej wartości promienia otworów w funkcji znormalizowanej szerokości liniowego defektu. Na wykresie zaznaczono obszar wartości tych parametrów (kolor fioletowy), w zakresie których nie występuje zjawisko przekrywania się modów (Rys. 4.9).

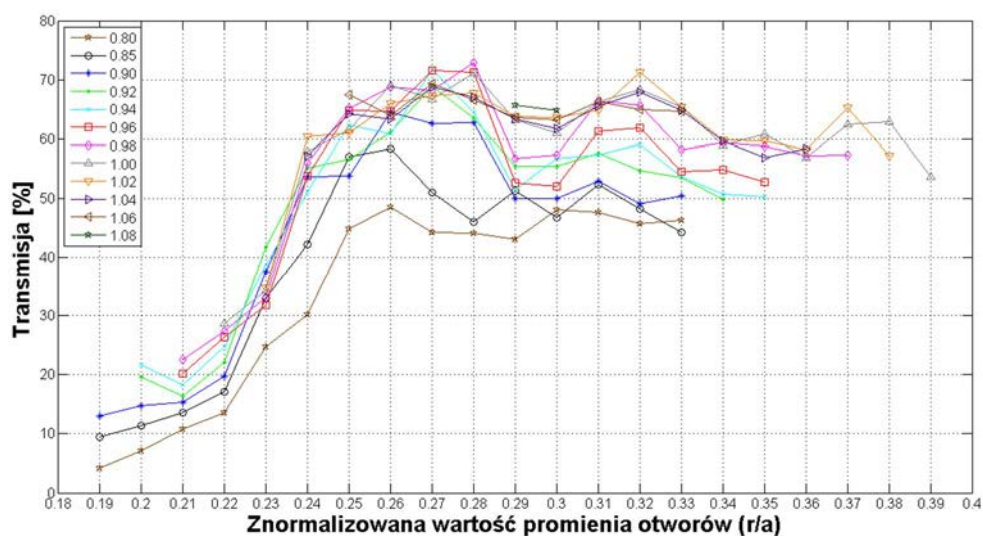


Rys. 4.9 Zależność znormalizowanej wartości promienia otworów w funkcji znormalizowanej szerokości liniowego defektu. Kolorem fioletowym zaznaczono obszar wartości, w zakresie których nie występuje zjawisko przekrywania się modów.



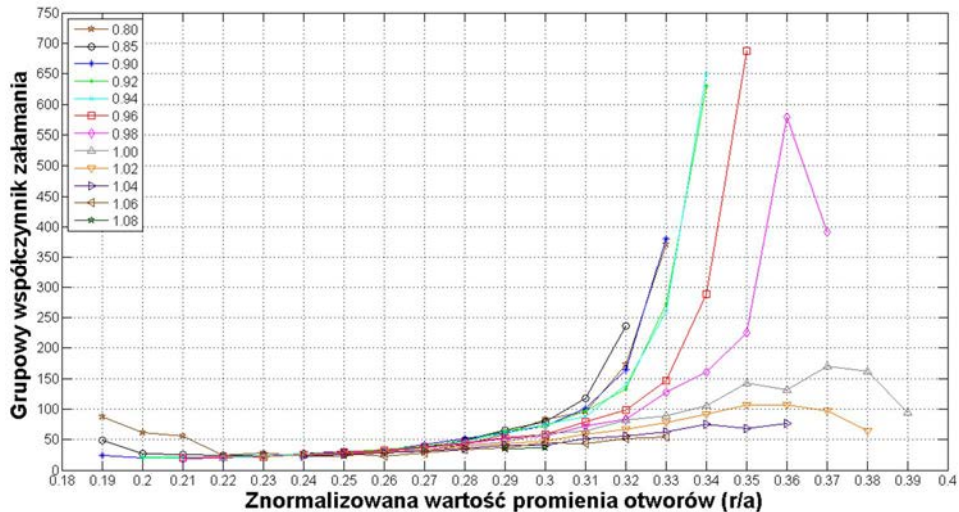
W kolejnym etapie analizy wyznaczono wartości współczynnika transmisji (Rys. 4.10), grupowego współczynnika załamania (Rys. 4.11) oraz współczynnika przekrycia (Rys. 4.12) według następującego schematu:

- dla wartości parametrów geometrycznych z fioletowego obszaru wykresu Rys. 4.9 zdefiniowano, na podstawie fotonicznych diagramów pasmowych, wartość częstotliwości znormalizowanej modu defektowego  $TE_0$  odpowiadająca wybranemu do analiz numerycznych wartości wektora falowego  $k = 0,45$ ,
- dla zdefiniowanej wartości częstotliwości znormalizowanej przeprowadzono analizy pod kątem wartości badanych parametrów optycznych.



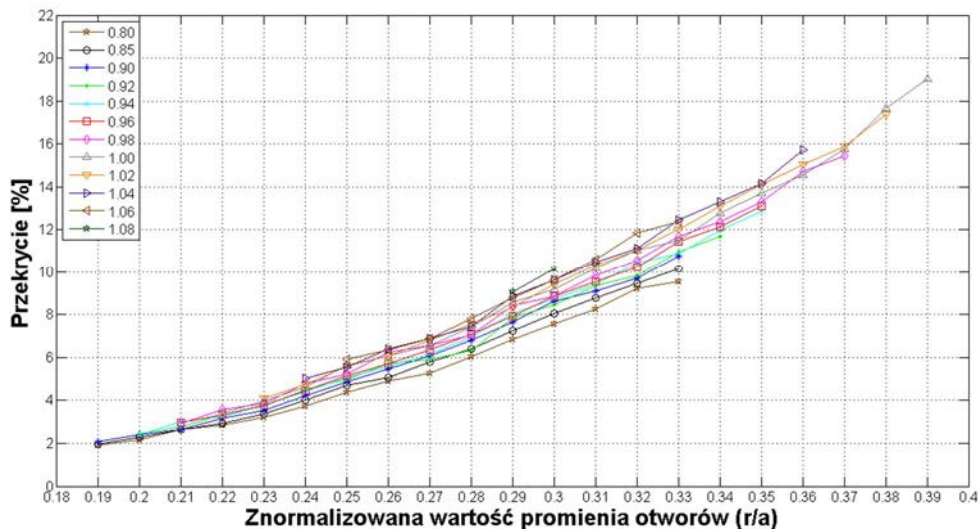
Rys. 4.10 Zależność współczynnika transmisji od znormalizowanej wartości promienia otworów (oś odciętych) i szerokości liniowego defektu (legenda).

Wartość współczynnika transmisji  $T$  rośnie wraz ze wzrostem znormalizowanej wartości promienia otworów by ostatecznie dla wartości w przybliżeniu  $r = 0,25 \cdot a$  osiągnąć praktycznie stałą wartość, która zależna jest od szerokości liniowego defektu. Maksymalną wartość współczynnika transmisji 72% otrzymano dla wartości  $W_{PhC} = 0,98 \cdot \sqrt{3} \cdot a$  i  $r = 0,28 \cdot a$ .



Rys. 4.11 Zależność grupowego współczynnika załamania od znormalizowanej wartości promienia otworów (oś odciętych) i szerokości liniowego defektu (legenda).

Analogicznie, jak w przypadku współczynnika transmisji, grupowy współczynnik załamania  $n_g$  modu defektowego  $TE_0$  rośnie wraz ze wzrostem znormalizowanej wartości promienia otworów, by ostatecznie osiągnąć maksymalną wartość w przypadku  $W_{PhC} < 0,98 \cdot a$ . Dla większych szerokości liniowego defektu, po osiągnięciu maksymalnej wartości, wartość grupowego współczynnika załamania maleje. Maksymalną wartość grupowego współczynnika załamania 685 otrzymano dla  $W_{PhC} = 0,96 \cdot \sqrt{3} \cdot a$  i  $r = 0,35 \cdot a$ .



Rys. 4.12 Zależność współczynnika przekrycia od znormalizowanej wartości promienia otworów (oś odciętych) i szerokości liniowego defektu (legenda).

Wartość współczynnika przekrycia  $\eta$  również rośnie wraz ze wzrostem znormalizowanej wartości promienia otworów i jest praktycznie nie zależna od znormalizowanej wartości szerokości liniowego defektu. Otrzymane wyniki wydają się słuszne, ponieważ propagacja w trybie „slow light” charakteryzuje się rozszerzeniem propagacji pola elektromagnetycznego na sąsiednie z liniowym defektem otwory (Rys. 2.16). W związku

z tym, czym wyższa wartość promienia otworów, tym więcej pola elektromagnetycznego zlokalizowane jest w otworach powietrznych. Maksymalną wartość 19,2% otrzymano dla  $W_{PhC} = 1,00 \cdot \sqrt{3} \cdot a$  i  $r = 0,39 \cdot a$ .

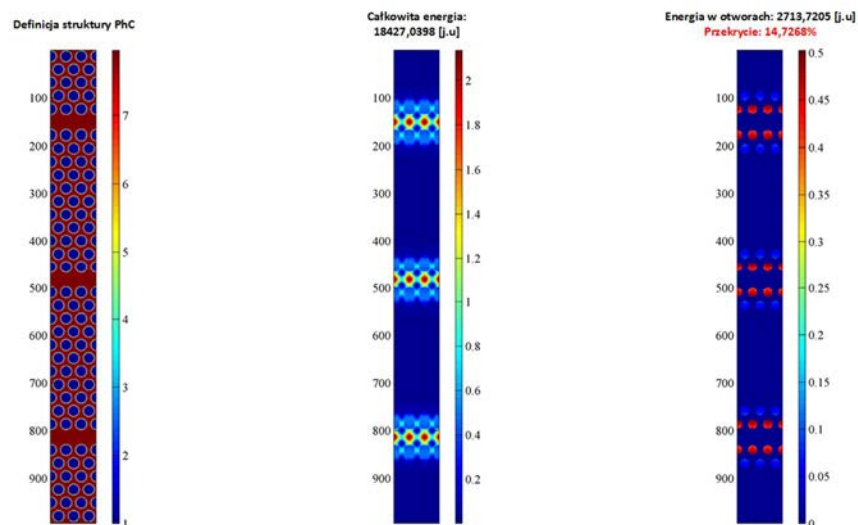
W celu wybrania optymalnych wartości parametrów geometrycznych kryształu fonicznego, które analizowane były jako wzajemnie współzależne i które zapewnią maksymalne wartości badanych parametrów optycznych, stworzono skrypt w programie Matlab. Na podstawie danych z analiz numerycznych, skrypt uwzględniając wagi poszczególnych parametrów, wylicza najlepsze wartości parametrów geometrycznych. Autor zdecydował, iż wartości trzech analizowanych parametrów są jednakowo ważne. Dlatego też, waga dla każdego parametru została ustalona na poziomie 1/3. W konsekwencji działania skryptu otrzymano wartości najlepszej struktury kryształu fonicznego:

- promień otworów  $r = 0,36 \cdot a$ ,
- szerokość liniowego defektu  $W_{PhC} = 0,98 \cdot \sqrt{3} \cdot a$ .

Dla tak zdefiniowanych wartości parametrów geometrycznych kryształu fonicznego wartości badanych parametrów optycznych wynoszą:

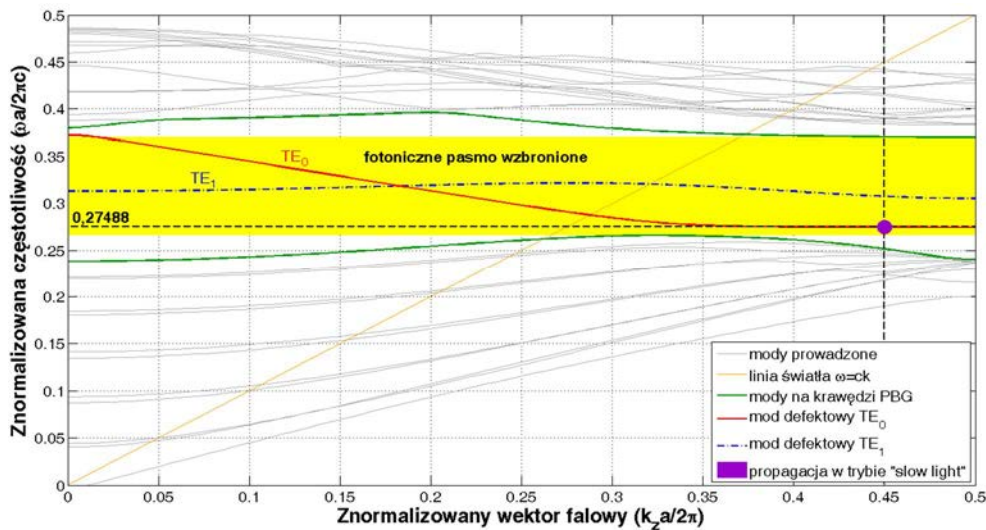
- współczynnik transmisji  $T = 57,18\%$ ,
- grupowy współczynnik załamania  $n_g = 577,98$ ,
- współczynnik przekrycia  $\eta = 14,73\%$ .

Wartość współczynnika przekrycia została wyliczona bazując na skrypcie stworzonym przez autora w oprogramowaniu Matlab. Zasada działania tego skryptu polega na wyznaczeniu stosunku energii pola elektromagnetycznego propagującego się w otworach struktury do energii całkowitej wartości pola (Rys. 4.13).



Rys. 4.13 Przykład wyznaczania współczynnika przekrycia za pomocą skryptu stworzonego w programie Matlab.

Na poniższym rysunku (Rys. 4.14) został zaprezentowany fotoniczny diagram pasmowy struktury dwuwymiarowego kryształu fonicznego o optymalnych parametrach geometrycznych.



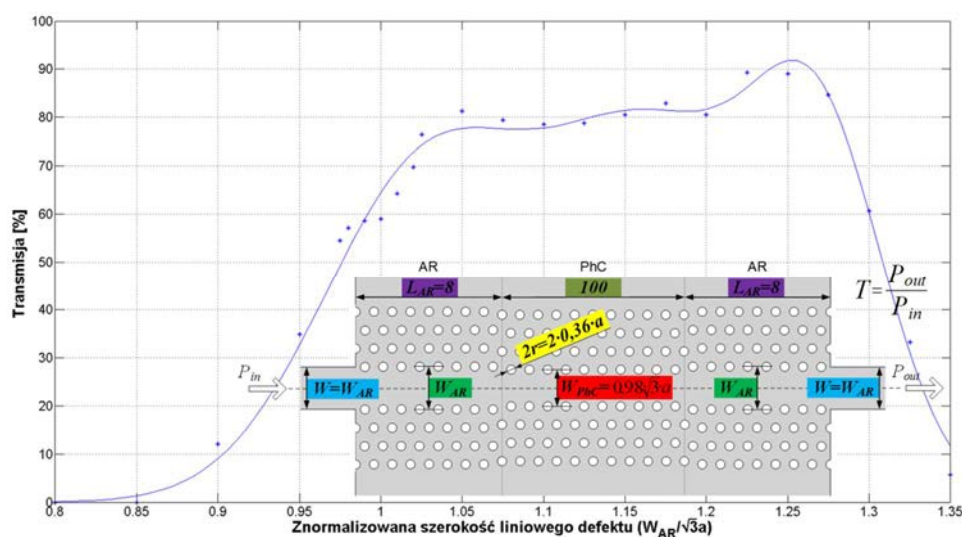
Rys. 4.14 Fotoniczny diagram pasmowy struktury 2D PhC o optymalnych parametrach geometrycznych.

Dla wybranego przez autora badań punktu  $k = 0,45$ , zapewniającego pracę w zakresie trybu „slow light” znormalizowana wartość częstotliwości modu defektowego  $TE_0$  wynosi  $0,27488 \cdot a$ . W kolejnym etapie analizy numerycznej zdefiniowano wpływ wprowadzenia sekcji antyodbiciowych do struktury kryształu fonicznego na uzyskiwane wartości współczynnika transmisji dla znormalizowanej wartości częstotliwości równej  $0,27488 \cdot a$ .

#### 4.1.2 Parametry sekcji antyodbiciowych

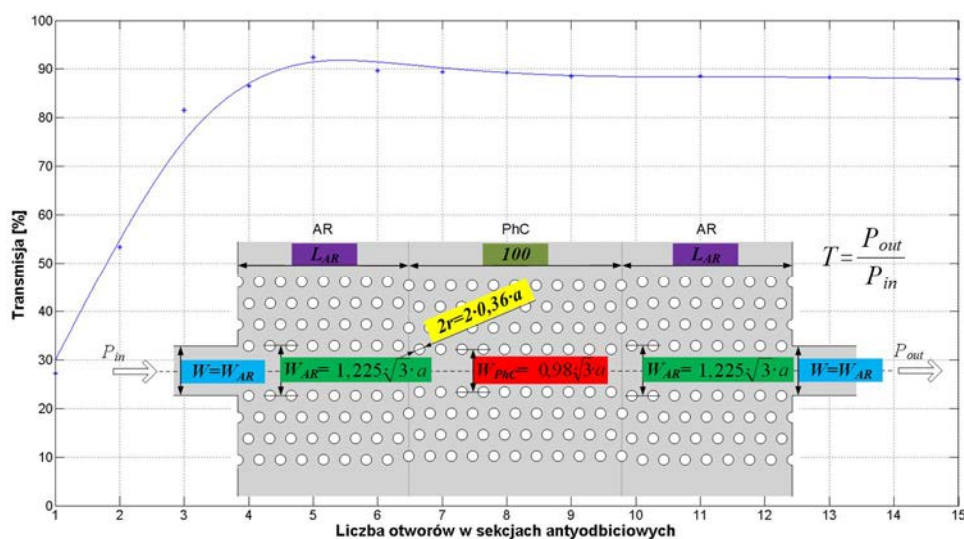
Podczas analiz numerycznych, których wyniki zaprezentowano w poprzednim rozdziale 4.1.1, uzyskano wartość współczynnika transmisji 57,18% w strukturze kryształu fonicznego bez sekcji antyodbiciowych. Zgodnie z literaturą przedmiotu [82-84], wprowadzenie sekcji antyodbiciowych (Rys. 4.1) stanowiących dodatkowy obszar kryształu fonicznego o zmienionej geometrii powoduje istotny wzrost tego współczynnika. Wynika to z faktu, iż sekcje AR pozwalają na „płynne” przejścia wiązki światła pomiędzy obszarami struktury, w których propagujący się mod różni się wartościami grupowymi współczynnikami załamania. Geometryczne parametry sekcji antyodbiciowych obejmują szerokość liniowego defektu  $W_{AR}$  w tym obszarze oraz liczbę otworów  $L_{AR}$  w kierunku propagacji wiązki światła. W związku z tym, przeprowadzono analizy numeryczne definiujące wpływ tych parametrów na uzyskiwaną wartość współczynnika transmisji dla zdefiniowanej wartości częstotliwości znormalizowanej równej  $0,27488 \cdot a$ . Analizie została poddana szerokość liniowego defektu z zakresu od  $0,8 \cdot \sqrt{3} \cdot a$  do  $1,35 \cdot \sqrt{3} \cdot a$  (Rys. 4.15) przy założeniu, iż liczba otworów

w sekcjach antyodbiciowych wynosi 8 oraz szerokość falowodu wejściowego oraz wyjściowego jest identyczna z szerokością  $W_{AR}$ .



Rys. 4.15 Zależność współczynnika transmisji od znormalizowanej szerokości liniowego defektu w sekcjach AR. Inset – zdefiniowane wartości parametrów geometrycznych, dla których prezentowana charakterystyka została wyznaczona.

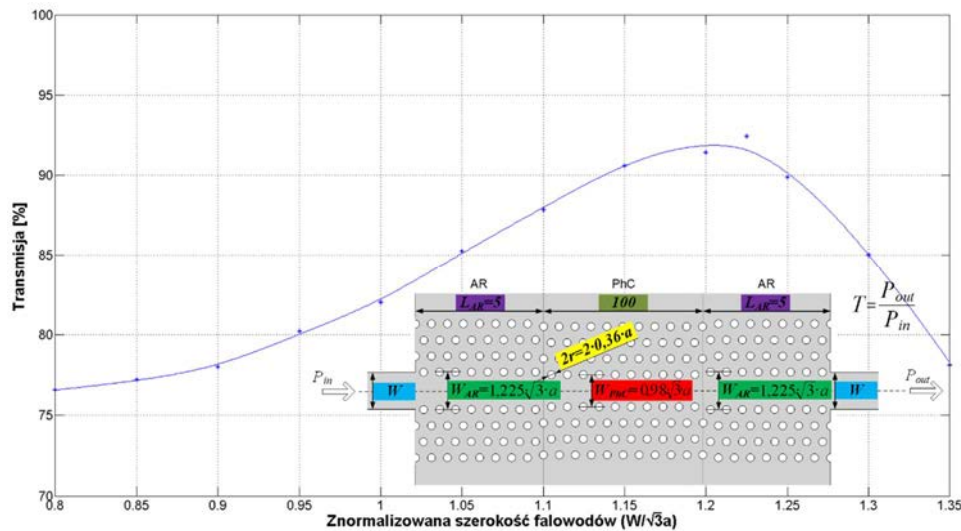
Wartość współczynnika transmisji rośnie wraz ze wzrostem wartości znormalizowanej szerokości liniowego defektu do wartości  $1,225 \cdot \sqrt{3} \cdot a$ , a następnie maleje. Maksymalną wartość współczynnika transmisji 89,33% uzyskano dla  $W_{AR} = 1,225 \cdot \sqrt{3} \cdot a$ . Dla najlepszej wartości szerokości liniowego defektu  $W_{AR}$  przeprowadzono następnie analizy wpływu liczby otworów w sekcjach AR na współczynnik transmisji. Analizowana liczba otworów  $L_{AR}$  obejmowała zakres od 1 do 15 (Rys. 4.16), a szerokość falowodu wejściowego i wyjściowego jest identyczna jak szerokość  $W_{AR}$ .



Rys. 4.16 Zależność współczynnika transmisji od liczby otworów w sekcjach AR. Inset – zdefiniowane wartości parametrów geometrycznych, dla których prezentowana charakterystyka została wyznaczona.

Wartość współczynnika transmisji rośnie wraz ze wzrostem liczby otworów, tak by ostatecznie dla  $L_{AR} = 5$  uzyskać praktycznie stałą wartość. Dla liczby otworów równej 1 lub 2 poziom współczynnika transmisji jest mały (maksymalnie 53,59%). Wynika to z faktu, iż dla tak dużej wartości  $W_{AR}$  oraz małej wartości  $L_{AR}$ , obszar sekcji  $AR$  jest zbyt wąski by wiązka światła mogła płynnie przejść z obszaru  $AR$  do obszaru  $PhC$ , w którym będzie propagować się w trybie „*slow light*”. Maksymalną wartość współczynnika transmisji 92,45% uzyskano dla  $L_{AR} = 5$ . W związku z tym, zmiana liczby otworów z 8 do 5 spowodowała wzrost współczynnika transmisji o około 3%.

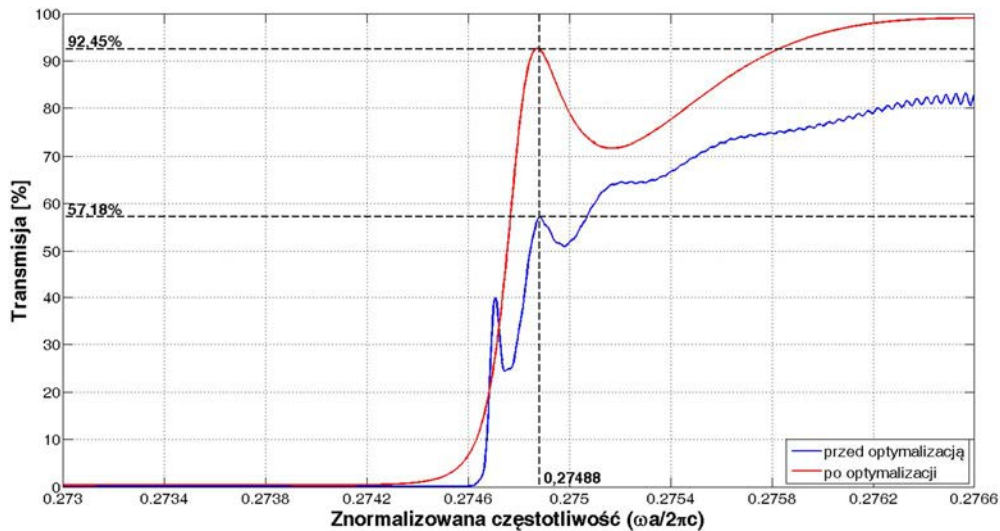
Ostatnią kwestią optymalizacji parametrów sekcji antyodbleniowych była analiza numeryczna szerokości falowodu wejściowego oraz wyjściowego  $W$  przy założeniu, iż  $W_{AR} = 1,225 \cdot \sqrt{3} \cdot a$  oraz  $L_{AR} = 5$ . Analizowano szerokości tych falowodów w zakresie od  $0,8 \cdot \sqrt{3} \cdot a$  do  $1,35 \cdot \sqrt{3} \cdot a$  (Rys. 4.17).



Rys. 4.17 Zależność współczynnika transmisji od znormalizowanej szerokości falowodów. Inset – zdefiniowane wartości parametrów geometrycznych, dla których prezentowana charakterystyka została wyznaczona.

Zmiana znormalizowanej szerokości falowodów  $W$  nie powoduje pożądanego wzrostu współczynnika transmisji, którego maksymalną wartość 92,45% uzyskano dla wartości parametru  $W = 1,225 \cdot \sqrt{3} \cdot a$ .

Charakterystyka transmisyjna struktury kryształu fotonicznego przed i po procesie optymalizacji została zaprezentowana na poniższym wykresie (Rys. 4.18).



Rys. 4.18 Charakterystyka transmisyjna struktury 2D PhC przed i po procesie optymalizacji wartości parametrów geometrycznych sekcji AR.

Wprowadzenie sekcji antyodbiciowych oraz optymalizacja ich parametrów geometrycznych pozwoliła na zwiększenie współczynnika transmisji o około 62%. Dodatkowo, uzyskana charakterystyka transmisyjna, w przypadku zastosowania sekcji AR, ma znacznie gładszą postać, praktycznie nie obserwowane są piki interferencyjne Fabry-Perota związane z wielokrotnymi odbiciami propagującej się wiązki od końców struktury kryształu fonicznego.

## 4.2 Analizy szczegółowe kryształów fonicznych

Szczegółowe analizy numeryczne obejmowały struktury kryształów fonicznych z liniowym defektem powstałym przez usunięcie rzędu otworów, rzędu otworów o mniejszym bądź większym promieniu od pozostałych oraz w postaci kanału powietrznego. Opis schematu przeprowadzania szczegółowych analiz został przedstawiony w rozdziale 4.

### 4.2.1 Liniowy defekt powstały przez usunięcie rzędu otworów

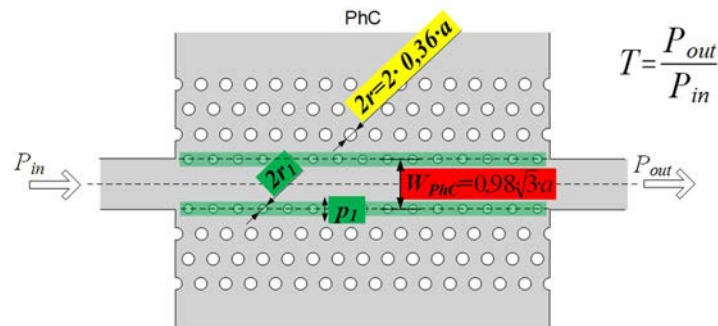
Optymalna struktura kryształu fonicznego z liniowym defektem powstałym przez usunięcie rzędu otworów, bez zastosowania sekcji antyodbiciowych charakteryzowała się następującymi wartościami badanych parametrów optycznych:

- współczynnik transmisji  $T = 57,18\%$ ,
- grupowy współczynnik załamania  $n_g = 577,98$ ,
- współczynnik przekrycia  $\eta = 14,73\%$ .

Wartości te zostały uzyskane dla struktury o wartościach parametrów geometrycznych:

- promień otworów  $r = 0,36 \cdot a$ ,
- szerokość liniowego defektu  $W_{PhC} = 0,98 \cdot \sqrt{3} \cdot a$ .

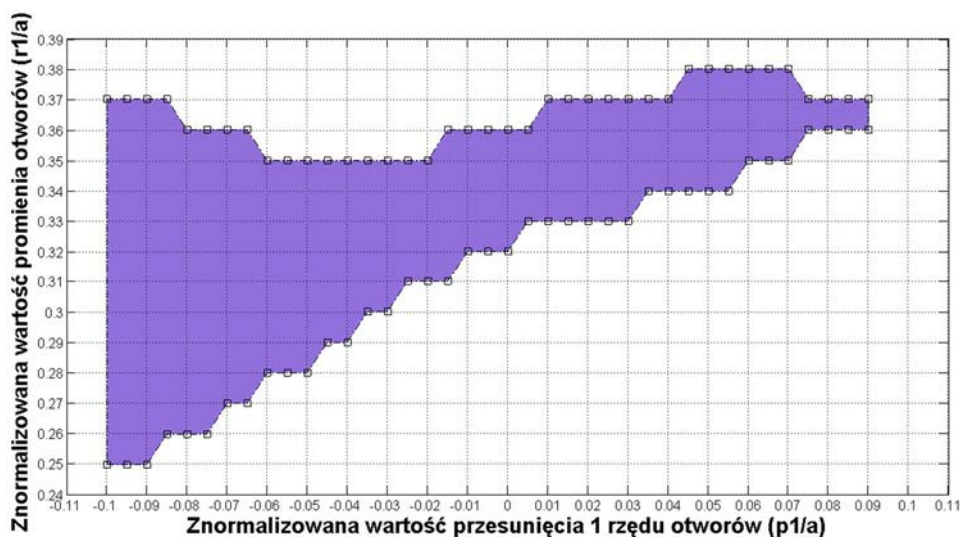
Bazując na powyższych wartościach przeprowadzono dodatkowe analizy wpływu promienia  $r_1$  oraz przesunięcia  $p_1$  pierwszego rzędu otworów w pobliżu liniowego defektu (Rys. 4.19) na uzyskiwane wartości współczynnika transmisji  $T$ , grupowego współczynnika załamania  $n_g$  oraz współczynnika przekrycia  $\eta$ .



Rys. 4.19 Analizowane parametry geometryczne pierwszego rzędu otworów w pobliżu liniowego defektu ( $r_1, p_1$ ) oraz parametry geometryczne zdefiniowane na podstawie analiz numerycznych z poprzedniego kroku ( $r, W_{PhC}$ ).

Wartość promienia otworów  $r_1$  została przeanalizowana w zakresie od  $0,1 \cdot a$  do  $0,5 \cdot a$  z krokiem  $0,01 \cdot a$ , natomiast wartość przesunięcia  $p_1$  w zakresie od  $-0,1 \cdot a$  do  $0,1 \cdot a$  z krokiem  $0,005 \cdot a$ . Parametry te zostały przeanalizowane jako wzajemnie zależne od siebie.

Analogicznie, jak w poprzednim rozdziale, analizy numeryczne rozpoczęto od zdefiniowania obszaru, w zakresie którego nie występuje zjawisko przekrywania się modów (Rys. 4.20).

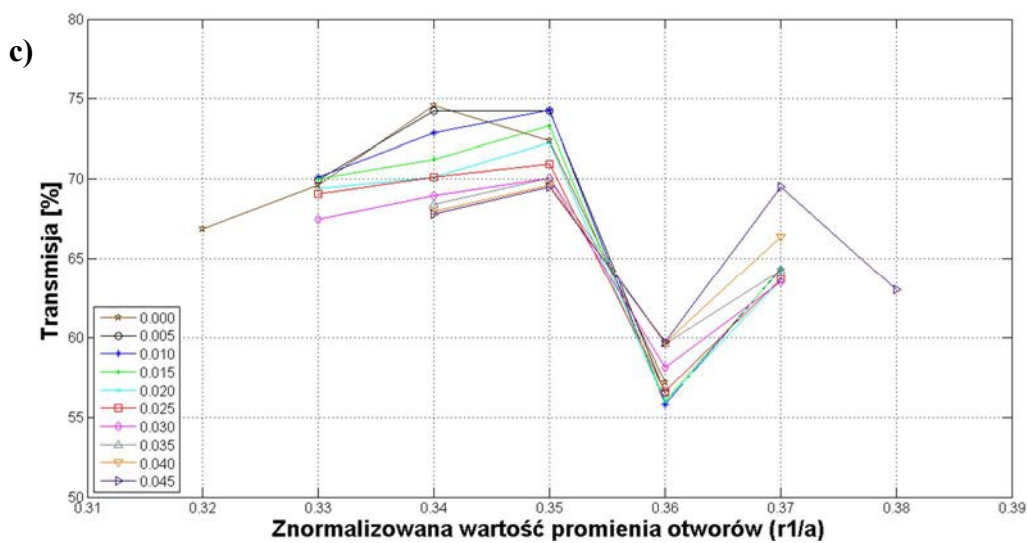
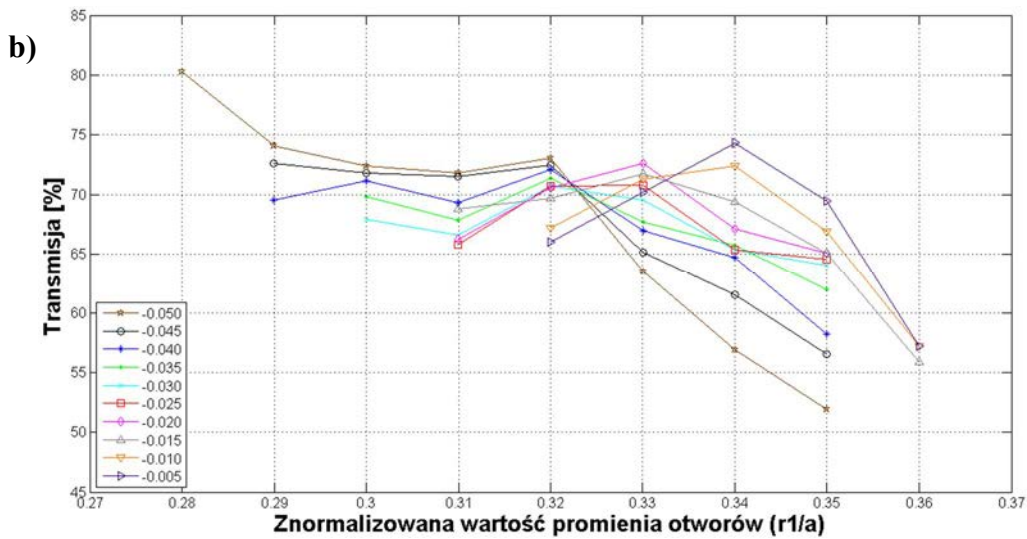
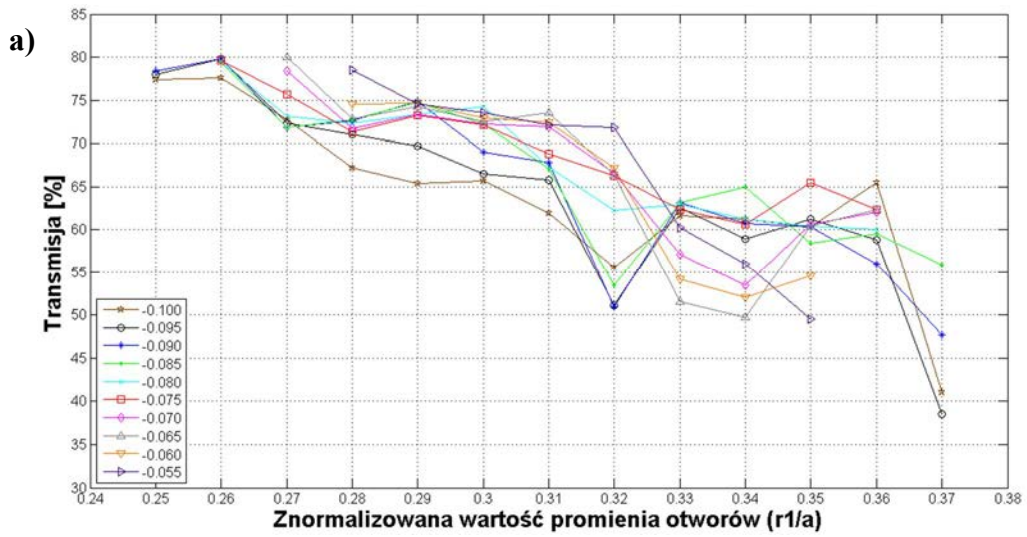


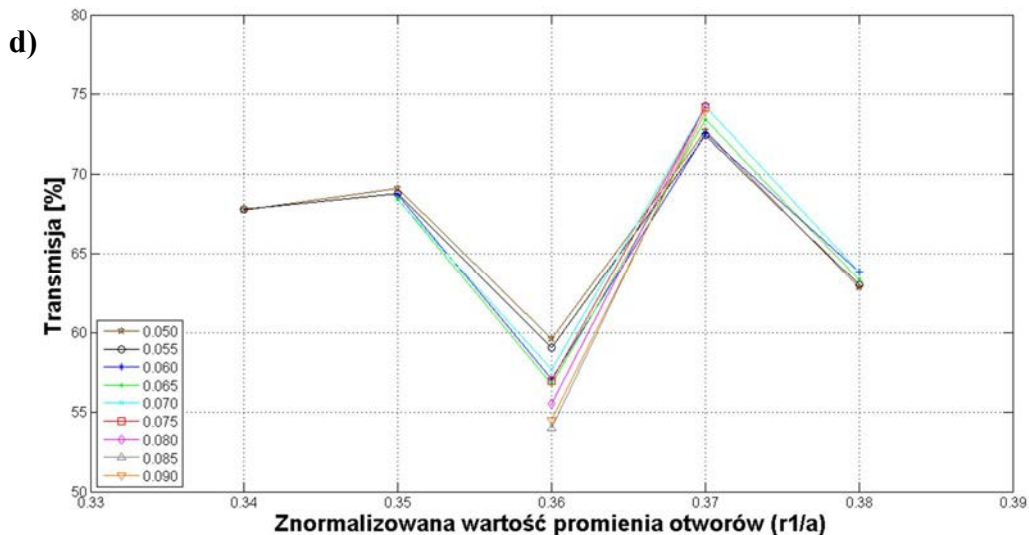
Rys. 4.20 Zależność znormalizowanej wartości promienia otworów w funkcji znormalizowanej wartości przesunięcia pierwszego rzędu otworów. Kolorem fioletowym zaznaczono obszar wartości, w zakresie których nie występuje zjawisko przekrywania się modów.

Dla wartości parametrów geometrycznych z obszaru zaznaczonego kolorem fioletowym (Rys. 4.20) wyznaczono charakterystyki współczynnika transmisji (Rys. 4.21), grupowego współczynnika załamania (Rys. 4.22) oraz współczynnika przekrycia (Rys. 4.23). Ze względu na dużą liczbę analizowanych wartości  $p_1$  (41) oraz pożądaną przejrzystość tych



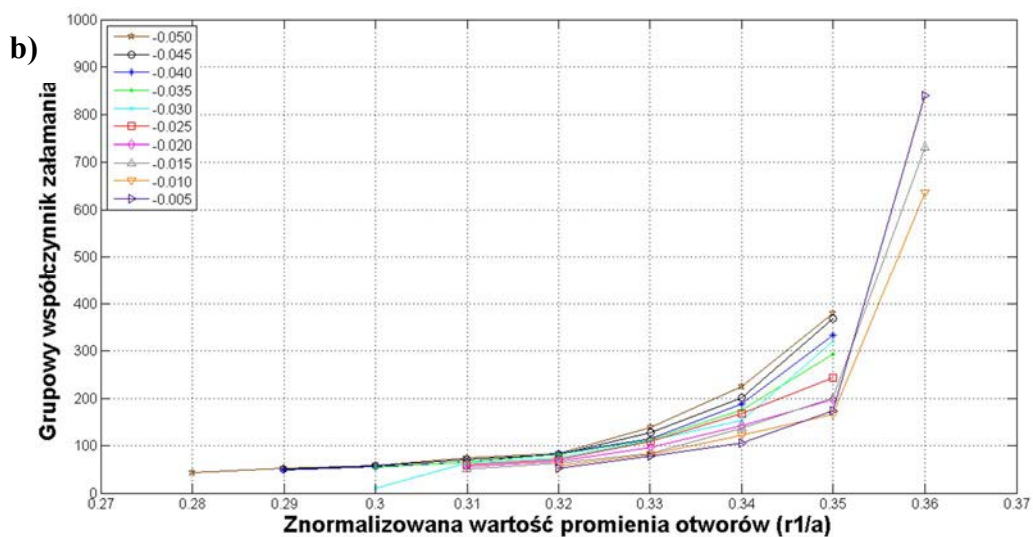
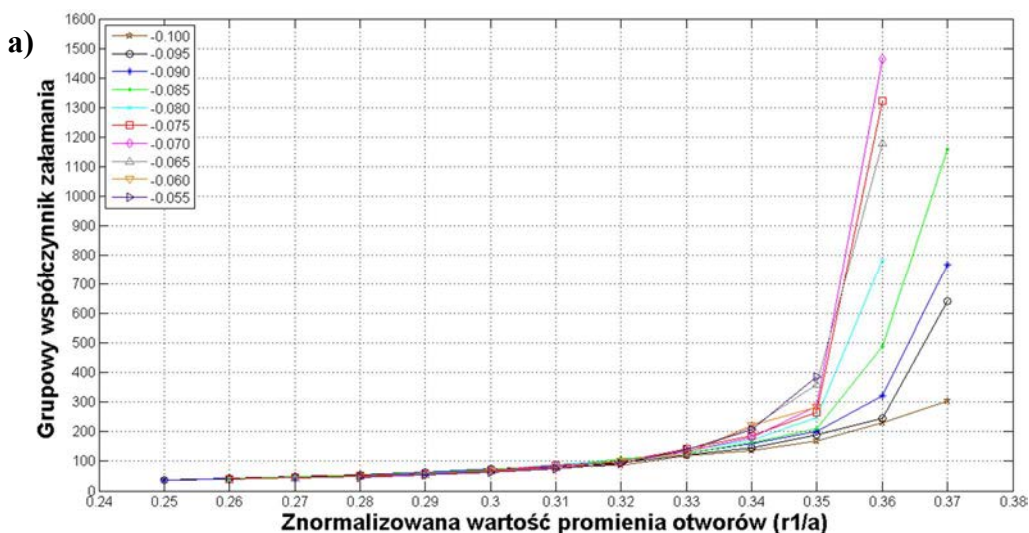
charakterystyk, każda z nich została podzielona na 4 charakterystyki obejmujące pewien zakres wartości  $p_1$ .

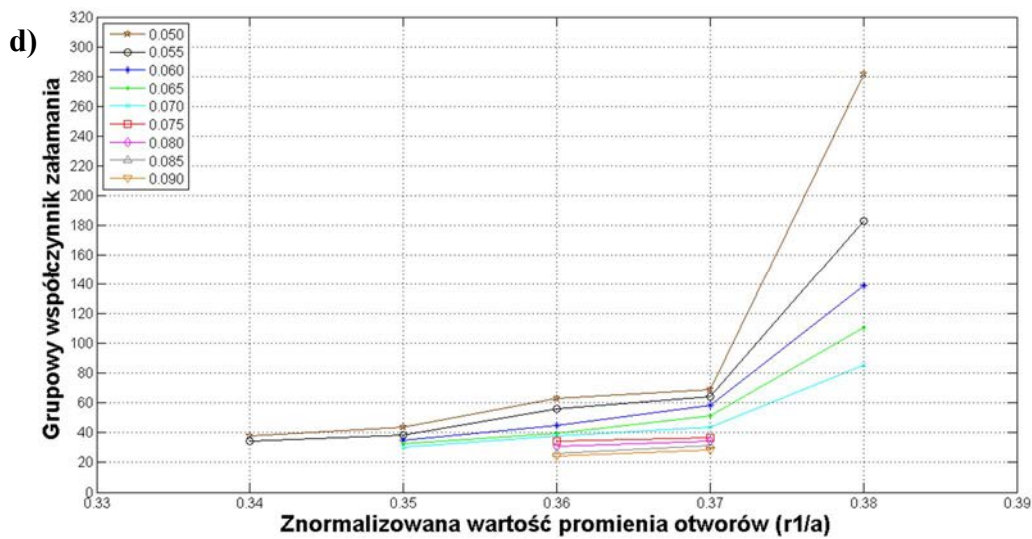
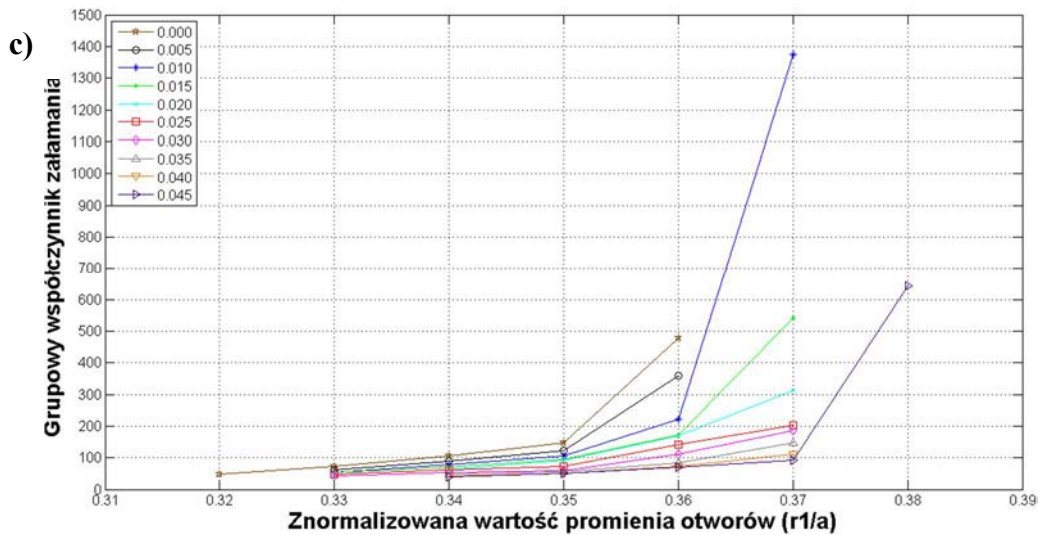




Rys. 4.21 Zależność współczynnika transmisji od znormalizowanej wartości promienia (oś odciętych) oraz przesunięcia pierwszego rzędu otworów (legenda) w zakresie: a) od  $-0,100 \cdot a$  do  $-0,055 \cdot a$ , b) od  $-0,050 \cdot a$  do  $-0,005 \cdot a$ , c) od  $0$  do  $0,045 \cdot a$ , d) od  $0,050 \cdot a$  do  $0,090 \cdot a$ .

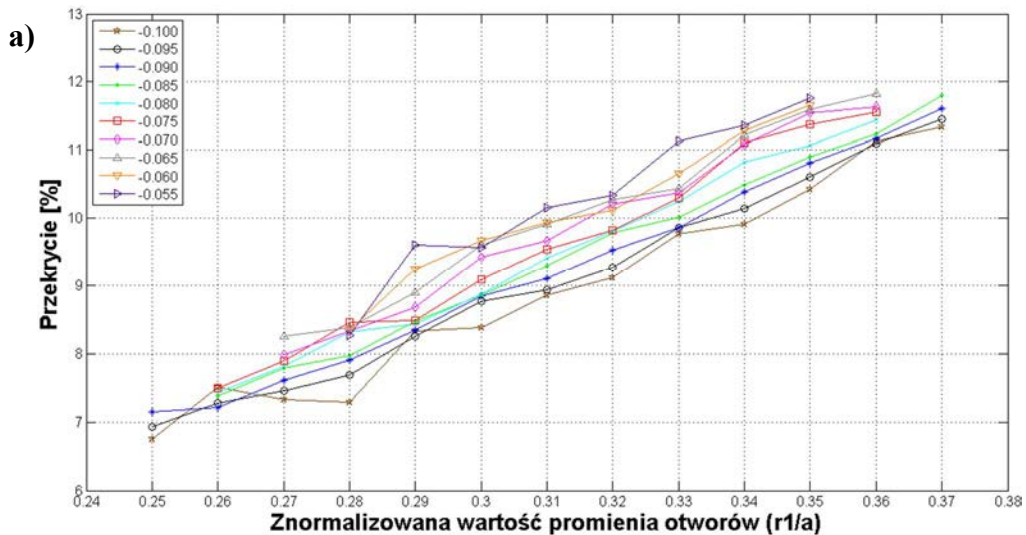
Maksymalną wartość współczynnika transmisji  $T = 80,28\%$  otrzymano dla wartości parametrów  $r_1 = 0,28 \cdot a$  oraz  $p_1 = -0,050 \cdot a$ .

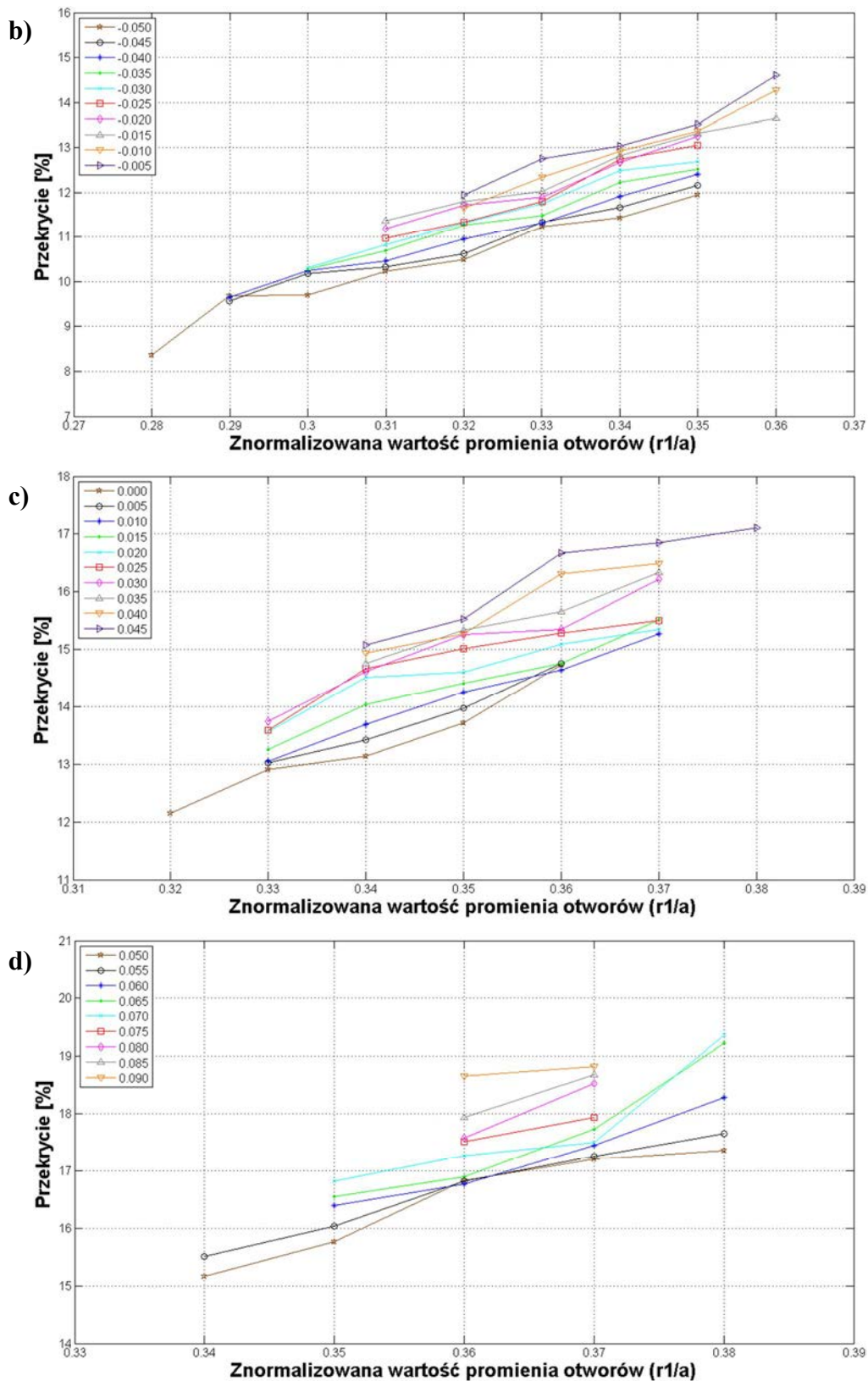




Rys. 4.22 Zależność grupowego współczynnika załamania od znormalizowanej wartości promienia (oś odciętych) oraz przesunięcia pierwszego rzędu otworów (legenda) w zakresie: a) od  $-0,100 \cdot a$  do  $-0,055 \cdot a$ , b) od  $-0,050 \cdot a$  do  $-0,005 \cdot a$ , c) od  $0$  do  $0,045 \cdot a$ , d) od  $0,050 \cdot a$  do  $0,090 \cdot a$ .

Maksymalną wartość grupowego współczynnika załamania  $n_g = 1462,66$  uzyskano dla wartości parametrów geometrycznych  $r_1 = 0,36 \cdot a$  oraz  $p_1 = -0,070 \cdot a$ .





Rys. 4.23 Zależność współczynnika przekrycia od znormalizowanej wartości promienia (oś odciętych) oraz przesunięcia pierwszego rzędu otworów (legenda) w zakresie: a) od  $-0,100 \cdot a$  do  $-0,055 \cdot a$ , b) od  $-0,050 \cdot a$  do  $-0,005 \cdot a$ , c) od  $0$  do  $0,045 \cdot a$ , d) od  $0,050 \cdot a$  do  $0,090 \cdot a$ .

Maksymalną wartość współczynnika przekrycia  $\eta = 19,36\%$  otrzymano dla wartości parametrów  $r_1 = 0,38 \cdot a$  oraz  $p_1 = 0,070 \cdot a$ .

Wykorzystując skrypt napisany w Matlabie, dokonano wyboru najlepszej struktury kryształu fotonicznego biorąc pod uwagę wartości parametrów  $r_1$  oraz  $p_1$ :

- promień otworów pierwszego rzędu w pobliżu liniowego defektu  $r_1 = 0,37 \cdot a$ ,
- przesunięcie pierwszego rzędu otworów w pobliżu liniowego defektu  $p_1 = 0,010 \cdot a$ .

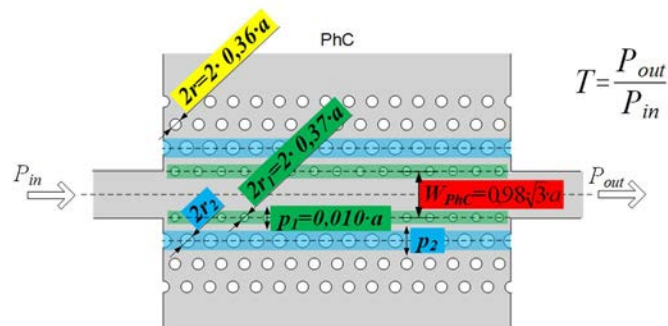
Struktura kryształu fotonicznego zdefiniowana w ten sposób charakteryzuje się następującymi wartościami parametrów optycznych:

- współczynnik transmisji  $T = 64,32\%$ ,
- grupowy współczynnik załamania  $n_g = 1375,20$ ,
- współczynnik przekrycia  $\eta = 15,27\%$ .

W porównaniu do podstawowych analiz numerycznych, optymalizacja wartości parametrów  $r_1$  oraz  $p_1$  pozwoliła na zwiększenie wartości wszystkich trzech badanych parametrów optycznych. Najistotniejszy jest wzrost wartości grupowego współczynnika załamania. W stosunku do podstawowych analiz wzrost ten wynosi około 138%.

Ze względu na dużą liczbę otrzymanych charakterystyk, dalsze wyniki analiz numerycznych zostaną zaprezentowane sumarycznie w postaci tabel.

W dalszym etapie analizy, bazując na zdefiniowanych wartościach parametrów geometrycznych  $r$ ,  $W_{PhC}$ ,  $r_1$  oraz  $p_1$  przeprowadzono analizę wpływu promienia otworów drugiego rzędu w pobliżu liniowego defektu  $r_2$  oraz przesunięcia tego rzędu otworów  $p_2$  (Rys. 4.24) na uzyskiwane wartości parametrów optycznych. Analizowane wartości parametrów  $r_2$  oraz  $p_2$  obejmowały odpowiednio zakresy od  $0,1 \cdot a$  do  $0,5 \cdot a$  z krokiem  $0,01 \cdot a$  oraz od  $-0,1 \cdot a$  do  $0,1 \cdot a$  z krokiem  $0,005 \cdot a$ .



Rys. 4.24 Analizowane parametry geometryczne drugiego rzędu otworów w pobliżu liniowego defektu ( $r_2$ ,  $p_2$ ) oraz parametry geometryczne zdefiniowane na podstawie analiz numerycznych z poprzedniego kroku ( $r$ ,  $W_{PhC}$ ,  $r_1$ ,  $p_1$ ).

Otrzymane wyniki analiz numerycznych zostały zaprezentowane sumarycznie w poniższej tabeli (Tab. 4.1).

Startowe wartości parametrów	$r$	$W_{PhC}$	$r_1$	$p_1$
	$0,36 \cdot a$	$0,98 \cdot \sqrt{3} \cdot a$	$0,37 \cdot a$	$0,010 \cdot a$
Obszar pracy				
Najlepsze wartości parametrów	$r_2 = 0,34 \cdot a$		$p_2 = 0$	
Współczynnik transmisji [%]	<b>55,81</b> (64,32)			
Grupowy współczynnik załamania	<b>2031,09</b> (1375,20)			
Współczynnik przekrycia [%]	<b>14,59</b> (15,27)			

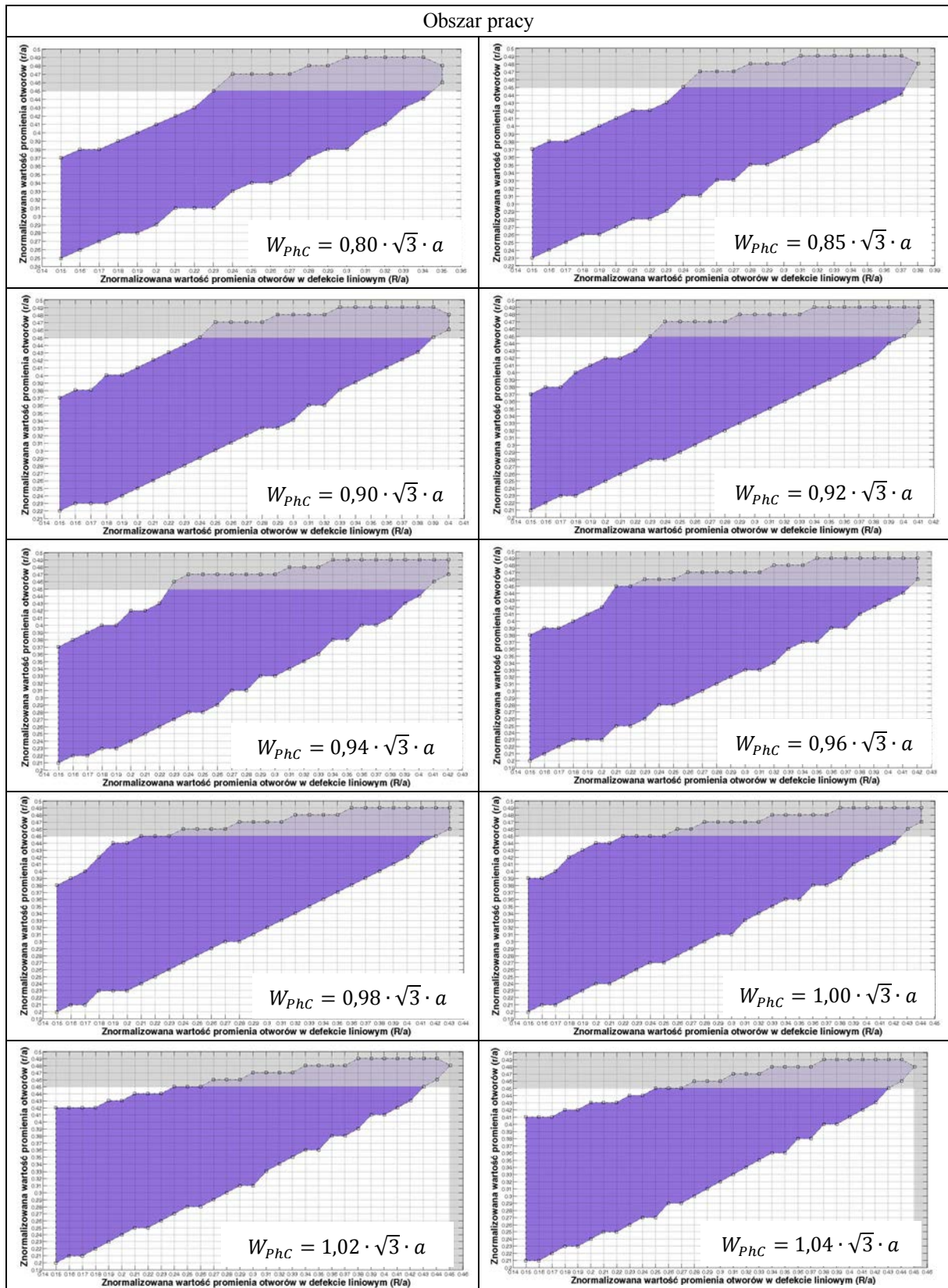
Tab. 4.1 Zdefiniowany obszar pracy, najlepsze (na obecnym etapie analiz) wartości parametrów geometrycznych oraz uzyskane wartości parametrów optycznych.

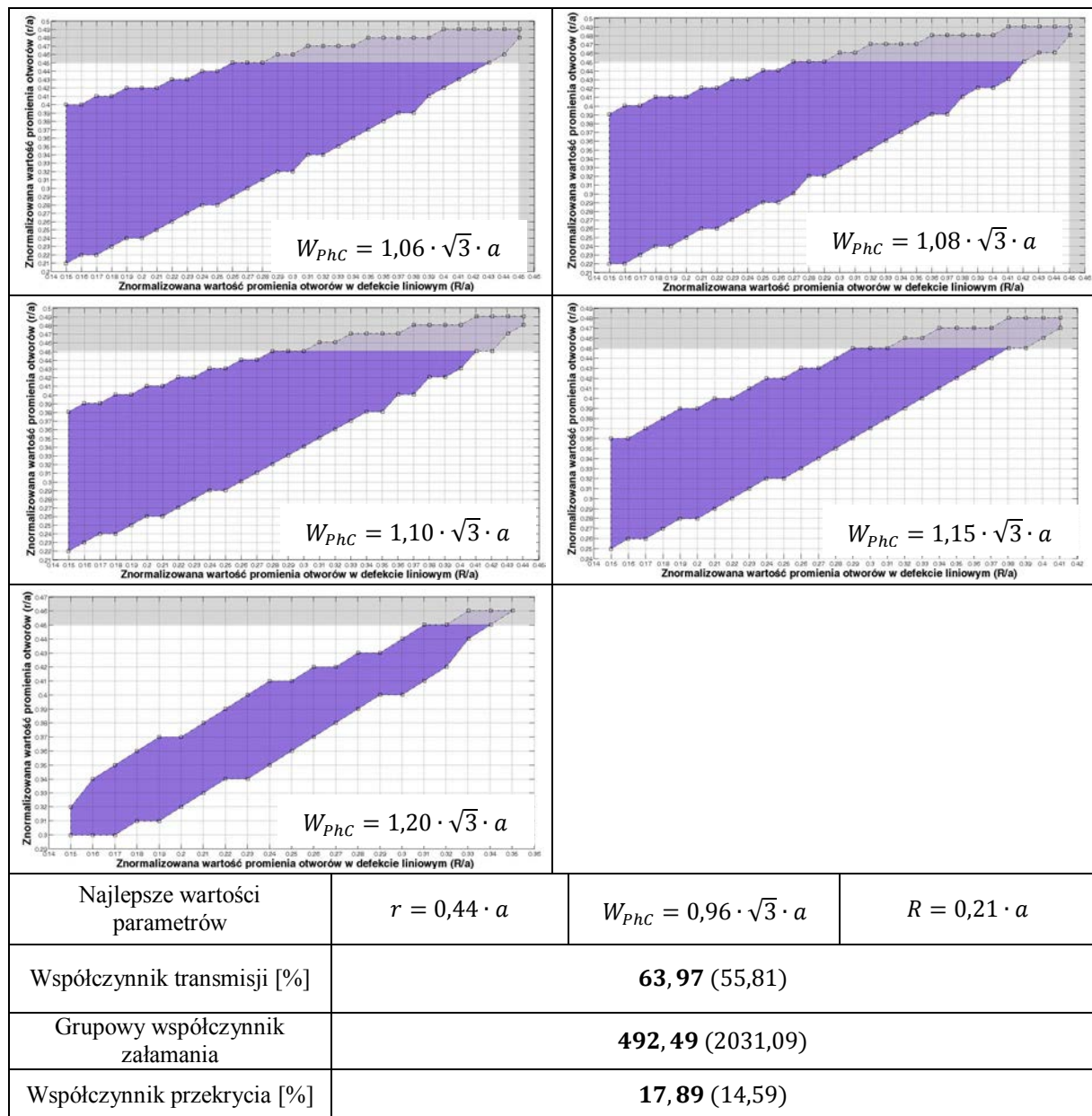
Optymalizacja parametrów geometrycznych  $r_2$  i  $p_2$  skutkowałą, z jednej strony uzyskaniem większej wartości grupowego współczynnika załamania, z drugiej strony, mniejszych wartości współczynnika transmisji oraz współczynnika przekrycia. Autor zdecydował, iż wzrost wartości  $n_g$  o około 48% w pełni rekompensuje spadek wartości  $T$  o 15% oraz  $\eta$  o 5%. Wartości tych parametrów optycznych uzyskano przy braku przesunięcia drugiego rzędu otworów  $p_2$  w pobliżu liniowego defektu oraz dla promienia otworów w tym rzędzie  $r_2$  równym  $0,34 \cdot a$ .

#### 4.2.2 Liniowy defekt w postaci otworów o innym promieniu niż pozostałe

W kolejnym etapie badań przeprowadzono analizy numeryczne struktury 2D kryształu fotonicznego z liniowym defektem w postaci otworów o promieniu mniejszym bądź większym od pozostałych. Analizie poddano wpływ promienia wszystkich otworów struktury poza liniowym defektem  $r$ , szerokości liniowego defektu  $W_{PhC}$  oraz promienia otworów w liniowym defekcie  $R$  na uzyskiwane wartości badanych parametrów optycznych (Rys. 4.3). Wartości  $r$  i  $R$  analizowane były w zakresie od  $0,1 \cdot a$  do  $0,5 \cdot a$  z krokiem  $0,01 \cdot a$ , a wartość  $W_{PhC}$  w zakresie od  $0,8 \cdot \sqrt{3} \cdot a$  do  $1,2 \cdot \sqrt{3} \cdot a$  ze zmienny krokiem (patrz Tab. 4.2). Wartości tych parametrów przeanalizowano jako wzajemnie zależne od siebie.

Otrzymane wyniki analiz numerycznych zostały zaprezentowane sumarycznie w poniższej tabeli (Tab. 4.2).





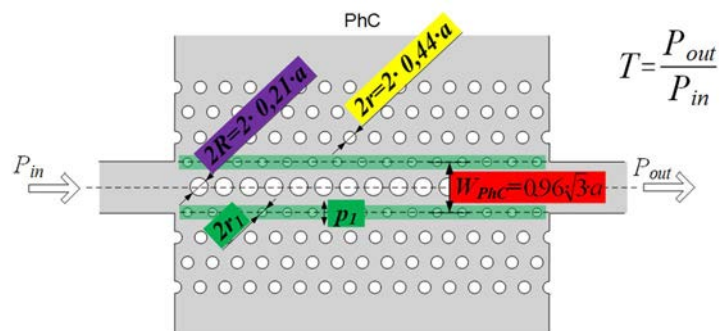
Tab. 4.2 Zdefiniowane obszary pracy dla różnych wartości szerokości liniowego defektu  $W_{PhC}$ , najlepsze (na obecnym etapie analiz) wartości parametrów geometrycznych oraz uzyskane wartości parametrów optycznych.

Wyniki analiz numerycznych, które otrzymano dla znormalizowanych wartości promienia otworów powyżej  $0,45 \cdot a$  zostały oznaczone szarym kolorem na zaprezentowanych wykresach definiujących teoretyczne obszary pracy, w których nie występuje niekorzystne zjawisko przekrywania się pasm. Pomimo, iż w szarych obszarach istnieją teoretyczne punkty pracy to wyniki otrzymane dla tych punktów nie zostały uwzględnione przy projektowaniu struktur. Wynika to z faktu, iż dla tak dużych wartości promieni otworów istnieje duże prawdopodobieństwo połączenia się otworów podczas wytwarzania nanostruktury na wskutek niedoskonałości technologicznych.



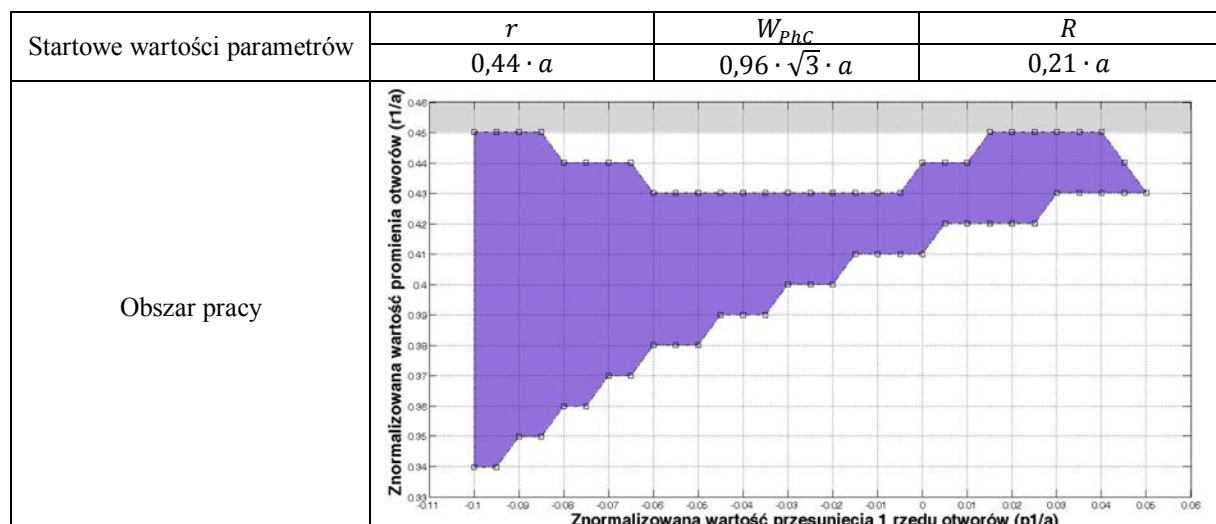
Najlepsze wartości parametrów geometrycznych wynoszą  $r = 0,44 \cdot a$ ,  $W_{PhC} = 0,96 \cdot \sqrt{3} \cdot a$  oraz  $R = 0,21 \cdot a$  i gwarantują wartości 63,97% współczynnika transmisji, 492,49 grupowego współczynnika załamania oraz 17,89% współczynnika przekrycia. Uzyskane wartości  $T$  oraz  $\eta$  są wyższe aniżeli w przypadku analizowanej, najlepszej struktury z liniowym defektem powstałym przez usunięcie rzędu otworów (Rozdz. 4.2.1), jednakże duży spadek wartości  $n_g$  eliminuje tę nanostrukturę z obszaru zainteresowania przy ostatecznym wyborze elementu aktywnego spektroskopowego czujnika gazu.

Na podstawie wyników z poprzedniego rozdziału (Rozdz. 4.2.1) należało oczekiwać, iż wartość grupowego współczynnika załamania w znacznym stopniu wzrośnie na skutek optymalizacji wartości parametrów geometrycznych związanych z pierwszym i drugim rzędem otworów w pobliżu defektu liniowego. W związku z tym, kolejny etap analiz obejmował optymalizację parametrów  $r_1$  oraz  $p_1$  (Rys. 4.25). Wartości tych parametrów były analizowane w analogicznym zakresie jak w przypadku liniowego defektu powstałego przez usunięcie rzędu otworów.



Rys. 4.25 Analizowane parametry geometryczne pierwszego rzędu otworów w pobliżu liniowego defektu ( $r_1, p_1$ ) oraz parametry geometryczne zdefiniowane na podstawie analiz numerycznych z poprzedniego kroku ( $r, W_{PhC}, R$ ).

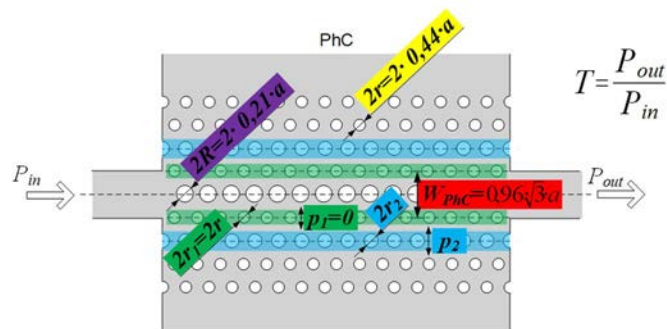
Otrzymane wyniki analiz numerycznych zostały zaprezentowane sumarycznie w poniższej tabeli (Tab. 4.3).



Najlepsze wartości parametrów	$r_1 = 0,44 \cdot a$	$p_1 = 0$
Współczynnik transmisji [%]	<b>63,97</b> (63,97)	
Grupowy współczynnik załamania	<b>492,49</b> (492,49)	
Współczynnik przekrycia [%]	<b>17,89</b> (17,89)	

Tab. 4.3 Zdefiniowany obszar pracy, najlepsze (na obecnym etapie analiz) wartości parametrów geometrycznych oraz uzyskane wartości parametrów optycznych.

Optymalizacja wartości parametrów geometrycznych  $r_1$  oraz  $p_1$  nie skutkowała zwiększeniem wartości badanych parametrów optycznych. W związku z tym, przeprowadzono dalsze analizy numeryczne, związane z promieniem  $r_2$  oraz przesunięciem  $p_2$  drugiego rzędu otworów (Rys. 4.26). Zakres analizowanych wartości parametrów był identyczny jak w przypadku liniowego defektu powstałego przez usunięcie rzędu otworów.



Rys. 4.26 Analizowane parametry geometryczne drugiego rzędu otworów w pobliżu liniowego defektu ( $r_2$ ,  $p_2$ ) oraz parametry geometryczne zdefiniowane na podstawie analiz numerycznych z poprzedniego kroku ( $r$ ,  $W_{phc}$ ,  $R$ ,  $r_1$ ,  $p_1$ ).

Otrzymane wyniki analiz numerycznych zostały zaprezentowane sumarycznie w poniższej tabeli (Tab. 4.4).

Startowe wartości parametrów	$r$	$W_{phc}$	$R$	$r_1$	$p_1$
	$0,44 \cdot a$	$0,96 \cdot \sqrt{3} \cdot a$	$0,21 \cdot a$	$0,44 \cdot a$	$0$
Obszar pracy					
Najlepsze wartości parametrów	$r_2 = 0,42 \cdot a$		$p_2 = 0,035 \cdot a$		
Współczynnik transmisji [%]	<b>52,64</b> (63,97)				
Grupowy współczynnik załamania	<b>1558,71</b> (492,49)				
Współczynnik przekrycia [%]	<b>15,99</b> (17,89)				

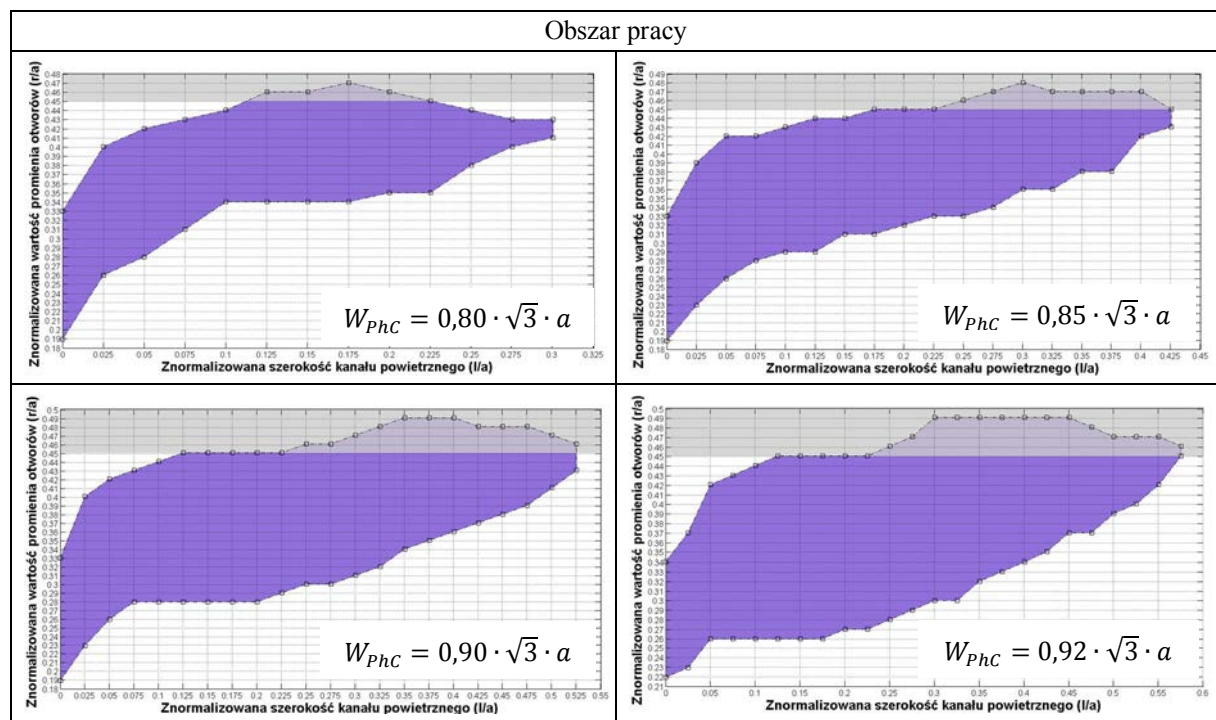
Tab. 4.4 Zdefiniowany obszar pracy, najlepsze (na obecnym etapie analiz) wartości parametrów geometrycznych oraz uzyskane wartości parametrów optycznych.

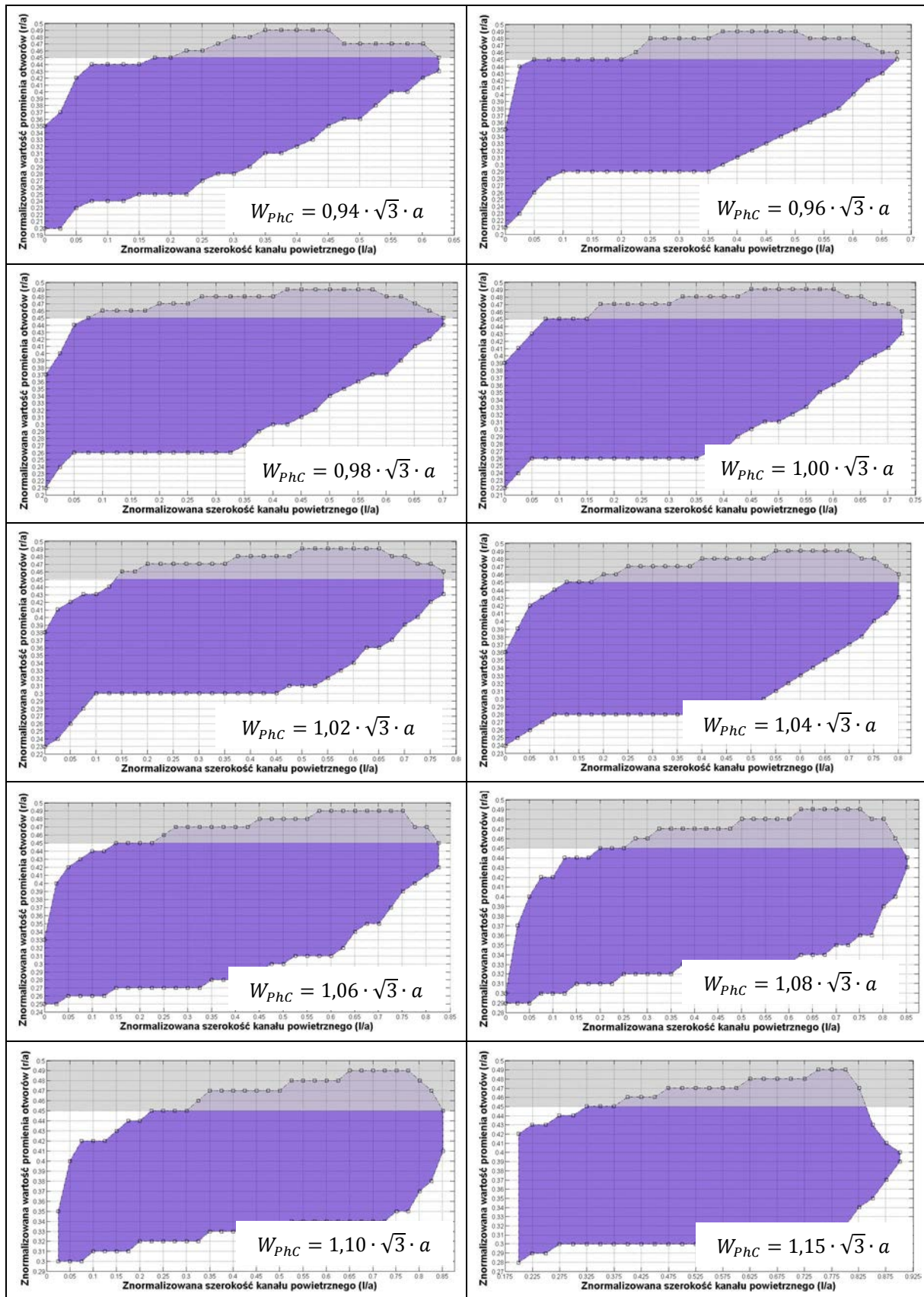
Zmiany parametrów geometrycznych  $r_2$  oraz  $p_2$  dawała wyniki podobne jak w przypadku defektu liniowego powstałego przez usunięcie rzędu otworów, tzn. obniżeniem wartości współczynnika transmisji i przekrycia oraz wzrostem wartości grupowego współczynnika załamania.

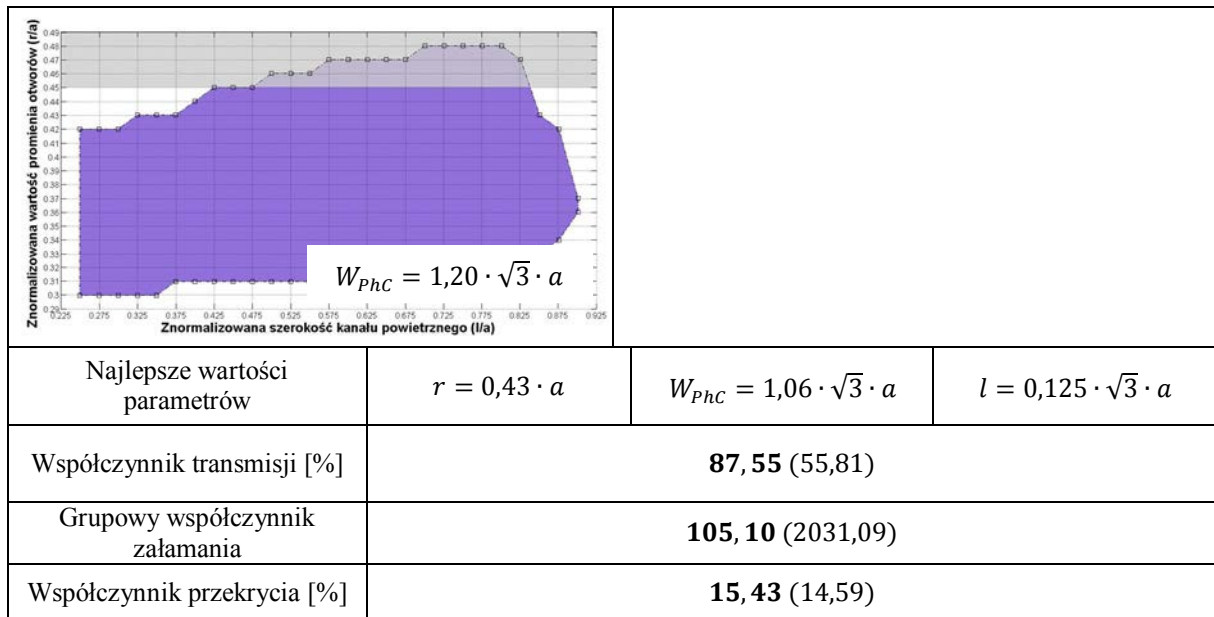
### 4.2.3 Liniowy defekt w postaci kanału powietrznego

Ostatni etap tej części badań obejmował analizy numeryczne wpływu parametrów geometrycznych dwuwymiarowej struktury kryształu fonicznego z liniowym defektem w postaci kanału powietrznego na uzyskiwane wartości badanych parametrów optycznych. Parametry geometryczne nanostruktury poddane procesowi optymalizacji obejmowały promień wszystkich otworów  $r$ , szerokość liniowego defektu  $W_{phc}$  oraz szerokość kanału powietrznego  $l$  (Rys. 4.4). Wartości  $r$  analizowane były w zakresie od  $0,1 \cdot a$  do  $0,5 \cdot a$  z krokiem  $0,01 \cdot a$ , wartość  $W_{phc}$  w zakresie od  $0,8 \cdot \sqrt{3} \cdot a$  do  $1,2 \cdot \sqrt{3} \cdot a$  ze zmienny krokiem (patrz Tab. 4.5), a wartość  $l$  w zakresie od 0 do maksymalnej wartości  $W_{phc}$  analizowanej w danym kroku. Wartości tych parametrów przeanalizowano jako wzajemnie zależne od siebie.

Otrzymane wyniki analiz numerycznych zostały zaprezentowane sumarycznie w poniższej tabeli (Tab. 4.5).

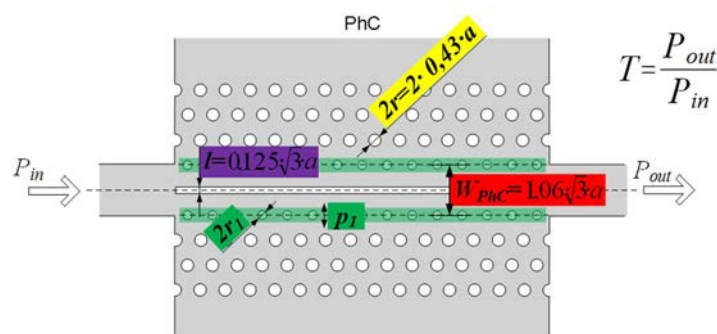






Tab. 4.5 Zdefiniowane obszary pracy dla różnych wartości szerokości liniowego defektu  $W_{PhC}$ , najlepsze (na obecnym etapie analiz) wartości parametrów geometrycznych oraz uzyskane wartości parametrów optycznych.

W porównaniu do najlepszej dwuwymiarowej struktury z liniowym defektem powstałym przez usunięcie rzędu otworów ( $T = 55,81\%$ ,  $n_g = 2031,09$ ,  $\eta = 14,59\%$ ), przeprowadzony proces optymalizacji parametrów  $r$ ,  $W_{PhC}$  oraz  $l$  pozwolił na uzyskanie znacznie wyższej wartości współczynnika transmisji  $T = 87,55\%$ , nieznacznie wyższej wartości przekrycia  $\eta = 15,43\%$  oraz duże obniżenie wartości grupowego współczynnika załamania  $n_g = 105,10$ . Zgodnie z poprzednio zaprezentowanymi wynikami, optymalizacja parametrów geometrycznych dwóch rzędów otworów pozwala na zwiększenie wartości grupowego współczynnika załamania. W związku z tym, podobnie jak w poprzednich badaniach, przeprowadzono analizę wpływu promienia  $r_1$  oraz przesunięcia  $p_1$  pierwszego rzędu otworów (Rys. 4.27) na uzyskiwane wartości parametrów optycznych. Wartości tych parametrów były analizowane w podobnym zakresie jak w przypadku liniowego defektu powstałego przez usunięcie rzędu otworów.



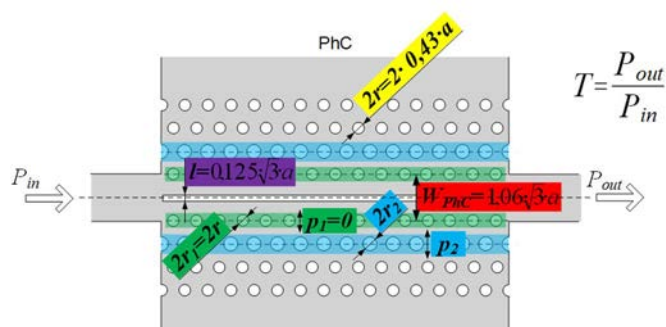
Rys. 4.27 Analizowane parametry geometryczne pierwszego rzędu otworów w pobliżu liniowego defektu ( $r_1, p_1$ ) oraz parametry geometryczne zdefiniowane na podstawie analiz numerycznych z poprzedniego kroku ( $r, W_{PhC}, l$ ).

Otrzymane wyniki analiz numerycznych zostały zaprezentowane sumarycznie w poniższej tabeli (Tab. 4.6).

Startowe wartości parametrów	$r$	$W_{PhC}$	$l$
		$0,43 \cdot a$	$1,06 \cdot \sqrt{3} \cdot a$
Obszar pracy			
Najlepsze wartości parametrów	$r_1 = 0,43 \cdot a$		$p_1 = 0$
Współczynnik transmisji [%]	<b>87,55</b> (87,55)		
Grupowy współczynnik załamania	<b>105,10</b> (105,10)		
Współczynnik przekrycia [%]	<b>15,43</b> (15,43)		

Tab. 4.6 Zdefiniowany obszar pracy, najlepsze (na obecnym etapie analiz) wartości parametrów geometrycznych oraz uzyskane wartości parametrów optycznych.

Podobnie jak w przypadku liniowego defektu w postaci rzędu otworów o mniejszym bądź większym promieniu niż pozostałe otwory, optymalizacja parametrów geometrycznych  $r_1$  oraz  $p_1$  nie skutkowała wzrostem wartości badanych parametrów. Na podstawie doświadczenia z poprzedniego punktu, dokonano analizy wartości promienia  $r_2$  oraz przesunięcia  $p_2$  drugiego rzędu otworów (Rys. 4.28) w celu zwiększenia wartości parametrów optycznych. Zakres analizowanych wartości parametrów był identyczny jak w przypadku liniowego defektu w postaci rzędu otworów o mniejszej bądź większej średnicy.



Rys. 4.28 Analizowane parametry geometryczne drugiego rzędu otworów w pobliżu liniowego defektu ( $r_2$ ,  $p_2$ ) oraz parametry geometryczne zdefiniowane na podstawie analiz numerycznych z poprzedniego kroku ( $r$ ,  $W_{PhC}$ ,  $l$ ,  $r_1$ ,  $p_1$ ).

Otrzymane wyniki analiz numerycznych zostały zaprezentowane sumarycznie w poniższej tabeli (Tab. 4.7).

Startowe wartości parametrów	$r$	$W_{PhC}$	$l$	$r_1$	$p_1$
	$0,43 \cdot a$	$1,06 \cdot \sqrt{3} \cdot a$	$0,125 \cdot \sqrt{3} \cdot a$	$0,43 \cdot a$	0
Obszar pracy					
Najlepsze wartości parametrów	$r_2 = 0,42 \cdot a$		$p_2 = 0$		
Współczynnik transmisji [%]	<b>74, 23</b> (87,55)				
Grupowy współczynnik załamania	<b>187, 50</b> (105,10)				
Współczynnik przekrycia [%]	<b>14, 62</b> (15,43)				

Tab. 4.7 Zdefiniowany obszar pracy, najlepsze (na obecnym etapie analiz) wartości parametrów geometrycznych oraz uzyskane wartości parametrów optycznych.

Optymalizacja parametrów  $r_2$  oraz  $p_2$  pozwoliła, zgodnie z przewidywaniami, na zwiększenie wartości grupowego współczynnika załamania kosztem wartości współczynnika transmisji oraz przekrycia.

#### 4.2.4 Wybór struktury

Szczegółowe analizy numeryczne zostały przeprowadzone dla struktur dwuwymiarowych kryształów fonicznych z liniowymi defektami, które obejmowały usunięcie rzędu otworów, rząd otworów o większym bądź mniejszym promieniu niż pozostałe otwory oraz kanał powietrzny. Proces optymalizacji dotyczył promienia otworów tworzących strukturę oraz parametrów geometrycznych bezpośrednio związanych z wprowadzonym defektem. Parametry te analizowane były jako wzajemnie zależne od siebie. Kolejne etapy analiz obejmowały parametry geometryczne pierwszego oraz drugiego rzędu otworów. Zestawienie uzyskanych wartości interesujących, z punktu widzenia spektroskopowego czujnika gazu, parametrów optycznych, tzn. współczynnika transmisji  $T$ , grupowego współczynnika załamania  $n_g$  oraz współczynnika przekrycia  $\eta$ , zostało zaprezentowane w poniższej tabeli (Tab. 4.8).

		Liniowy defekt		
		Usunięcie rzędu otworów	Rząd otworów o mniejszym bądź większym promieniu	Kanał powietrzny
Parametry optyczne	$T$ [%]	<b>55,81</b>	52,64	74,23
	$n_g$	<b>2031,09</b>	1558,71	187,50
	$\eta$ [%]	<b>14,59</b>	15,99	14,62
Parametry geometryczne	$r$	$0,36 \cdot a$	$0,44 \cdot a$	$0,43 \cdot a$
	$W_{PhC}$	$0,98 \cdot \sqrt{3} \cdot a$	$0,96 \cdot \sqrt{3} \cdot a$	$1,06 \cdot \sqrt{3} \cdot a$
	$R$	–	$0,21 \cdot a$	–
	$l$	–	–	$0,125 \cdot \sqrt{3} \cdot a$
	$r_1$	$0,37 \cdot a$	$0,44 \cdot a$	$0,43 \cdot a$
	$p_1$	$0,010 \cdot a$	0	0
	$r_2$	$0,34 \cdot a$	$0,42 \cdot a$	$0,42 \cdot a$
	$p_2$	0	$0,035 \cdot a$	0

**Tab. 4.8** Podsumowanie uzyskanych wyników wartości parametrów optycznych dla optymalnych wartości parametrów geometrycznych struktur z liniowym defektem.

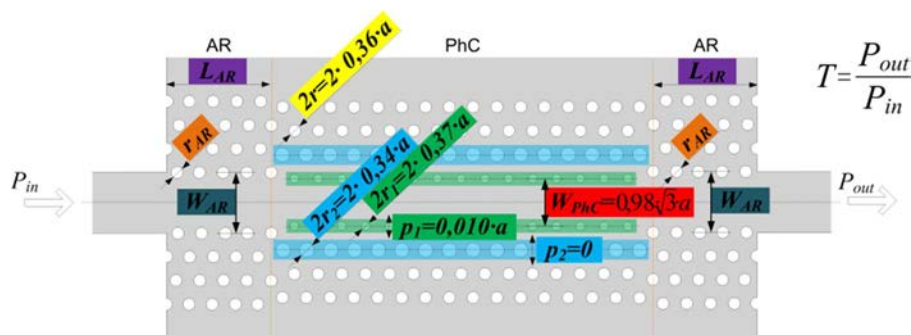
W przypadku defektu w postaci kanału powietrznego uzyskano najwyższą wartość współczynnika transmisji  $T = 74,23\%$ , jednak niska wartość grupowego współczynnika załamania  $n_g = 187,50$  eliminuje tę strukturę pod względem jej potencjalnego zastosowania jako elementu aktywnego spektroskopowego czujnika gazu. Ze strukturami uzyskanymi poprzez usunięcie rzędu otworów mogą konkurować jedynie struktury otrzymane poprzez analizę rzędu otworów o mniejszym bądź większym promieniu. Wartości współczynnika transmisji i przekrycia uzyskane w przypadku obu tych struktur są porównywalne. Znacząca różnica dotyczy wartości grupowego współczynnika załamania. W przypadku defektu powstałego przez usunięcie rzędu otworów, wartość  $n_g$  wynosi 2031,09. Dla konkurencyjnej struktury wartość ta ogranicza się do 1558,71. Wykorzystując skrypt stworzony w programie Matlab zdecydowano, iż optymalna struktura 2D kryształu fonicznego stanowiąca element aktywny spektroskopowego czujnika gazu powinna posiadać liniowy defekt powstały przez usunięcie rzędu otworów.

#### 4.2.5 Parametry sekcji antyodbiciowych

Kolejny etap analizy numerycznej obejmował wprowadzenie sekcji antyodbiciowych w strukturę zaprojektowaną w poprzednim rozdziale na podstawie przeprowadzonych analiz szczegółowych (Rozdz. 4.2.4). W przypadku analiz podstawowych, optymalizacja wartości parametrów geometrycznych sekcji AR (wartości analizowane jako wzajemnie nie zależne od siebie) skutkowałą zwiększeniem wartości współczynnika transmisji z 57,18% do wartości

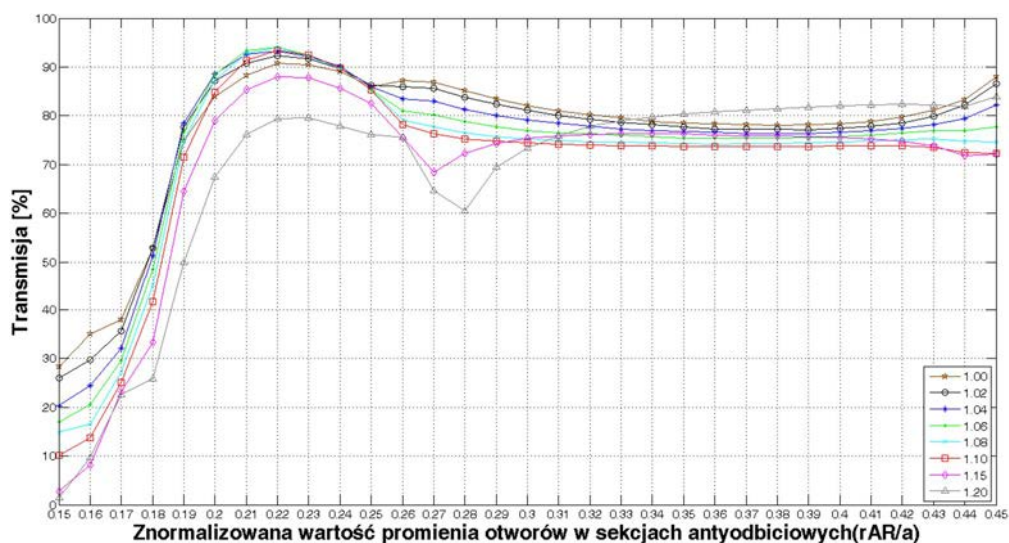


92,45%. W przypadku analiz szczegółowych, wartości parametrów promienia otworów  $r_{AR}$ , szerokości liniowego defektu  $W_{AR}$  oraz liczby otworów  $L_{AR}$  w sekcjach  $AR$  analizowane były jako wzajemnie zależne od siebie (Rys. 4.29).



Rys. 4.29 Analizowane parametry geometryczne sekcji antyodbiciowych ( $r_{AR}$ ,  $W_{AR}$ ,  $L_{AR}$ ) oraz najlepsze parametry geometryczne zdefiniowane na podstawie analiz numerycznych ( $r$ ,  $W_{PhC}$ ,  $l$ ,  $r_1$ ,  $p_1$ ,  $r_2$ ,  $p_2$ ).

W konsekwencji uzyskano zbiór danych, na podstawie których wykreślono poszczególne charakterystyki. Ze względu na ich dużą liczbę, poniżej została zaprezentowana jedynie charakterystyka, na której zdefiniowane wartości parametrów geometrycznych zapewniają najwyższą wartość współczynnika transmisji (Rys. 4.30).



Rys. 4.30 Zależność współczynnika transmisji od znormalizowanej wartości promienia otworów (oś odciętych) oraz szerokości liniowego defektu (legenda) sekcji  $AR$  dla  $L_{AR}=2$ .

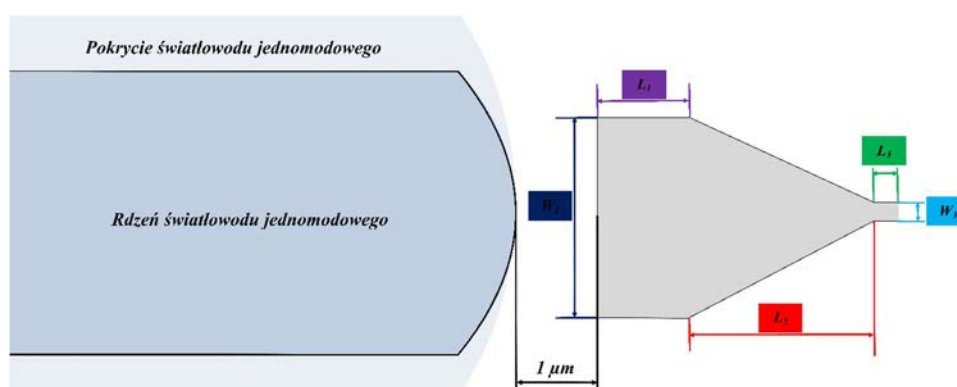
Powyższa charakterystyka (Rys. 4.30) przedstawia wartości współczynnika transmisji dla  $L_{AR} = 2$  i dla różnych wartości szerokości liniowego defektu oraz promienia otworów. Maksymalną wartość współczynnika transmisji  $T = 94,05\%$  uzyskano dla następujących wartości parametrów geometrycznych tworzących sekcje  $AR$ :

- liczba otworów w kierunku propagacji wiązki światła  $L_{AR} = 2$ ,
- promień otworów  $r_{AR} = 0,22 \cdot a$ ,
- szerokość liniowego defektu  $W_{AR} = 1,06 \cdot \sqrt{3} \cdot a$ .

Optymalizacja parametrów geometrycznych sekcji *AR* skutkowała w przybliżeniu 69% wzrostem wartości współczynnika transmisji w stosunku do wartości uzyskanej w przypadku braku tych sekcji.

#### 4.2.6 Efektywność sprzęgania

Ostatni etap analiz numerycznych w ramach tego podrozdziału obejmował badanie efektywności sprzęgania wiązki światła do nanostruktury fotonicznej. Zaprezentowane dotychczas wyniki otrzymano przy założeniu, iż źródło światła znajduje się już w falowodzie wejściowym kryształu fotonicznego. Wykorzystany sposób opisuje idealną sytuację, gdy z założenia efektywność sprzęgania wynosi 100%. W rzeczywistości, sprzęganie do bardzo cienkich warstw jest skomplikowanym zagadnieniem technicznym, którego efektywność zależy od wielu czynników, m. in. od zastosowanego światłowodu oraz konfiguracji planarnego falowodu wejściowego kryształu fotonicznego. W związku z powyższym, przeprowadzono analizy numeryczne mające na celu określenie efektywności sprzęgania wiązki światła z jednomodowego światłowodu optycznego do falowodu wejściowego kryształu fotonicznego w zależności od konfiguracji takiego falowodu. Analizy zostały przeprowadzone dla przypadku, w którym średnica pola modu światłowodu jednomodowego wynosi  $10\ \mu\text{m}$ , a odległość pomiędzy światłowodem i falowodem wejściowym wynosi  $1\ \mu\text{m}$ . Falowody, z punktu widzenia geometrycznego, zostały podzielone na trzy obszary (Rys. 4.31), początkowy, pośredni oraz końcowy.



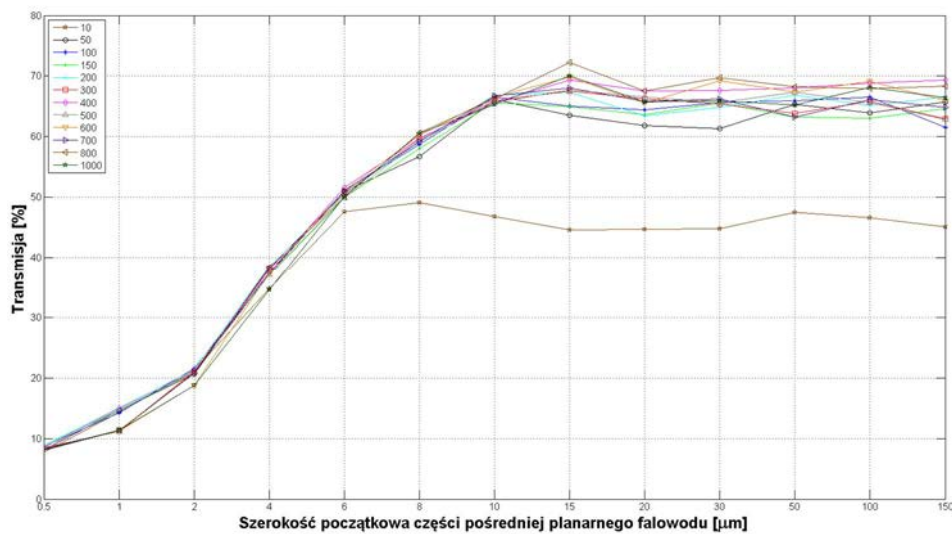
Rys. 4.31 Koncepcja analizy numerycznej efektywności sprzęgania wiązki światła ze światłowodu jednomodowego do falowodu planarnego.

Obszary planarnego falowodu wejściowego zostały zdefiniowane w następujący sposób:

- stała wartość długości części początkowej  $L_1 = 10\ \mu\text{m}$  oraz analizowana numerycznie szerokość  $W_1$  w zakresie od 0,5 do  $150\ \mu\text{m}$  ze zmiennym krokiem (Rys. 4.32),

- początkowa i końcowa szerokość części pośredniej równa odpowiednio szerokości  $W_1$  oraz  $W_3$ , analizowana numerycznie długość  $L_2$  w zakresie od 10 do 1000  $\mu\text{m}$  ze zmiennym krokiem (Rys. 4.32),
- stała wartość długości oraz szerokości części końcowej, odpowiednio  $L_3 = 10 \mu\text{m}$  oraz  $W_3 = 1 \mu\text{m}$ . Wartość  $W_3$  została wybrana ze względu na fakt, iż szerokość części końcowej planarnego falowodu w rzeczywistej nanostrukturze kryształu fonicznego wynosi w przybliżeniu 1  $\mu\text{m}$ .

W wyniku przeprowadzonych analiz numerycznych otrzymano charakterystykę zależności współczynnika transmisji od wartości parametrów geometrycznych  $W_1$  oraz  $L_2$  planarnego falowodu wejściowego (Rys. 4.32).



Rys. 4.32 Zależność współczynnika transmisji od szerokości początkowej (oś odciętych) oraz długości (legenda) części pośredniej falowodu planarnego.

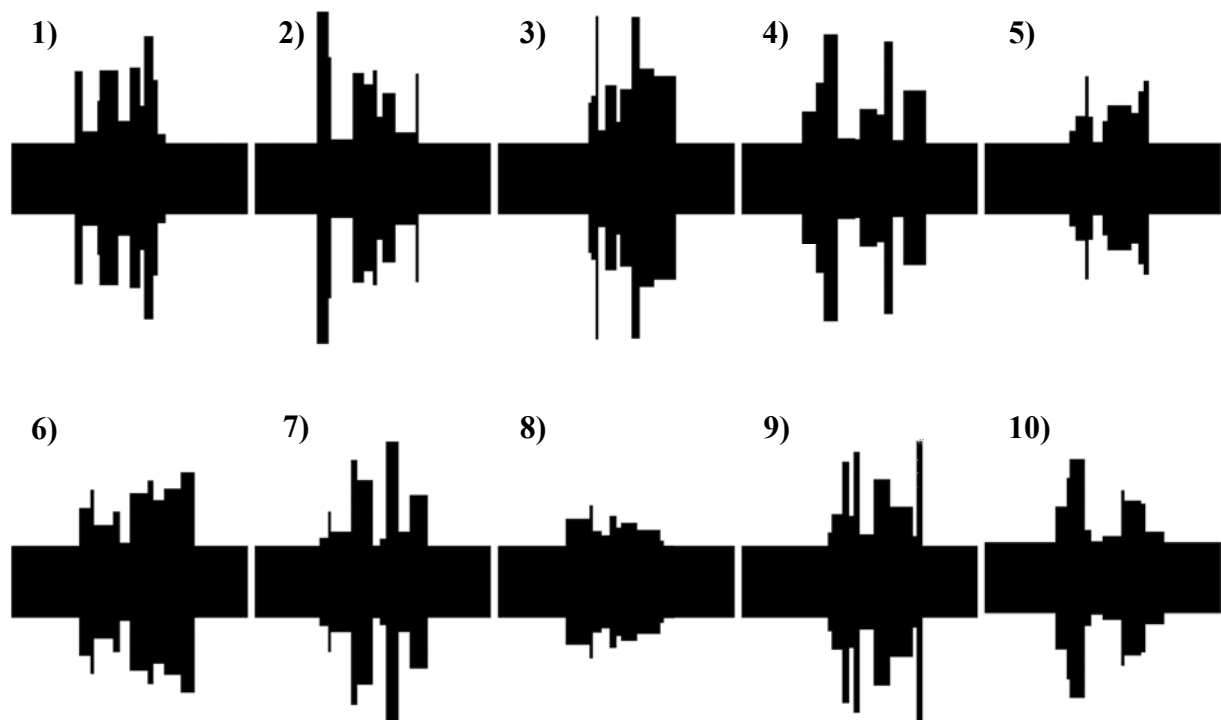
Wartość współczynnika transmisji określa bezpośrednio efektywność sprzęgania wiązki światła ze światłowodu jednomodowego do planarnego falowodu wejściowego kryształu fonicznego. Współczynnik transmisji rośnie wraz ze wzrostem szerokości początkowej części pośredniej (wzrost wartości parametru  $W_1$ ), by ostatecznie dla wartości  $W_1 = 15 \mu\text{m}$  uzyskać stałą wartość na poziomie  $T = 60 - 70\%$ . Z zaprezentowanej charakterystyki (Rys. 4.32) można wysunąć wniosek, iż długość części pośredniej  $L_2$  powinna wynosić przynajmniej 50  $\mu\text{m}$ . Dla niższych wartości tego parametru kąt zwięzania części pośredniej jest zbyt duży, co w konsekwencji skutkuje niską wartością współczynnika transmisji ( $\approx 45\%$ ).

Uzyskane wyniki posiadają swoje fizyczne uzasadnienie. Średnica pola modu na wyjściu światłowodu jednomodowego wynosi w przybliżeniu 10  $\mu\text{m}$ . Światłowód posiada pewien kąt wypromieniowywania wiązki światła, dlatego też w odległości 1  $\mu\text{m}$  od nanostruktury

posiada wyższą wartość średnicy pola modu. W związku z tym, w celu uzyskania maksymalnej wartości efektywności sprzęgania wiązki światła z tak umiejscowionego światłowodu do nanostruktury fonicznej, wymagane jest aby szerokość części początkowej falowodu wejściowego kryształu wynosiła w przybliżeniu  $15 \mu m$ .

Maksymalną wartość efektywności sprzęgania wiązki światła do nanostruktury 72,28% uzyskano dla długości części pośredniej  $L_2 = 800 \mu m$  oraz szerokości początkowej części zwężanej równej  $15 \mu m$ .

Zgodnie z literaturą przedmiotu [85] wprowadzenie w konfigurację planarnego falowodu wejściowego dodatkowych zaburzeń skutkuje zwiększeniem wartości efektywności sprzęgania. W związku z tym, autor podjął próbę przeanalizowania efektywności tej metody. Do części początkowej, końcowej oraz jednocześnie do tych dwóch obszarów falowodu wprowadzono zaburzenia, których szerokość oraz długość została wygenerowana losowo za pomocą odpowiedniego skryptu stworzonego w oprogramowaniu Matlab. Przeanalizowano 10 losowych zaburzeń, których konfiguracja została przedstawiona na poniższym rysunku (Rys. 4.33).



Rys. 4.33 Konfiguracja geometryczna 10 zaburzeń o losowych szerokościach i długościach wprowadzanych do podstawowej konfiguracji planarnego falowodu.

Wprowadzenie zaburzeń w konfigurację planarnego falowodu wejściowego nie skutkowało zwiększeniem wartości współczynnika transmisji. Powodem tego mógł być fakt, iż zgodnie z autorami cytowanej pracy, konfiguracja tych zaburzeń powinna mieć charakter indywidualny, zależny od rodzaju konfiguracji falowodu planarnego i nanostruktury

fotonicznej. W związku z tym, konfiguracja zaburzeń powinna zostać zaprojektowana w sposób rekurencyjny. Takie podejście wiąże się jednak z bardzo dużą ilością danych, jest czasochłonne i wymaga dużych mocy obliczeniowych. Ze względu na ograniczenia czasowe, autor zdecydował, iż zagadnienie to nie będzie dalej rozwijane w ramach prowadzonych badań podczas studiów doktoranckich.

### 4.3 Analizy kwazikryształów fotonicznych

Kryształy oraz kwazikryształy fotoniczne (ang. „*photonic quasicrystal*”, *PQC*) są to nanostruktury, które charakteryzują się periodyczną zmianą współczynnika załamania materiału. W przypadku standardowych, dwuwymiarowych kryształów fotonicznych można jednoznacznie zdefiniować ich kwadratową lub trójkątną komórkę elementarną. W konsekwencji, wykazują one periodyczność współczynnika załamania zarówno w małej, jak i dużej skali. Oddzielną grupę tworzą wzory kwaziregularne (kwazikryształy) [86-88], które wykazują periodyczność tylko w dużej skali, ponieważ nie można określić jednoznacznie ich komórki elementarnej.

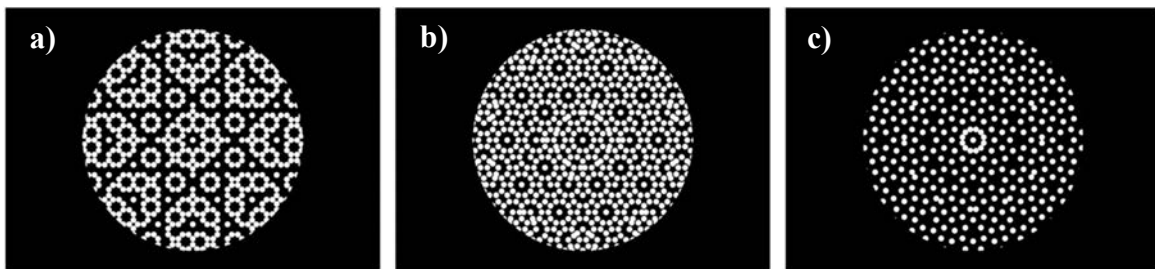
Analizy numeryczne kwazikryształów fotonicznych zostały przeprowadzone za pomocą oprogramowania *MPB*, którego funkcjonalność obejmuje tylko i wyłącznie modelowanie struktur periodycznych. Ograniczenie to wynika z faktu, iż funkcje zaimplementowane wstępnie w tym narzędziu pozwalają wyłącznie na generowanie geometrii struktur periodycznych. Ponieważ w ramach prowadzonych badań analizowane również były struktury kwaziregularne, autor podjął prace mające na celu dostosowanie możliwości tego narzędzia numerycznego do analizowania kwazikryształów fotonicznych. Postawiony problem został rozwiązany poprzez napisanie odpowiedniego skryptu w oprogramowaniu Matlab, który pozwala na generowanie geometrii kwazikryształów fotonicznych, a następnie implementację sekcji geometrycznej do docelowego narzędzia numerycznego *MPB*. W napisanym skrypcie można definiować szereg parametrów geometrycznych kwazikryształów fotonicznych. Parametry te obejmują m. in. liczbę symetrii obrotowych, rozmiar kwazikryształu, a także promień otworów tworzących nanostrukturę fotoniczną.

Analizy numeryczne kwazikryształów fotonicznych zostały przeprowadzone jedynie pod kątem oceny możliwości ich wykorzystania jako elementu aktywnego spektroskopowego czujnika gazów. W związku z tym, analizy dotyczące bezdefektowych oraz defektowych nanostruktur nie obejmowały procesu optymalizacji ich parametrów geometrycznych. Założony promień otworów wynosił  $0,25 \cdot a$ , a wybrana na podstawie przeprowadzonych analiz nanostruktura, została scharakteryzowana jedynie pod kątem grupowego

współczynnika załamania. W związku z powyższym, wymagane jest przeprowadzenie w przyszłości dodatkowych analiz numerycznych w celu opracowania najlepszej struktury kwazikryształu fonicznego. Uzyskane wówczas wyniki pozwolą na ich zestawienie z wynikami jakie uzyskano dla analiz numerycznych standardowych kryształów fonicznych zaprezentowanych w rozdziałach 4.1 i 4.2.

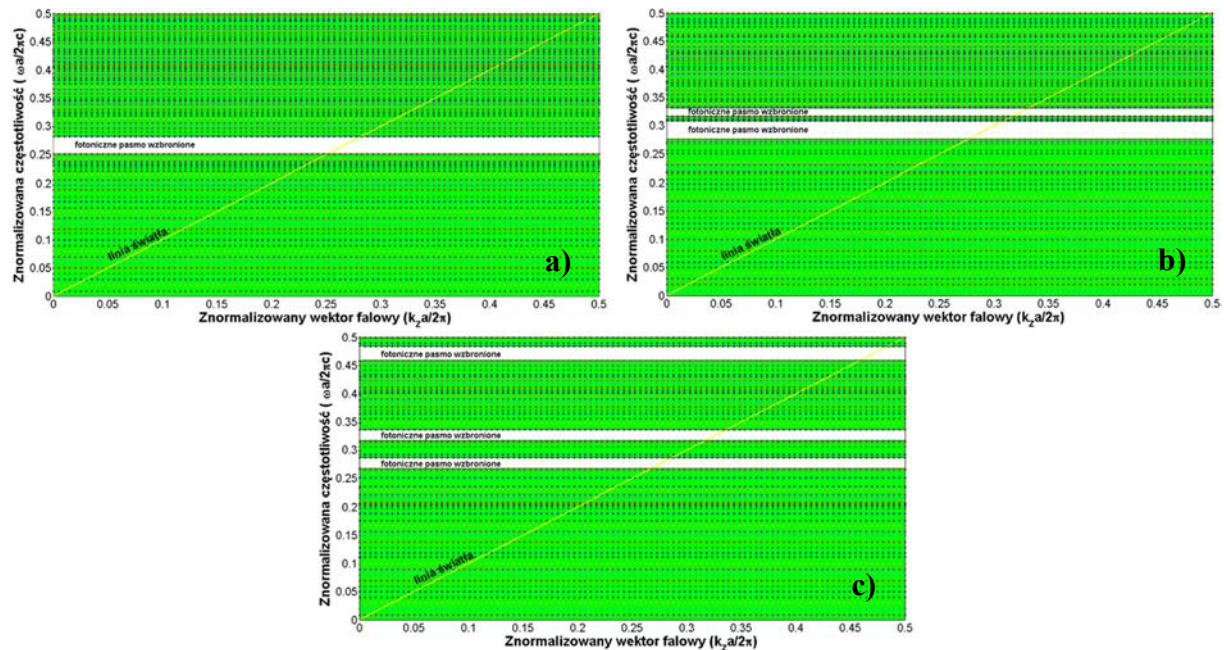
### 4.3.1 Kwazikryształy bezdefektowe

Analizie numerycznej zostały poddane struktury kwazikryształów fonicznych o 8-, 10- i 12-krotnej symetrii obrotowej (Rys. 4.34) [87]. Zdefiniowane w ten sposób struktury można wytworzyć za pomocą litografii interferencyjnej poprzez 4-, 5- i 6-krotny obrót naświetlanej próbki wokół osi symetrii [88].



Rys. 4.34 Analizowane numerycznie bezdefektowe struktury kwazikryształów fonicznych o: a) 8-, b) 10-, c) 12-krotnej symetrii obrotowej.

Początkowy etap analiz numerycznych obejmował foniczne diagramy pasmowe (Rys. 4.35) *PQC* o geometriach zaprezentowanych na powyższym rysunku (Rys. 4.34).

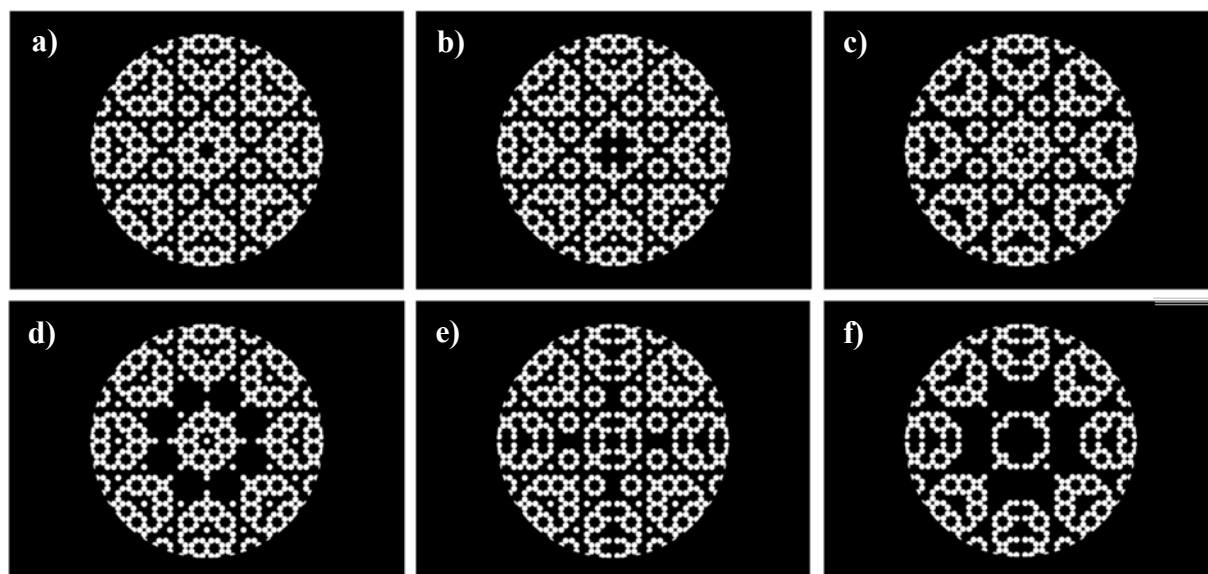


Rys. 4.35 Foniczne diagramy pasmowe bezdefektowych struktur kwazikryształów fonicznych o: a) 8-, b) 10-, c) 12-krotnej symetrii obrotowej.

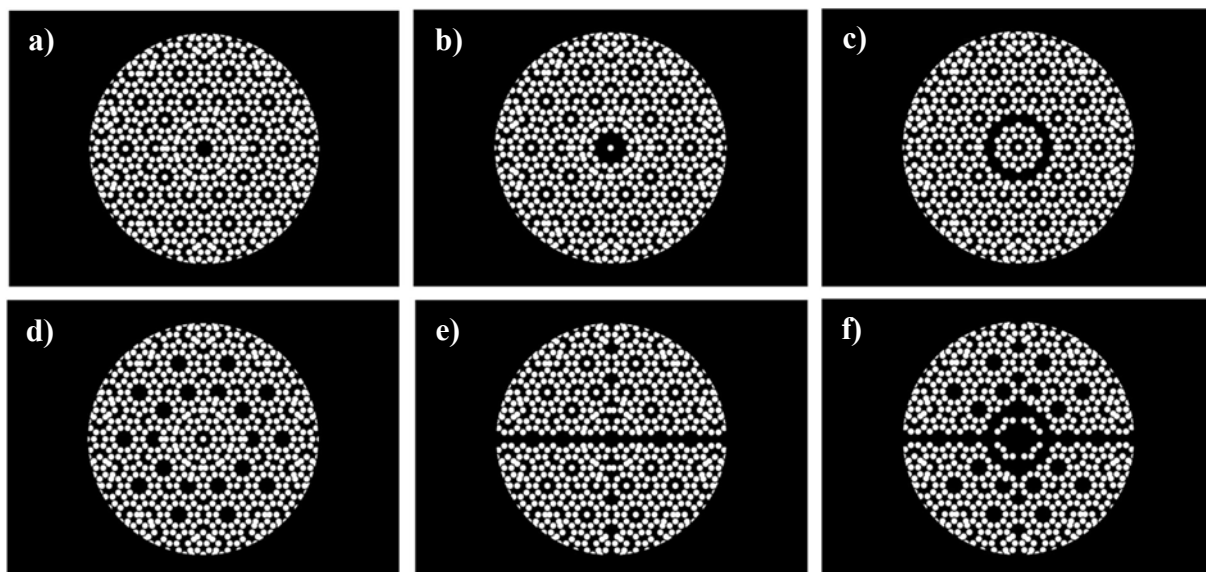
Kwazikryształ fotoniczny może znaleźć zastosowanie jako element aktywny spektroskopowego czujnika gazu, jeżeli istnieje możliwość zdefiniowania punktu pracy czujnika w zakresie modu defektowego, który zlokalizowany jest w fonicznym paśmie wzbronionym. Wyznaczone foniczne diagramy pasmowe (Rys. 4.35) wykazują foniczne pasma wzbronione, aczkolwiek nie pojawia się w tym paśmie pożądany mod defektowy. Uzyskane wyniki są analogiczne jak w przypadku analizy standardowych, bezdefektowych kryształów fonicznych (Rozdz. 2.3.2.2), dla których również otrzymano foniczne pasmo wzbronione bez występowania modu defektowego. W związku z tym, poprzez analogię, autor zdecydował się na wprowadzenie w nanostruktury *PQC* defektów punktowych, liniowych oraz losowych w celu zaobserwowania modu defektowego.

#### 4.3.2 Kwazikryształy defektowe

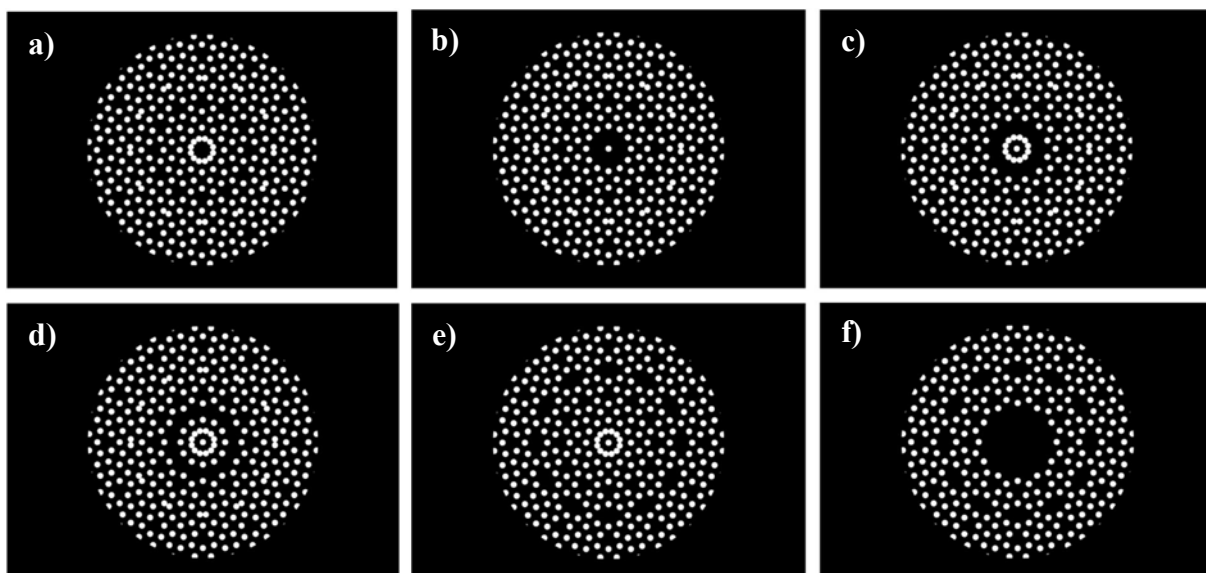
Dla każdej liczby osi symetrii obrotowej kwazikryształu fonicznego przeprowadzono analizy numeryczne wpływu 6 różnych defektów na uzyskiwane foniczne diagramy pasmowe. Poniżej zostały zaprezentowane analizowane geometrie defektowych kwazikryształów fonicznych o 8- (Rys. 4.36), 10- (Rys. 4.37) oraz 12-krotnej symetrii obrotowej (Rys. 4.38).



Rys. 4.36 Analizowane numerycznie defektowe struktury kwazikryształu fonicznego o 8-krotnej symetrii obrotowej.



Rys. 4.37 Analizowane numerycznie defektowe struktury kwazikryształu fonicznego o 10-krotnej symetrii obrotowej.



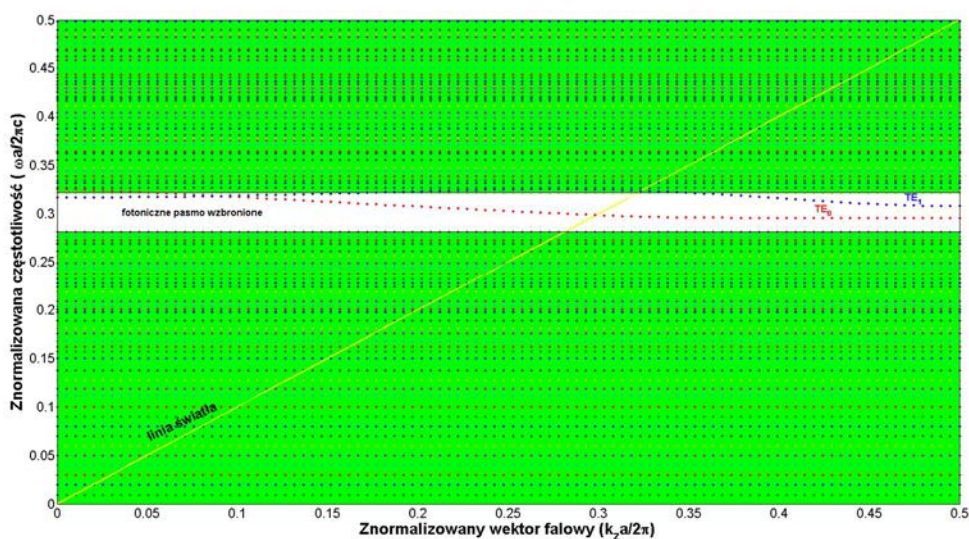
Rys. 4.38 Analizowane numerycznie defektowe struktury kwazikryształu fonicznego o 12-krotnej symetrii obrotowej.

Wprowadzenie defektów w analizowane struktury skutkuje we wszystkich przypadkach przesunięciem zakresu występowania lub/i zmianą szerokości fonicznego pasma wzbronionego na fonicznym diagramie pasmowym.

Ze wszystkich przeanalizowanych defektów, jedynie wprowadzenie podwójnego defektu liniowego (poziomego oraz pionowego) w nanostrukturę 2D kwazikryształu fonicznego o 10-krotnej symetrii obrotowej (Rys. 4.37e) zaowocował pojawieniem się modu defektowego w fonicznym paśmie wzbronionym (Rys. 4.39). W bezdefektowej strukturze 2D PQC o 10-krotnej symetrii obrotowej występują dwa foniczne pasma wzbronione (Rys. 4.35b), które łączą się ze sobą tworząc jedno pasmo na wskutek wprowadzenia



omawianego defektu liniowego. Szerokość nowego pasma wzbronionego w przypadku defektowej struktury jest mniejsza aniżeli teoretyczna suma dwóch pasm wzbronionych w przypadku struktury bezdefektowej.



Rys. 4.39 Fotoniczny diagram pasmowy struktury kwazikryształu fotonicznego o 10-krotnej symetrii obrotowej z liniowym defektem.

Struktura 2D kwazikryształu fotonicznego o 10-krotnej symetrii obrotowej z liniowym defektem powstałym przez usunięcie rzędu otworów w poziomie oraz pionie została scharakteryzowana pod kątem wartości grupowego współczynnika załamania. Wartość tego parametru, dla wybranej do analiz numerycznych wartości wektora falowego  $k = 0,45$  wynosi 1332,30. Pełna charakterystyka wartości grupowego współczynnika załamania w funkcji znormalizowanej wartości wektora falowego została zaprezentowana poniżej (Rys. 4.40).

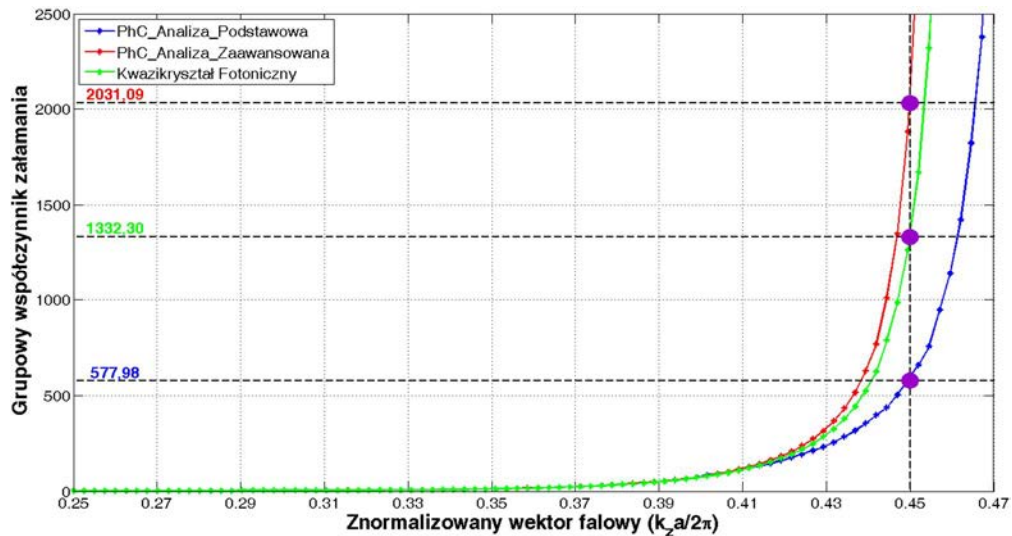
Podsumowując, w celu opracowania najlepszej nanostruktury fotonicznej stanowiącej element aktywny spektroskopowego czujnika gazu przeprowadzono analizy numeryczne o różnym poziomie szczegółowości. Uzyskane wyniki zostały zbiorczo zaprezentowane w poniższej tabeli (Tab. 4.9).

Parametry optyczne	Rodzaj analizy		
	Podstawowa	Szczegółowa	Kwazikryształ
Transmisja [%]	92,45	<b>94,05</b>	—
Grupowy współczynnik załamania	577,98	<b>2031,09</b>	1332,20
Przekrycie [%]	14,73	<b>14,59</b>	—

Tab. 4.9 Podsumowanie uzyskanych wartości parametrów optycznych dla trzech rodzajów przeprowadzonych analiz numerycznych.

Przeprowadzone analizy numeryczne obejmowały dwuwymiarowe kryształy oraz kwazikryształy foniczne. Każda z tych struktur może stanowić element aktywny projektowanego czujnika.

W związku z tym, iż struktury kwazikryształów fonicznych zostały przeanalizowane jedynie pod kątem grupowego współczynnika załamania, poniżej porównano wartości tego parametru w funkcji znormalizowanej wartości wektora falowego, dla trzech rodzajów przeprowadzonych analiz numerycznych (Rys. 4.40).



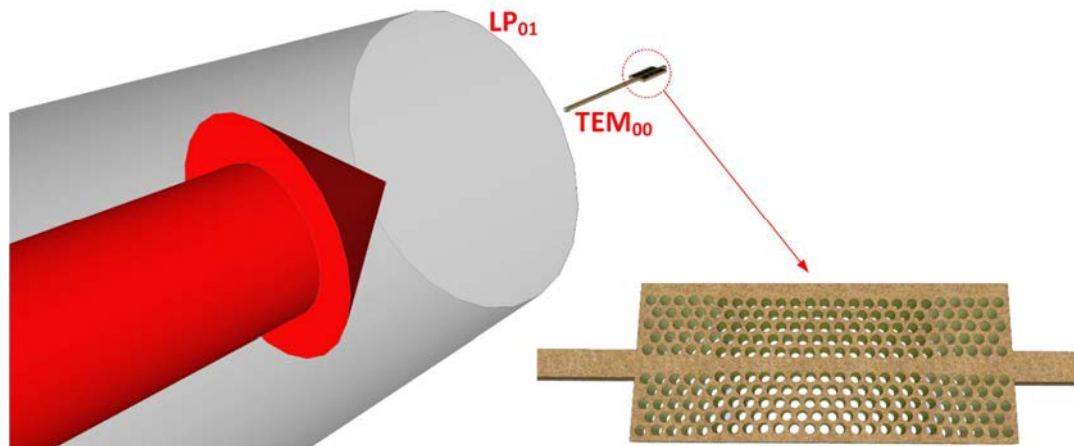
Rys. 4.40 Zależności grupowego współczynnika załamania od znormalizowanej wartości wektora falowego uzyskane dla trzech rodzajów przeprowadzonych analiz numerycznych.

Pożądane, najwyższe wartości parametrów optycznych (Tab. 4.9) uzyskano podczas szczegółowych analiz numerycznych. Jednakże tego typu analizy są niezwykle czasochłonne i wymagają dużych zasobów obliczeniowych. W związku z tym, autor zdecydował, iż element aktywny czujnika będzie stanowić struktura kryształu fonicznego zaprojektowana na etapie podstawowych analiz numerycznych. Struktura ta została wytworzona za pomocą elektronolitografii w połączeniu z reaktywnym trawieniem jonowym, a wyniki jej charakteryzacji eksperymentalnej zostały zaprezentowane w rozdziale 8.5.

## 5 Metody sprzęgania

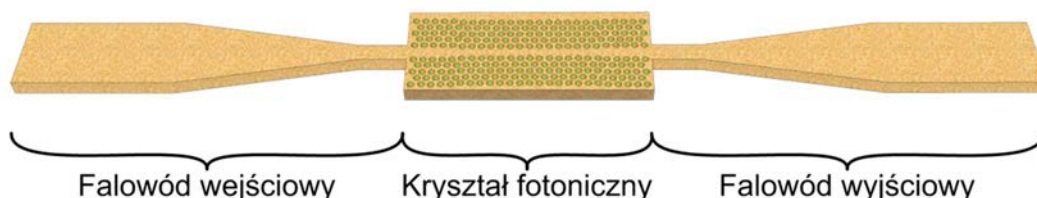
Sprzęganie wiązki światła do dwuwymiarowej struktury kryształu fonicznego jest skomplikowanym zagadnieniem technologicznym (Rys. 5.1). Struktury te o grubości maksymalnie kilkaset *nm* wytwarzane są w różnych materiałach (krzem, arsenek galu, fosforek indu). Grubość struktury uwarunkowana jest pożądaną jednomodową propagacją wiązki światła. Standardowa średnica pola modu jednomodowego światłowodu włóknistego, który zwykle dostarcza światło do nanostruktury, wynosi około 10  $\mu m$ . W związku z tym,

bezpośrednie sprzężenie światła ze światłowodu do kryształu fotonicznego jest nieefektywne i prowadzi do powstania strat sygnału w wysokości co najmniej 30 dB [89]. Wynika to z faktu niedopasowania pól modowych, współczynników załamania oraz apertur numerycznych.



Rys. 5.1 Wizualizacja zagadnienia sprzężenia wiązki światła do nanostruktury kryształu fotonicznego. Średnica pola modu  $LP_{01}$  światłowodu jednomodowego wynosi w przybliżeniu  $10\ \mu\text{m}$ ; standardowa grubość nanostruktury kryształu fotonicznego wynosi  $200\ \text{nm}$ .

W celu efektywniejszego sprzężenia wiązki światła do struktury kryształu fotonicznego wykorzystuje się różnego rodzaju konfiguracje falowodów doprowadzających oraz odprowadzających moc optyczną (Rys. 5.2).



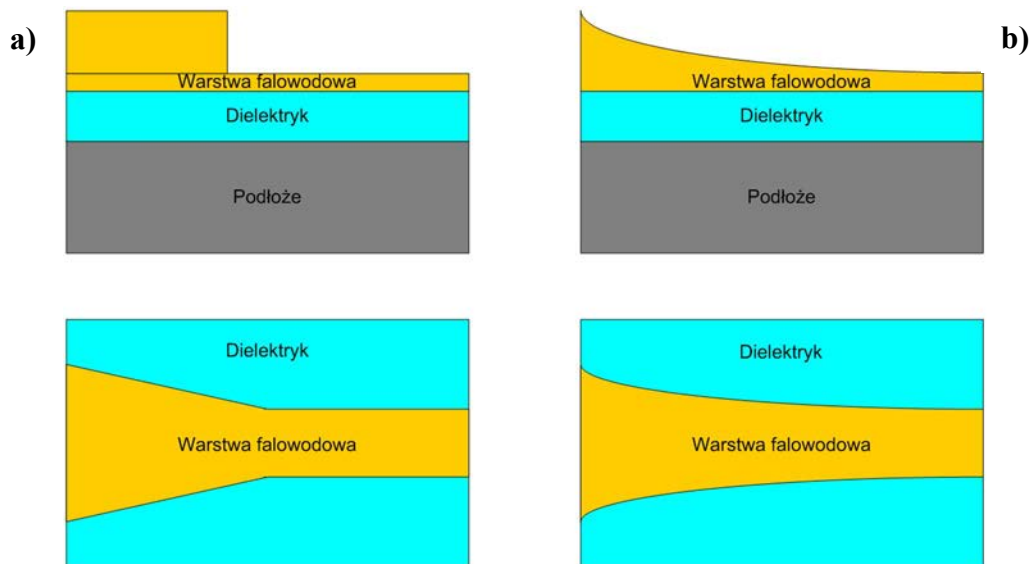
Rys. 5.2 Przykład konfiguracji falowodu wejściowego i wyjściowego nanostruktury kryształu fotonicznego zwiększający efektywność sprzężenia wiązki światła.

W literaturze przedmiotu zdefiniowanych jest wiele metod sprzężenia. Najważniejszym parametrem charakteryzującym daną metodę jest jej efektywność. Ważna jest również złożoność metody oraz jej koszt.

## 5.1 Taper falowodowy

Jedną z podstawowych metod sprzężenia wiązki światła do struktury kryształu fotonicznego jest dopasowanie szerokości i wysokości początkowej części falowodu paskowego do wielkości porównywalnej ze średnicą rdzenia światłowodu włóknistego, a następnie stopniowe zmniejszanie wymiarów poprzecznych paska. Powstaje w ten sposób planarny taper falowodowy. Istnieją dwa sposoby wykonania takiego tapera. W pierwszym

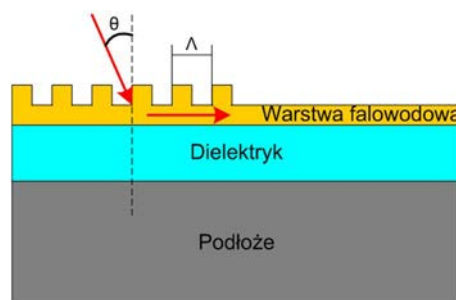
rozwiązaniu falowód jest zawężany skokowo (Rys. 5.3a), w drugim zachodzi płynnie (Rys. 5.3b). Płynną zmianę wysokości i szerokości falowodu uzyskuje się w specjalnym procesie litografii (ang. „*grayscale lithography*”) [90] wykorzystywanym do wytwarzania struktur *MoEMS* (ang. „*micro opto-electronical mechanical systems*”) [91] takich jak soczewki czy pryzmaty. Jednakże proces litografii w tym przypadku jest skomplikowany technologicznie, a co za tym idzie kosztowny. W drugim przypadku na planarnym falowodzie zostaje wytworzony taper o stałej wysokości (zbliżonej do średnicy światłowodu), zwężający się do kryształu fonicznego w płaszczyźnie poziomej. Wraz ze zwiększaniem długości sprzęgacza dopasowanie modowe odbywa się płynniej, a straty maleją. Jak pokazano w pracy [92] takie rozwiązanie pozwala na uzyskanie efektywności sprzęgania wiązki światła na poziomie 80%. W dobrze zaprojektowanym sprzęgaczu, źródłem tłumienia jest chropowatość ścian bocznych oraz ich nachylenie w stosunku do podłoża.



Rys. 5.3 Taper falowodowy o zmianie szerokości: a) skokowej, b) płynnej.

## 5.2 Falowodowy sprzęgacz siatkowy

Kolejną popularną techniką sprzęgania wiązki światła do kryształów fonicznych jest zastosowanie periodycznej siatki dielektrycznej wytworzonej na falowodzie (Rys. 5.4).



Rys. 5.4 Falowodowy sprzęgacz siatkowy.

Dowiedziona eksperymentalnie efektywność sprzęgania światła tą metodą wynosi od 70% do 85% w zależności od kształtu siatki i docelowej struktury [93]–[94]. Główną zaletą sprzęgaczy siatkowych jest możliwość doprowadzenia wiązki światła od góry falowodu planarnego. Wytworzenie siatki o okresie przestrzennym zbliżonym do średnicy pola modu światłowodu jednomodowego pozwala uniknąć konieczności poszerzania struktury falowodu w płaszczyźnie pionowej. Projektując sprzęgacz siatkowy należy dobrać okres przestrzenny siatki  $\Lambda$  według wzoru:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{N_{eff} - \sin\theta} \quad (5.1)$$

gdzie:  $\lambda$  – długość fali w wolnej przestrzeni,  
 $N_{eff}$  – efektywny współczynnik załamania materiału,  
 $\theta$  – kąt padania wiązki światła na sprzęgacz siatkowy.

Efektywność sprzęgania jest w dużym stopniu zależna od zastosowanej długości fali wiązki światła. Fala padająca na sprzęgacz tuneluje przez warstwę falowodową oraz dielektryczną do podłoża, następnie odbija się, interferuje z falą padającą i propaguje się w warstwie falowodowej.

### 5.3 Odwrócony taper falowodowy

Innym rozwiązaniem jest zastosowanie tzw. odwróconego tapera (Rys. 5.5). Początek falowodu zaczyna się od kilkunasto-nanometrowego ostrza i rozszerza się do właściwej szerokości falowodu. Następnie na falowód zostaje naniesiona warstwa dielektryczna lub polimerowa o grubości porównywalnej ze średnicą pola modu światłowodu jednomodowego. Tworzy się w ten sposób falowód dielektryczny o niskim kontraście współczynnika załamania, który stopniowo przechodzi w falowód krzemowy. Dzięki temu możliwe jest skrócenie całego elementu sprzęgacza w porównaniu do klasycznego tapera (por. 5.1). Aczkolwiek, do zastosowania tej metody niezbędne jest przeprowadzenie dodatkowych procesów technologicznych w celu wytworzenia drugiego falowodu dielektrycznego.

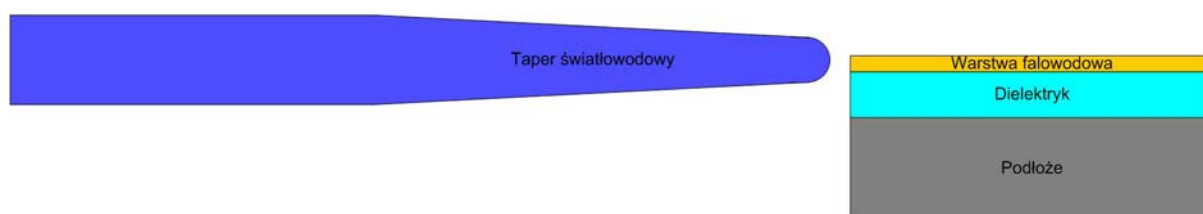


Rys. 5.5 Odwrócony adiabaticzny taper falowodowy.

Efektywność sprzęgania zależy głównie od długości sprzęgacza, rodzaju warstwy dielektrycznej i szerokości ostrza. Doświadczalne wyniki pomiarów pokazują, iż dla wiązki światła o długości fali równej  $1550\text{ nm}$  efektywność jest w zakresie od 30% do 50% [95].

#### 5.4 Taper światłowodowy

Opisywane powyżej metody sprzęgania opierają się na ingerencji w warstwę falowodową. Istnieje również metoda, która w przeciwieństwie do opisywanych powyżej, nie ingeruje w warstwę aktywną nanostruktury fotonicznej. Metoda ta bazuje na odpowiednim uformowaniu czoła światłowodu jednomodowego, tak by średnica płamki w ognisku wynosiła poniżej  $10\text{ }\mu\text{m}$  (Rys. 5.6). W literaturze przedmiotu, przygotowany w ten sposób światłowód jednomodowy, nosi nazwę tapera światłowodowego (ang. „*tapered optical fiber*”) [96]–[99].



Rys. 5.6 Sprzęganie w bliskim polu za pomocą tapera światłowodowego.

Taper światłowodowy stanowi światłowód włóknisty, którego średnica jest stopniowo zważana. W konsekwencji uzyskuje się mniejszą średnicę płamki w ognisku, niż w przypadku standardowego światłowodu jednomodowego. Geometrycznymi parametrami odpowiedzialnymi za średnicę płamki w ognisku i ogniskową są długość części zważanej tapera  $L$  oraz współczynnik zważenia  $R$ . Wartości tych parametrów zależne są od zastosowanej metody wytwarzania, które obejmują procesy chemicznego trawienia [100]–[101], polerowania czoła światłowodu [102] oraz jednoczesnego podgrzewania i rozciągania światłowodu [103]. Ostatnia z opisanych metod może zostać zrealizowana za pomocą elektrycznej spawarki światłowodowej [104], palnika generującego temperaturę konieczną do zmiękczenia włókna [105] lub za pomocą wiązki laserowej [106].

W ramach prowadzony przez autora badań, przeprowadzono analizę możliwości zaprojektowania, wytworzenia oraz charakteryzacji taperów światłowodowych za pomocą metod szybkich, nieskomplikowanych, tanich i ogólnodostępnych praktycznie we wszystkich laboratoriach optycznych. Badania obejmowały analizy numeryczne wpływu parametrów geometrycznych  $L$  i  $R$  tapera na uzyskiwane wartości parametrów optycznych  $d$  i  $f$ . Zaprojektowany taper o optymalnych parametrach optycznych został wytworzony za pomocą elektrycznej spawarki światłowodowej. W tym celu należało zdefiniować wpływ wartości

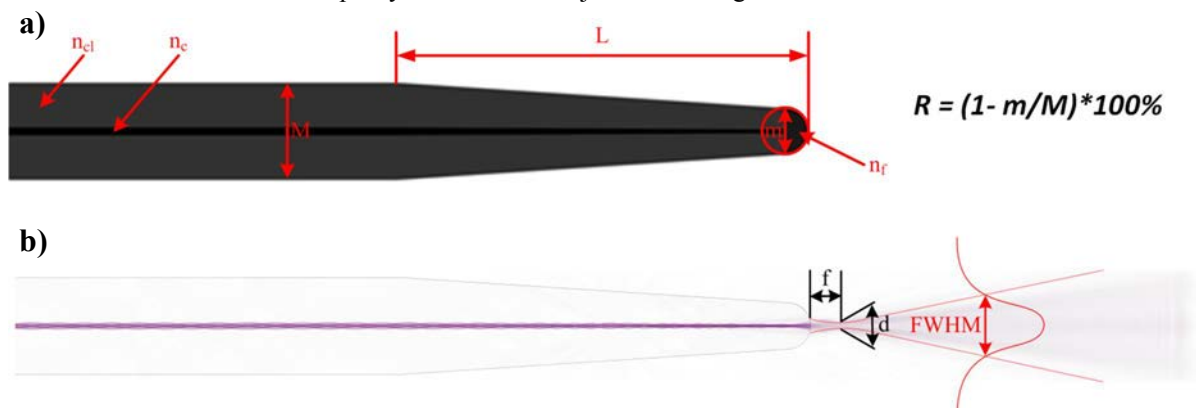
natężenia prądu łuku elektrycznego spawarki oraz czasu rozciągania na uzyskiwane wartości parametrów geometrycznych tapera. Przeprowadzona charakteryzacja miała na celu weryfikację rozbieżności pomiędzy wynikami uzyskanymi na etapie projektowania, a wynikami rzeczywistymi. Do tego celu wykorzystywano tzw. metodę „ostrza” [107]–[109], za pomocą której również przeprowadzono pomiary zakupionych w komercyjnej firmie taperów światłowodowych w celu potwierdzenia wartości parametrów optycznych deklarowanych przez producenta. Ostatecznie dokonano zestawienia wyników charakteryzacji taperów wytworzonych za pomocą spawarki światłowodowej oraz zakupionych w komercyjnej firmie. Proces charakteryzacji obejmował wartości średnicy plamki w ognisku oraz ogniskowej.

### 5.4.1 Projektowanie

Taper światłowodowy wykorzystywany w celu zwiększenia efektywności sprzężenia wiązki światła do nanostruktury fotonicznej powinien charakteryzować się minimalną średnicą plamki w ognisku  $d$  i możliwie maksymalną wartością ogniskowej  $f$ . Wartości tych parametrów bezpośrednio zależą od długości części zwężanej tapera  $L$  oraz współczynnika zwężania  $R$  (Rys. 5.7), który został zdefiniowany jako:

$$R = (1 - m/M) * 100\% \quad (5.2)$$

gdzie:  $m$  – średnica pokrycia czoła tapera światłowodowego,  
 $M$  – średnica pokrycia światłowodu jednomodowego.



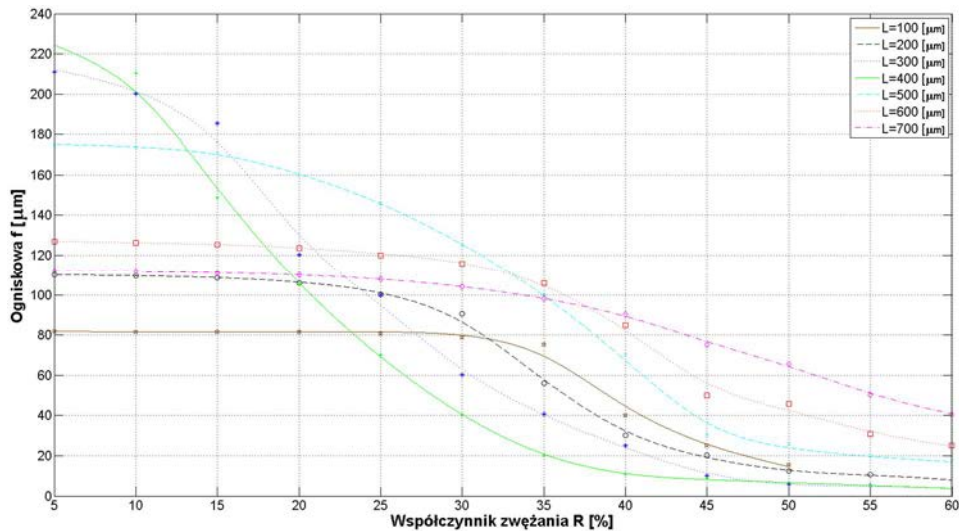
Rys. 5.7 Schematyczny widok analizowanego numerycznie tapera światłowodowego: a) parametry definiowane w oprogramowaniu *MEEP*, b) propagacja pola elektromagnetycznego.

W celu optymalizacji wartości parametrów optycznych  $d$  i  $f$  przeprowadzono analizy numeryczne w oprogramowaniu *MEEP*, które zostało wybrane przede wszystkim ze względu na fakt, iż wyjściowe rozkłady pól elektromagnetycznych z taperów zapisywane są w formacie *HDF*. Format ten, z jednej strony, umożliwia wizualizację rozkładów pól, z drugiej strony, pozwala na numeryczną interpretację otrzymywanych wyników, która jest

niezbędna w celu wyznaczenia wartości parametrów  $d$  i  $f$ . Podczas analiz numerycznych założono, iż współczynnik załamania rdzenia tapera wynosi  $n_r = 1,47$ , a pokrycia  $n_p = 1,45$ . Czoło tapera światłowodowego stanowi sferę o średnicy  $m$  i współczynniku załamania  $n_f = 1,46$  będącym wartością pośrednią pomiędzy wartościami  $n_r$  i  $n_p$ . Zaproponowane rozwiązanie najlepiej odzwierciedla sytuację, podczas której taper światłowodowy wytwarzany jest za pomocą elektrycznej spawarki światłowodowej. Istotną kwestią podczas analiz numerycznych jest wartość rozdzielczości. Czym wyższa wartość tego parametru, tym wyższa dokładność otrzymywanych wyników, ale rośnie również wymagany czas symulacji oraz wymagana moc obliczeniowa. W związku z tym, należy zdefiniować wartość rozdzielczości, która zapewni zbieżność uzyskiwanych wyników. Podczas analiz numerycznych założono, iż zbieżność wyników uzyskano w przypadku gdy zwiększanie rozdzielczości powoduje zmiany otrzymywanych wyników w granicach  $\pm 5\%$ . Ostatecznie, wartość ta została zdefiniowana na poziomie 50. Ponieważ analizowana struktura jest symetryczna względem osi  $x$ , wykorzystano odpowiednią symetrię zaimplementowaną w oprogramowaniu *MEEP*. Dodatkowo, w celu ograniczenia analizowanego obszaru wykorzystano warstwy idealnie absorbujące pole elektromagnetyczne. Więcej informacji na ten temat można znaleźć w rozdziale 3.2.1. Analizy numeryczne zostały przeprowadzone dla długości fali równej  $1,55 \mu\text{m}$ .

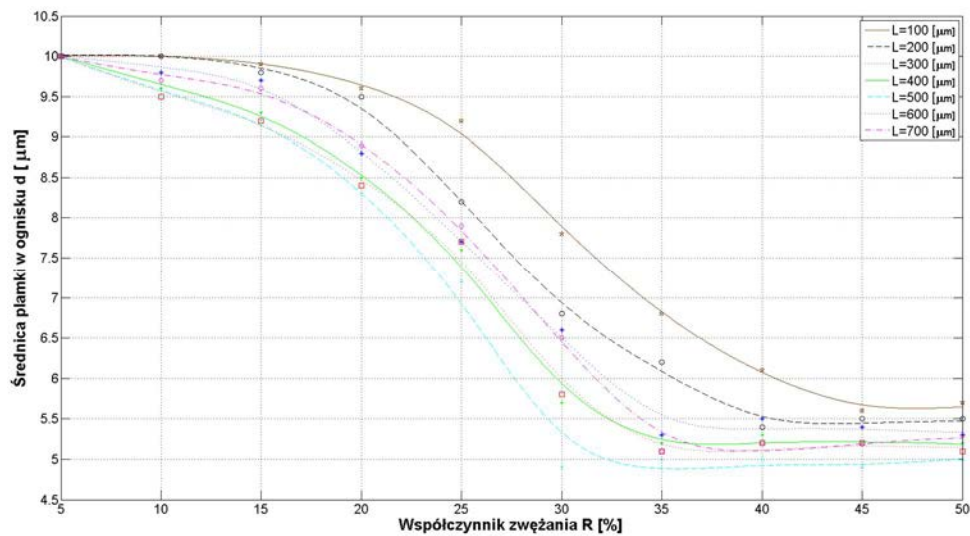
Przeanalizowano numerycznie wpływ długości części zwężanej tapera oraz współczynnika zwężania na uzyskiwane wartości ogniskowej (Rys. 5.8) oraz średnicy plamki w ognisku (Rys. 5.9). Analizy obejmowały zakres długości części zwężanej  $L$  od 100 do  $700 \mu\text{m}$  z krokiem  $100 \mu\text{m}$  oraz współczynnika zwężania  $R$  od 5 do 95% z krokiem 5%. Analiza nie obejmowała dłuższych odcinków części zwężanej tapera niż  $700 \mu\text{m}$  ponieważ nie można wytworzyć tak zdefiniowanych taperów za pomocą dostępnej dla autora niniejszej rozprawy spawarki światłowodowej.





Rys. 5.8 Wyniki analiz numerycznych zależności ogniskowej od współczynnika zężenia dla długości części zężonej tapera od 100 do 700  $\mu\text{m}$ .

Wartość ogniskowej  $f$  zmniejsza się stopniowo wraz ze wzrostem wartości współczynnika zężenia dla wszystkich analizowanych wartości  $L$ , by ostatecznie osiągnąć praktycznie stałą wartość. Maksymalna wartość ogniskowej rośnie (w danym punkcie  $R$ ) wraz z wzrostem parametru  $L$  od 100 do 400  $\mu\text{m}$ . Dla wartości  $L$  powyżej 400  $\mu\text{m}$  następuje stopniowe zmniejszanie się wartości parametru  $f$ . W przypadku współczynnika zężenia powyżej wartości 60% numerycznie nie odnotowano zjawiska ogniskowania plamki.



Rys. 5.9 Wyniki analiz numerycznych zależności średnicy plamki w ognisku od współczynnika zężenia dla długości części zężonej tapera od 100 do 700  $\mu\text{m}$ .

Wartość średnicy plamki w ognisku wynosi około 10  $\mu\text{m}$  gdy współczynnik zężenia tapera jest mniejszy niż 10%. Wynika to z faktu, iż tak zdefiniowany taper światłowodowy jest w małym stopniu zężony, czyli może stanowić standardowy światłowod jednomodowy. Wartość parametru  $d$  maleje wraz ze wzrostem wartości współczynnika zężenia, by w konsekwencji uzyskać stałą wartość na poziomie około 5,5  $\mu\text{m}$ .

Maksymalna wartość ogniskowej ( $f = 220 \mu m$ ) została uzyskana dla  $L = 400 \mu m$  oraz  $R = 5\%$  (Rys. 5.8), a minimalna wartość średnicy plamki w ognisku ( $d = 4,9 \mu m$ ) dla  $L = 500 \mu m$  oraz  $R = 45\%$  (Rys. 5.9). Z punktu widzenia zwiększenia efektywności sprzężania wiązki światła do nanostruktury fonicznej pożądana jest jednocześnie minimalna wartość średnicy plamki w ognisku oraz możliwie maksymalna wartość ogniskowej. Charakterystyki zaprezentowane na rysunkach Rys. 5.8 i Rys. 5.9 wskazują, iż wartości parametrów  $d$  i  $f$  są wzajemnie zależne od siebie. W związku z tym, autor prowadzonych badań zdecydował, iż kompromis będą stanowić wartości parametrów geometrycznych równe  $L = 500 \mu m$  oraz  $R = 40\%$ . Dla tak zdefiniowanego geometrycznie tapera światłowodowego, wartości parametrów optycznych wynoszą  $d = 5 \mu m$  oraz  $f = 70 \mu m$ .

#### 5.4.2 Wytwarzanie

W ramach realizacji tego etapu badań naukowych, podjęto próbę wytworzenia tapera światłowodowego, który charakteryzowałby się optymalnymi wartościami parametrów geometrycznych  $L = 500 \mu m$  oraz  $R = 40\%$  zdefiniowanymi na podstawie przeprowadzonych analiz numerycznych. W tym celu wykorzystano elektryczną spawarkę światłowodową *FSU 995 PM* firmy Ericsson [110]. Proces wytwarzania taperów światłowodowych za pomocą spawarki elektrycznej polega na jednoczesnym podgrzewaniu światłowodu za pomocą łuku elektrycznego oraz jego rozciąganiu. W zależności od rodzaju spawarki, proces ten podzielony jest na kilka podetapów. W przypadku wykorzystywanej przez autora badań spawarki, były to trzy niezależne od siebie podetapy, które definiowane były poprzez natężenia prądu łuku elektrycznego ( $I_1, I_2, I_3$ ) oraz czasy rozciągania ( $T_1, T_2, T_3$ ). Wartości tych parametrów są odpowiedzialne za geometryczny kształt tapera światłowodowego. Przed rozpoczęciem procesu wytwarzania tapera należy odpowiednio przygotować światłowód jednomodowy. Zabiegi te dotyczą przede wszystkim usunięcia pokrycia światłowodu na długości około 10 cm, wyczyszczenia go za pomocą alkoholu izopropylowego oraz umieszczenia światłowodu w odpowiednich rotatorach będących elementami rozłącznymi spawarki elektrycznej. Proces wytwarzania taperów światłowodowych może być obserwowany na wyświetlaczu spawarki (Rys. 5.10).

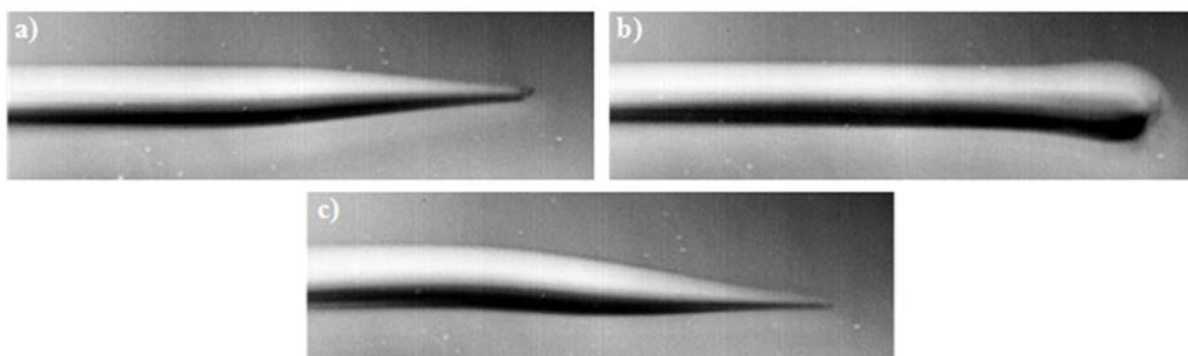


Rys. 5.10 Proces wytwarzania tapera światłowodowego obserwowany na wyświetlaczu spawarki elektrycznej.

Wytwarzanie tapera światłowodowego, który będzie charakteryzował się optymalnymi wartościami parametrów geometrycznych, rozpoczęto od jednoetapowego procesu definiując natężenie prądu  $I_1$  oraz czas rozciągania  $T_1$ . Wartość prądu  $I_1$  zmieniano w pełnym, dostępnym zakresie spawarki od 10 do 20 mA z krokiem 2 mA, a czas rozciągania  $T_1$  w zakresie od 10 do 20 s z krokiem 2 s.

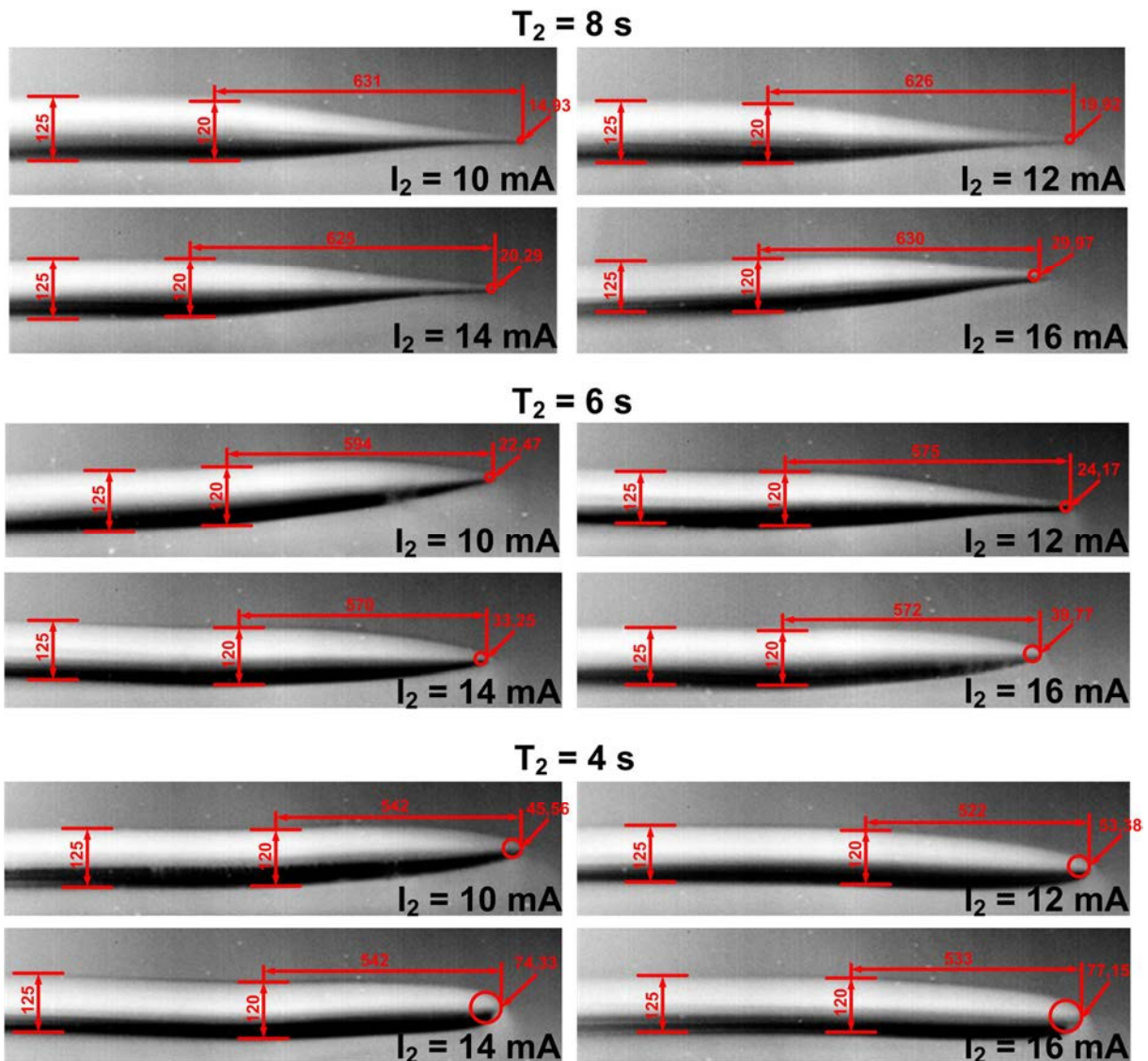
W konsekwencji, przeprowadzono 36 prób wytworzenia tapera światłowodowego. Jednakże, żadna z tych prób nie przyniosła spodziewanych efektów w postaci tapera, którego kształt geometryczny zarejestrowany za pomocą kamery XS-1.7-320 firmy Xenics, odpowiadałby zaprojektowanemu na podstawie analiz numerycznych. Tapery wytworzone w jednoetapowym procesie były zdeformowane, tzn. można było zaobserwować:

- brak samoistnej separacji światłowodu po zakończonym procesie, pęka na przewężeniu dopiero po wyciągnięciu z rotatorów spawarki (Rys. 5.11a),
- przepalenie światłowodu i w konsekwencji powstawanie sfery na jego czole (Rys. 5.11b),
- skrzywienie światłowodu i w konsekwencji deformacja rdzenia i płaszczka (Rys. 5.11c).



Rys. 5.11 Deformacje wytwarzanych taperów światłowodowych: a) brak samoistnego zerwania światłowodu, b) przepalenie, c) skrzywienie światłowodu i w konsekwencji deformacja rdzenia i płaszczka.

W związku z powyższym, podjęto próbę wytworzenia tapera w dwóch etapach, definiując natężenia prądów ( $I_1$ ,  $I_2$ ) oraz czasy rozciągania ( $T_1$ ,  $T_2$ ). Najbardziej obiecujący wyniki z pierwszego etapu wytwarzania otrzymano dla wartości  $I_1 = 16$  mA oraz  $T_1 = 14$  s. Dla tak zdefiniowanych parametrów, praktycznie udało się wytworzyć taper światłowodowy, aczkolwiek nie uległ on samoistnej separacji (Rys. 5.11a). Dlatego też, drugi etap rozpoczęto bazując na tych wartościach. Wartości natężenia prądu  $I_2$  zmieniano w zakresie od 10 do 16 mA z krokiem 2 mA, a czasu rozciągania  $T_2$  od 4 do 8 s z krokiem 2 s. Łącznie wytworzono 12 kolejnych taperów światłowodowych. Zdjęcia tych taperów wykonane za pomocą kamery zostały zaprezentowane na poniższym rysunku (Rys. 5.12).



Rys. 5.12 Wpływ natężenia prądu łuku elektrycznego oraz czasu rozciągania na uzyskiwany kształt geometryczny tapera światłowodowego.

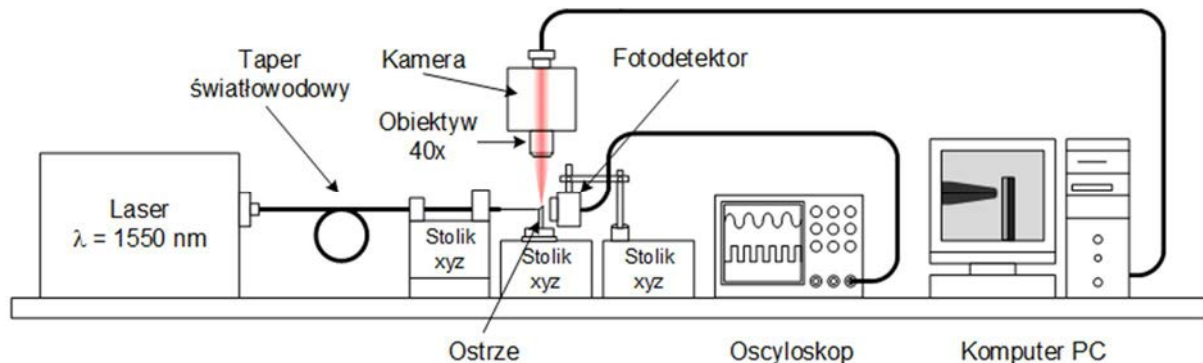
Wraz ze wzrostem wartości czasu rozciągania  $T_2$  rosną również wartości długości części zwężanych wytworzonych taperów światłowodowych. Wzrost natężenia prądu  $I_2$  powoduje zmniejszenie wartości współczynnika zwężania tapera. Temperatura łuku elektrycznego spawarki światłowodowej jest liniowo zależna od natężenia prądu. W przypadku wykorzystywanych wartości natężeń prądu od 10 do 16 mA temperatura oscyluje w zakresie od 1600 do 2200°C [111]. Temperatura mięknięcia szkła krzemionkowego, z którego w głównej części wykonany jest światłowód jednomodowy wynosi od 1400 do 2350°C (w zależności od domieszkowania światłowodu). Lepkość w tym zakresie temperatur zmienia się od  $10^{5,86}$  do  $10^{4,63} P$  [112].

Dla wartości parametrów  $T_2 = 4 \text{ s}$  oraz  $I_2 = 14 \text{ mA}$  wytworzono taper, którego parametry geometryczne zbliżone są do optymalnych parametrów zaprojektowanych na etapie analiz numerycznych ( $L = 500 \mu\text{m}$  oraz  $R = 40\%$ ). Długość części zwężanej wynosiła w przybliżeniu  $542 \mu\text{m}$ , a współczynnik zwężania był na poziomie 40%.

### 5.4.3 Charakteryzacja

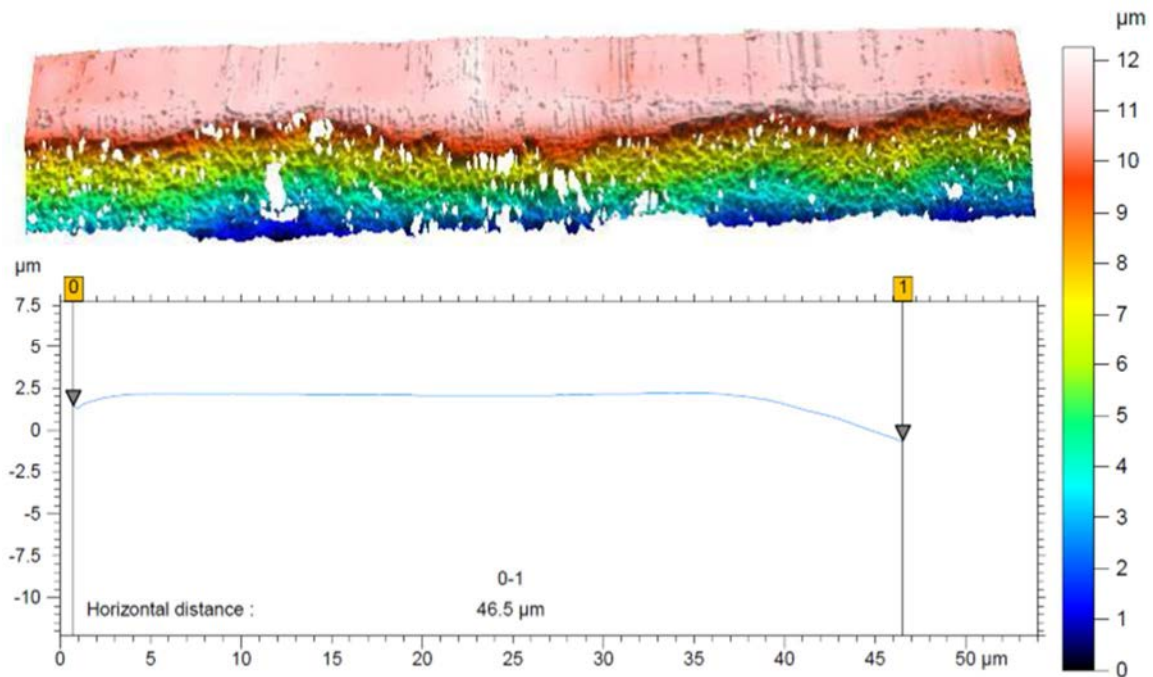
Podczas realizacji tego etapu badań naukowych przeprowadzono charakteryzację trzech rodzajów taperów światłowodowych. Pierwszym z nich był taper światłowodowy zaprojektowany oraz wytworzony przez autora prezentowanych badań. Pozostałe dwa tapery zostały zakupione w komercyjnej firmie Nanonics Imaging w celu weryfikacji parametrów gwarantowanych przez producenta i zestawiania ich z parametrami wytworzonego tapera. Parametry zakupionych taperów, gwarantowane przez producenta to  $d = 1,7 + 0,3/-0 \mu\text{m}$ ,  $f = 4 \pm 1 \mu\text{m}$  oraz  $d = 3 \pm 0,3 \mu\text{m}$ ,  $f = 10 \pm 1,5 \mu\text{m}$ .

W celu charakteryzacji taperów wykorzystano tzw. metodę „ostrza” [107]–[109], która bazuje na pomiarze intensywności wiązki światła propagującej się z tapera, która jest stopniowo przesłaniana przez cienkie ostrze (Rys. 5.13).



Rys. 5.13 Schematyczny widok stanowiska pomiarowego wykorzystywanego do charakteryzacji taperów światłowodowych.

Układ pomiarowy obejmuje źródło światła generujące wiązkę światła o długości  $1550 \text{ nm}$ , taper światłowodowy, ostrze, fotodetektor *InGaAs* oraz kamerę z obiektywem o 40-krotnym powiększeniu. Jako ostrze wykorzystano stalową blaszkę o grubości  $46,5 \mu\text{m}$ . Profil ostrza został zmierzony za pomocą optycznego profilometru firmy Taylor Hobson (Rys. 5.14).



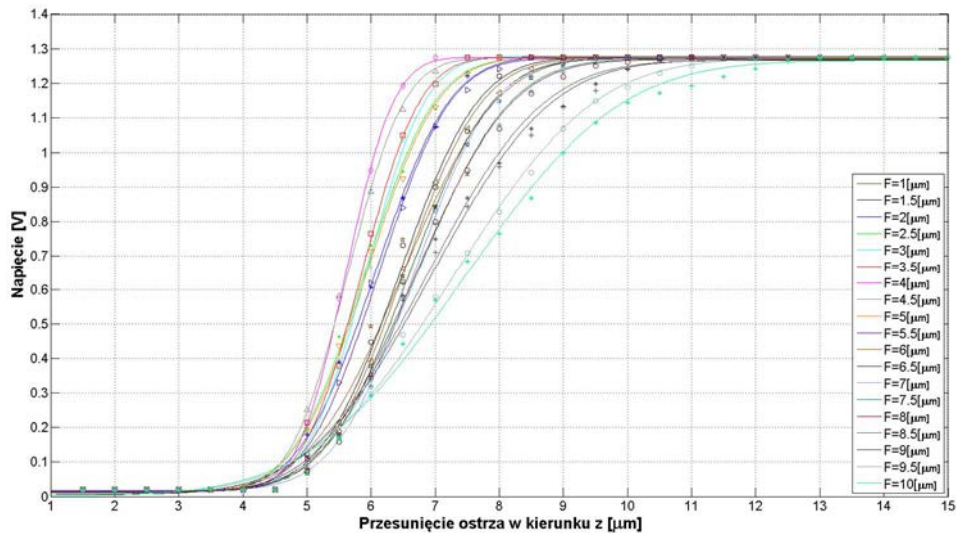
Rys. 5.14 Profil ostrza wykorzystywany podczas pomiarów eksperymentalnych taperów światłowodowych.

Pomiary eksperymentalne rozpoczęto od charakteryzacji zakupionego tapera światłowodowego o gwarantowanych wartościach parametrów  $d = 1,7 + 0,3/-0 \mu m$  oraz  $f = 4 \pm 1 \mu m$ . Wiązka światła propagująca się z tapera światłowodowego była stopniowo przesłaniana przez ostrze przesuwane w kierunku  $z$ , prostopadłym do kierunku propagacji wiązki. Funkcja dopasowująca krzywą do zmian wartości intensywności wiązki światła na wskutek przesunięcia ostrza ma następującą postać [108]:

$$y = \frac{P_1}{2} \left( 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{\sqrt{2}(x - P_2)}{P_3} \right) \right) + P_4 \quad (5.3)$$

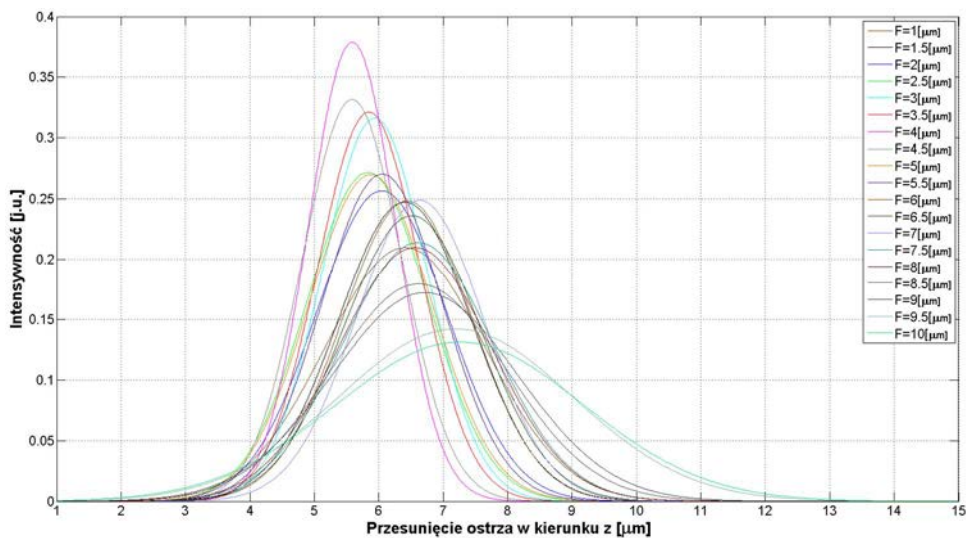
gdzie:  $P_1$  – maksymalna intensywność wiązki,  
 $P_2$  – położenie maksimum piku rozkładu poprzecznego wiązki,  
 $P_3$  – promień wiązki dla  $1/e^2$  maksymalnej intensywności wiązki,  
 $P_4$  – minimalna intensywność wiązki,  
 $\operatorname{erf}$  – funkcja błędu.

Na poniższej charakterystyce (Rys. 5.15) zostały zaprezentowane otrzymane wyniki pomiarów eksperymentalnych (markery) oraz ich funkcje dopasowujące opisane równaniem 5.3. Charakterystyka przedstawia uzyskiwane wartości napięcia w funkcji przesłaniania wiązki za pomocą ostrza w kierunku  $z$ . Pomiary zostały przeprowadzone dla odległości ostrza od tapera światłowodowego  $F$  (kierunek  $x$ ) w zakresie od 1 do  $10 \mu m$ . Zakres ten został wybrany, ze względu na fakt, iż w tym zakresie powinna zawierać się wartość ogniskowej tapera, która deklarowana była przez producenta ( $f = 4 \pm 1 \mu m$ ).



Rys. 5.15 Eksperymentalne wyniki pomiarów tapersa światłowodowego wytworzonego przez firmę Nanonics Imaging charakteryzującego się deklarowanymi przez producenta parametrami  $d = 1,7+0,3/-0 \mu\text{m}$ ,  $f = 4+/-1 \mu\text{m}$ . Zależność zmian uzyskiwanych wartości napięcia na fotodetektorze w funkcji przesunięcia ostrza w kierunku prostopadłym do propagacji wiązki światła.

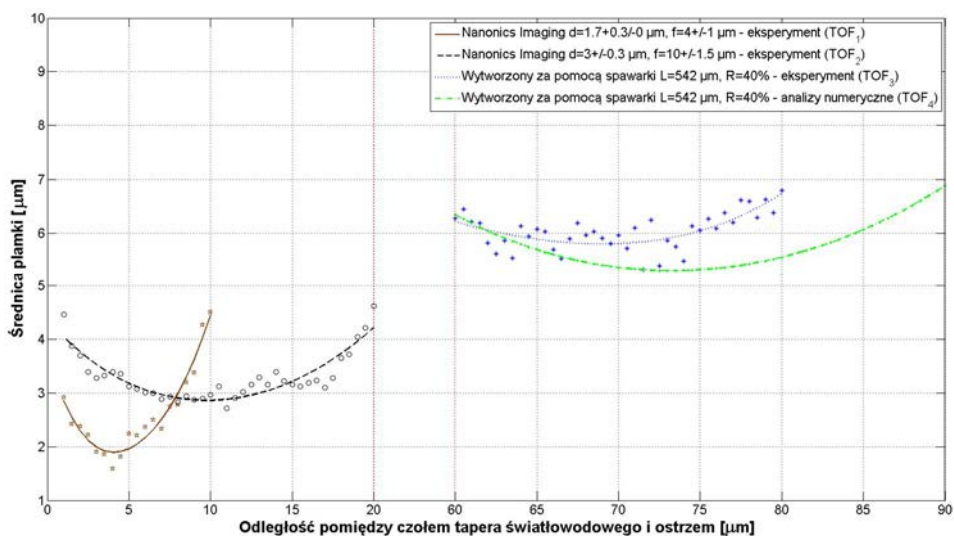
Wyznaczając wartości pochodnych napięcia w funkcji przesunięcia ostrza w kierunku z otrzymujemy charakterystykę intensywności wiązki światła dla analizowanych wartości parametru  $F$  (Rys. 5.16).



Rys. 5.16 Eksperymentalne wyniki pomiarów tapersa światłowodowego wytworzonego przez firmę Nanonics Imaging charakteryzującego się deklarowanymi przez producenta parametrami  $d = 1,7+0,3/-0 \mu\text{m}$ ,  $f = 4+/-1 \mu\text{m}$ . Zależność intensywności, jako pochodnej wartości napięcia w funkcji przesunięcia ostrza w kierunku prostopadłym do propagacji wiązki światła.

Krzywe intensywności wiązki światła w funkcji przesunięcia ostrza w kierunku z mają postać krzywych gaussa, których szerokość połowkowa (ang. „full width at half maximum”,  $FWHM$ ) stanowi średnicę plamki  $D$ . Pozostałe dwa tapersy światłowodowe zostały scharakteryzowane w analogiczny sposób. W konsekwencji otrzymano charakterystykę

zależności średnicy plamki  $D$  od odległości  $F$  pomiędzy ostrzem, a taperem światłowodowym (Rys. 5.17).



**Rys. 5.17** Zestawienia otrzymanych wyników pomiarów eksperymentalnych dwóch taperów wytworzonych przez firmę Nanonics Imaging i jednego wytworzonego za pomocą spawarki światłowodowej oraz wyników analiz numerycznych.

Powyższa charakterystyka (Rys. 5.17) obejmuje cztery serie danych, trzy z nich to dane eksperymentalne otrzymane dla wytworzonego tapera światłowodowego  $TOF_3$  oraz dwóch zakupionych w firmie Nanonics Imaging  $TOF_1$  i  $TOF_2$ . Czwarta seria danych  $TOF_4$  została otrzymana na podstawie analiz numerycznych. Wyniki analiz numerycznych zaprezentowane na charakterystykach Rys. 5.8 i Rys. 5.9 były przeprowadzane w funkcji zmian wartości parametrów geometrycznych długości części zwężanej oraz współczynnika zwężania. W związku z tym, wybierając najlepsze wartości  $L$  oraz  $R$  posiadamy tylko i wyłącznie informację na temat wartości średnicy plamki w ognisku  $d$  oraz ogniskowej  $f$  w jednym punkcie charakterystyki. W celu zaobserwowania w jaki sposób średnica plamki zmienia się w pobliżu wartości ogniskowej wymagane jest przeprowadzenie dodatkowych analiz numerycznych. Najlepsze wartości parametrów zdefiniowane na podstawie analiz numerycznych to  $L = 500 \mu\text{m}$  oraz  $R = 40\%$ . Jednakże, za pomocą elektrycznej spawarki światłowodowej wytworzono taper charakteryzujący się wartościami  $L = 542 \mu\text{m}$  oraz  $R = 40\%$ . Rozbieżność ta z pewnością wpływa na wartości parametrów optycznych  $d$  i  $f$ , aczkolwiek zgodnie z charakterystykami Rys. 5.8 i Rys. 5.9 wartości te ulegają zmianie maksymalnie o  $+0,3 \mu\text{m}$  w przypadku średnicy plamki w ognisku oraz  $+15 \mu\text{m}$  w przypadku ogniskowej. Wartości te są konsekwencją różnicy pomiędzy wynikami otrzymanymi dla  $L = 500 \mu\text{m}$  i  $L = 600 \mu\text{m}$ . W związku z tym, iż wytworzony taper charakteryzujący się parametrami geometrycznymi  $L = 542 \mu\text{m}$  i  $R = 40\%$  został scharakteryzowany eksperymentalnie, autor badań zdecydował, iż tak zdefiniowany taper powinien zostać



poddany dodatkowej analizie numerycznej, której wyniki zostały zaprezentowane na charakterystyce Rys. 5.17 w celu weryfikacji wyników pomiarów eksperymentalnych.

Powyższa charakterystyka (Rys. 5.17) wskazuje, iż minimalne wartości średnicy plamki  $D_{TOF_1} = 1,6 \mu m$ ,  $D_{TOF_2} = 2,7 \mu m$ ,  $D_{TOF_3} = 5,3 \mu m$ ,  $D_{TOF_4} = 5,3 \mu m$  otrzymano dla wartości odległości ostrza od tapera światłowodowego równych  $F_{TOF_1} = 4 \mu m$ ,  $F_{TOF_2} = 11 \mu m$ ,  $F_{TOF_3} = 71,5 \mu m$ ,  $F_{TOF_4} = 73 \mu m$ . W związku z tym, przytoczone wartości  $D$  oraz  $F$  stanowią średnicę plamki w ognisku  $d$  oraz ogniskową  $f$ .

Zmierzone eksperymentalnie wartości średnicy plamki w ognisku oraz ogniskowej taperów światłowodowych zakupionych w komercyjnej firmie zawierają się w zakresie gwarantowanym przez producenta. Eksperymentalne wyniki charakteryzacji wytworzonego tapera światłowodowego są zadawalająco zgodne z wynikami analiz numerycznych. W obu przypadkach średnica plamki w ognisku wynosi  $5,3 \mu m$ . Rozbieżność występuje jedynie w przypadku wartości ogniskowej, która na podstawie analiz numerycznych wynosi  $71,5 \mu m$ , a wartość otrzymana eksperymentalnie to  $73 \mu m$ .

#### 5.4.4 Podsumowanie

Taper światłowodowy został zaprojektowany na podstawie analiz numerycznych oraz wytworzony za pomocą elektrycznej spawarki światłowodowej. Przeprowadzono charakteryzację dostępnych taperów mającą na celu porównanie wyników analiz numerycznych oraz eksperymentalnych, a także weryfikację gwarantowanych przez producenta wartości parametrów optycznych w przypadku zakupionych taperów.

Na podstawie analiz numerycznych określono wpływ długości części zwężanej tapera  $L$  oraz jego kąta zwężania  $R$  na uzyskiwane wartości średnicy plamki w ognisku  $d$  oraz ogniskowej  $f$ . Najlepsze wartości parametrów z punktu widzenia sprzęgania do nanostruktur fotonicznych otrzymano dla  $L = 500 \mu m$  i  $R = 40\%$  i wynoszą one  $d = 5 \mu m$  i  $f = 70 \mu m$ . Wytworzono taper światłowodowy o zbliżonych parametrach geometrycznych  $L = 542 \mu m$  i  $R = 40\%$  do wartości zaprojektowanych, określając jednocześnie wpływ natężenia prądu łuku elektrycznego oraz czasu rozciągania na uzyskiwane wartości  $L$  i  $R$ . Eksperymentalne pomiary wytworzonego tapera wskazały, iż charakteryzuje się on wartościami parametrów optycznych równymi  $d = 5,3 \mu m$  i  $f = 73 \mu m$ . Nieznaczna różnica pomiędzy wynikami otrzymanymi na bazie analiz numerycznych i eksperymentalnymi wynika z rozbieżności pomiędzy zaprojektowaną ( $L = 500 \mu m$ ), a wytworzoną ( $L = 542 \mu m$ ) długością części zwężanej tapera. Dodatkowe analizy

numeryczne, przeprowadzone dla  $d = 542 \mu\text{m}$  i  $R = 40\%$  wskazują na zadawalającą zgodność pomiędzy wynikami eksperymentalnymi ( $d = 5,3 \mu\text{m}$  i  $f = 73 \mu\text{m}$ ) oraz wynikami uzyskanymi na podstawie analiz numerycznych ( $d = 5,3 \mu\text{m}$  i  $f = 71,5 \mu\text{m}$ ).

Charakteryzacja komercyjnych taperów światłowodowych dowodzi, iż otrzymane eksperymentalnie wartości parametrów optycznych mieszczą się w deklarowanym przez producenta zakresie.

Zaproponowana metodologia projektowania, wytwarzania oraz charakteryzacji taperów światłowodowych ma duży potencjał ponieważ jest tania, łatwa do zastosowania i można ją zrealizować praktycznie w każdym laboratorium optoelektronicznym. Autor badań we wstępie zaznaczył, że taper światłowodowy zwiększający efektywność sprzęgania do nanostruktur powinien się charakteryzować minimalną wartością średnicy plamki w ognisku. Oczywistym wydaje się zatem wybór komercyjnie dostępnych taperów światłowodowych. Aczkolwiek, cena jednostkowa takiego tapera wynosi około 200€, a cena używanej spawarki elektrycznej to 2 000€. W związku z tym, w zależności od wymaganej liczby taperów światłowodowych oraz ich zastosowania istnieje duże prawdopodobieństwo, iż efektywniejszy będzie zakup urządzenia do wytwarzania taperów. W kwestii zastosowania taperów, nie zawsze bowiem istnieje konieczność sprzęgania do aż tak cienkich nanostruktur, jakie analizuje autor niniejszej rozprawy.

## 6 Optyczna detekcja gazów

Proces optycznej detekcji gazów realizowany jest najczęściej z wykorzystaniem zjawiska absorpcji, które polega na wzajemnym oddziaływaniu substancji chemicznej z polem elektromagnetycznym [113]. Jądra i elektrony cząsteczek gazu oddziałują między sobą, ulegając drganiom i rotacjom. Oddziaływania te powodują zmiany odległości między atomami tworzącymi cząsteczkę gazu oraz zmiany pierwotnych kątów między wiązaniami w cząsteczce. Wibracje wywołują zmiany momentu dipolowego cząsteczki, co pozwala na uzyskanie widma absorpcyjnego. Najbardziej znana metoda detekcji gazów wykorzystuje absorpcję promieniowania podczerwonego przez cząsteczki badanych gazów [114]. Kierując wiązkę światła na badaną próbkę, część promieniowania zostaje zaabsorbowana przez gaz, część dociera do detektora. W konsekwencji możemy otrzymać charakterystykę transmitancji w funkcji długości fali.

Analizując długości fal, dla których zaobserwowano wzrost absorpcji, można określić skład badanej substancji. W celu określenia stężenia gazu na podstawie danych

z fotodetektora stosuje się prawo Lamberta-Beera. Jest ono jednym z głównych praw spektrofotometrii absorpcyjnej. Prawo to ma postać:

$$A_{\lambda} = \xi * l * c \quad (6.1)$$

gdzie:  $A_{\lambda}$  – poziom absorpcji przy określonej długości fali,  
 $\xi$  – współczynnik absorpcji,  
 $l$  – grubość warstwy absorbującej,  
 $c$  – stężenie substancji absorbującej.

Absorbancję możemy również zdefiniować jako:

$$A_{\lambda} = \log_{10} \frac{I_0}{I_1} \quad (6.2)$$

gdzie:  $I_0$  – natężenie promieniowania padającego na ośrodek absorbujący,  
 $I_1$  – natężenie promieniowania po przejściu przez ośrodek absorbujący.

Charakter oddziaływania uzależniony jest od właściwości chemicznych substancji. W przypadku gazów o cząsteczkach składających się z niewielkiej liczby atomów, spektralne zmiany absorpcji są szczególnie gwałtowne i mają charakter pików o szerokości połówkowej poniżej nanometra oraz natężeniu silnie zależnym (wiele rzędów wielkości) od długości fali światła i rodzaju cząsteczki gazu. Wymienione cechy spektrum absorpcyjnego pozwalają, z jednej strony – dzięki małej szerokości linii, na niezwykle selektywną detekcjężądanego rodzaju gazu, z drugiej jednak strony – za sprawą dużego przedziału wartości natężenia linii, detekcja może okazać się trudna lub w ogóle niewykonalna. Przyczyna powstawania tego typu trudności może być dwojaka. Po pierwsze, w przedziale spektralnym dostępnym dla pracującego jako źródło światła typu lasera, linie absorpcji danego gazu mogą w ogóle nie występować. Po drugie, nawet w przypadku obecności linii, ich natężenia mogą być zbyt małe by mogły zostać poddane detekcji.

W ramach prowadzonych badań zdecydowano, iż dwuwymiarowy kryształ fotoniczny stanowiący element aktywny spektroskopowego czujnika gazu zostanie zaprojektowany pod kątem detekcji acetylenu  $C_2H_2$  [115]. Wybór tego gazu został dokonany ze względu na dwa czynniki. Po pierwsze, linie absorpcji acetylenu występują w pobliżu trzeciego okna telekomunikacyjnego [116]. Po drugie, ich natężenie w analizowanym zakresie spektralnym jest największe spośród gazów, które znalazły się w kręgu zainteresowania autora badań. Za dokonany wybór trzeciego okna telekomunikacyjnego przemawiają:

- niski koszt laserów (o wystarczających dla detekcji gazów parametrach),
- możliwość pracy w trybie fali ciągłej przy temperaturze pokojowej,
- dostępność wysokiej jakości detektorów oraz pasywnych elementów optycznych przeznaczonych na telekomunikacyjne zakresy długości fali.

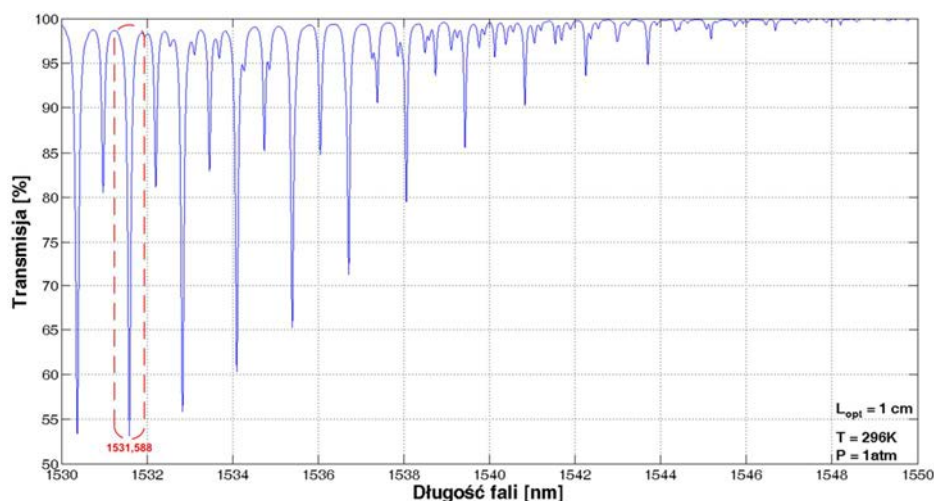
Wymienione wyżej zalety rekompensują główną wadę wykorzystywania bliskiej podczerwieni w spektroskopii gazów, czyli średnio około dwa rzędy wielkości niższe natężenie, leżących w bliskiej podczerwieni linii absorpcji gazów, w porównaniu z zakresem średniej i dalekiej podczerwieni [117]. W przypadku gazów o liniach absorpcji nieobecnych w zakresie bliskiej podczerwieni zachodzi konieczność pracy ze źródłami laserowymi emitującymi w średniej lub dalekiej podczerwieni. Takie ewentualne zwiększenie długości fali światła wymaga dokonania pewnych zmian w elementach składowych czujnika. Jest to przede wszystkim użycie innych źródeł światła, zazwyczaj charakteryzujących się:

- wysoką (rzędu tysięcy dolarów) ceną (lasery QCL, lasery na solach ołowiu),
- pracą w warunkach kriogenicznych (lasery na solach ołowiu, starsze typy laserów QCL).

W przypadku pozytywnych wyników badań, w przyszłości mogą zostać podjęte prace w celu detekcji innych gazów, których linie absorpcji również znajdują się w zakresie trzeciego okna telekomunikacyjnego, ale ich natężenie jest mniejsze niż acetyleny. Do tych gazów należą m. in. dwutlenek węgla  $CO_2$ , metan  $CH_4$ , tlenek węgla  $CO$ , siarkowodór  $H_2S$ , chlorowodór  $HCl$ , fluorowodór  $HF$ , amoniak  $NH_3$ , tlenek azotu  $NO$  oraz podtlenek azotu  $N_2O$ . Przyszłościowe badania nad niektórymi z wymienionych gazów będą wymagać podwyższonych standardów bezpieczeństwa.

## 6.1 Spektroskopia absorpcyjna acetyleny

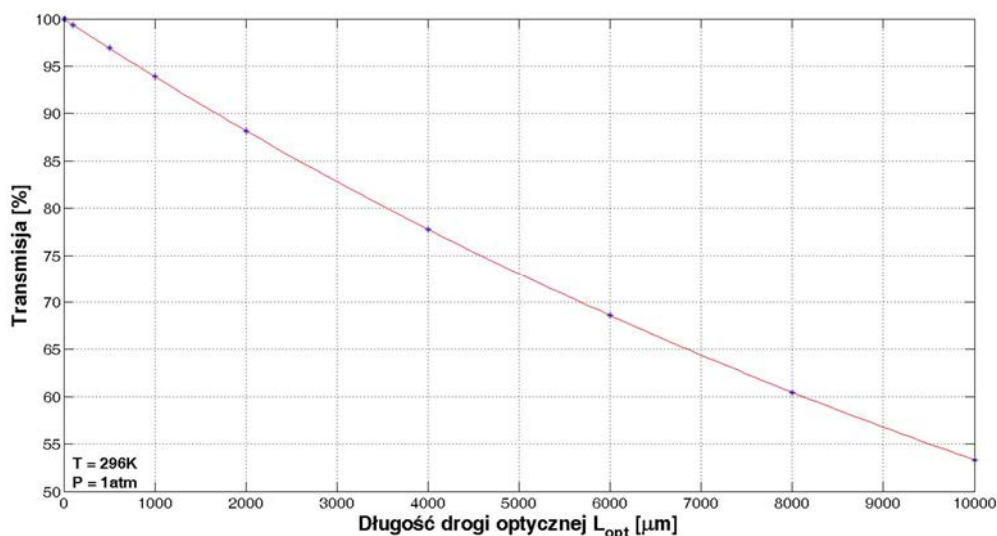
Acetylen posiada piki absorpcyjne w pobliżu trzeciego okna telekomunikacyjnego (Rys. 6.1). Poniższe spektrum zostało wygenerowane na podstawie danych z bazy HITRAN2008 [116] i określa współczynnik transmisji wiązki światła przez próbkę acetyleny o grubości  $L_{opt} = 1\text{ cm}$  w funkcji długości fali.



Rys. 6.1 Spektrum absorpcyjny acetyleny w pobliżu trzeciego okna telekomunikacyjnego.

Pik absorpcyjny o maksymalnym natężeniu występuje dla długości fali równej  $\lambda_0 = 1531,588 \text{ nm}$ . Tak duża dokładność wyznaczenia tej wartości jest konsekwencją funkcjonalności dostępnego w laboratorium autora badań lasera przestrajalnego, który umożliwia generowanie wiązki światła w zakresie  $1530 - 1630 \text{ nm}$  z rozdzielczością  $1 \text{ pm}$ . Szerokość pojedynczego pik absorpcyjnego acetylenu jest dużo mniejsza niż  $1 \text{ nm}$ . W związku z tym, laser o tak dużej rozdzielczości jest niezbędny w celu pracy w zakresie długości fali odpowiadającej pikowi absorpcyjnemu o maksymalnym natężeniu.

Współczynnik transmisji wiązki światła o długości fali  $\lambda_0$  zależy eksponentalnie od grubości warstwy  $L_{opt}$  acetylenu (Rys. 6.2).



Rys. 6.2 Współczynnik transmisji wiązki światła o długości fali  $1531,588 \text{ nm}$  przez różne grubości warstwy acetylenu.

W rozdziale 8.2 zostały zaprezentowane eksperymentalne wyniki pomiarów spektrum absorpcji cienkich warstw acetylenu oraz ich porównanie z danymi teoretycznymi.

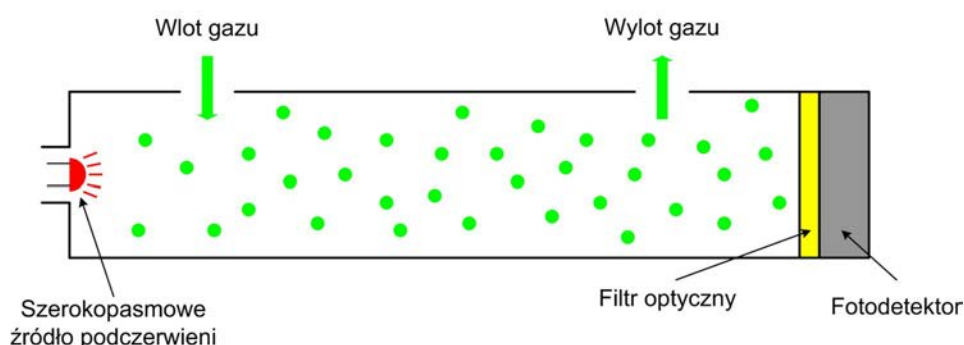
## 6.2 Czujniki komercyjne

Komercyjne czujniki acetylenu dostępne są przede wszystkim jako czujniki katalityczne oraz absorpcyjne [118]–[120].

Czujniki katalityczne, które zwane są również pellistorami wykorzystują zmianę rezystancji grzanego elementu detekcyjnego w wyniku procesu spalania katalitycznego. Tego typu czujniki są praktycznie nie wrażliwe na zmiany otoczenia, charakteryzują się przystępną ceną, krótką żywotnością oraz słabą odpornością na uszkodzenia mechaniczne. Przykładem tego typu czujnika do detekcji acetylenu jest czujnik *NCP-180-A* firmy Nemoto Sensor Engineering [121].

Zasada działania czujników absorpcyjnych, które są w centrum zainteresowania autora niniejszej rozprawy opiera się na absorpcji promieniowania o określonej długości fali przez

cząsteczki gazu. Więcej informacji na temat zjawiska absorpcji zostało zamieszczone w rozdziale 6. Schematyczna koncepcja tego typu czujników została zaprezentowana na poniższym rysunku (Rys. 6.3).



Rys. 6.3 Wizualizacja koncepcji działania spektroskopowych czujników gazów pracujących w zakresie podczerwieni.

Promieniowanie podczerwone o długości fal w zakresie od 3 do 5  $\mu\text{m}$  generowane jest przez szerokopasmowe źródło światła. Zakres ten jest wykorzystywany ze względu na tzw. okna „wody”, których widmo absorpcji zlokalizowane jest przede wszystkim dla długości fal poniżej 3  $\mu\text{m}$  oraz w zakresie od 5 do 8  $\mu\text{m}$  [122]. Wybór zakresu pracy od 3 do 5  $\mu\text{m}$  eliminuje wpływ wilgotności na uzyskiwane pomiary. Za tym zakresem przemawia również fakt, iż dla długości fali równej 4  $\mu\text{m}$  nie występują żadne linie absorpcji. W związku z tym, punkt ten może stanowić idealną referencję pomiarową. Część spektrum promieniowania podczerwonego jest absorbowana, część dociera do fotodetektora po przejściu przez odpowiednie filtry optyczne, które umożliwiają propagację jedynie falom o długościach odpowiadających pikom absorpcyjnym gazu poddawanego procesowi detekcji. Odpowiedź fotodetektora jest przeskalowywana na stężenie gazu zgodnie z informacjami zamieszczonymi w rozdziale 6. Przykładowym, absorpcyjnym czujnikiem acetyleny jest czujnik *IR604* firmy SGX Sensortech [123].

Zakres czułości, zarówno czujnika *NCP-180-A*, jak i *IR604* wynosi od 0 do 100% *DGW* (dolnej granicy wybuchowości). W przypadku acetyleny, wartość *DGW* wynosi 2,5% jego zawartości w powietrzu i odpowiada to liczbie 25 000 *ppm*. W związku z tym, teoretyczny zakres czułości obejmuje wartości od 0 do 25 000 *ppm*. Jednakże, w przypadku czujnika katalitycznego, jego dokładność jest na poziomie  $\pm 1\%$  *DGW* co odpowiada liczbie 250 *ppm* i definiuje minimalną liczbę cząsteczek acetyleny, która może zostać zarejestrowana. W przypadku czujnika absorpcyjnego, dokładność wynosi  $\pm 0,1\%$  *DGW*, czyli liczba 25 cząsteczek acetyleny definiuje minimalną wartość możliwą do detekcji. Maksymalny czas odpowiedzi czujnika katalitycznego wynosi 8 s, a czujnika absorpcyjnego < 40 s. Wymiary

geometryczne głowicy czujnika przemawiają na korzyść czujnika katalitycznego, którego średnica głowicy wynosi  $\varnothing 11 \text{ mm}$ , a czujnika absorpcyjnego  $\varnothing 46 \text{ mm}$ .

Zalety czujnika absorpcyjnego w stosunku do czujnika katalitycznego obejmują m.in. [122]:

- brak konieczności obecności tlenu do poprawnego funkcjonowania czujnika,
- brak możliwości przesylenia czujnika,
- dłuższy okres stabilnej pracy wymaga rzadszej kalibracji,
- stabilność po dłuższym okresie nieużytkowania,
- znacznie dłuższy czas żywotności, wynoszący około 5 lat,
- brak agresywnego środowiska chemicznego,
- znacznie niższy koszt ogólnego użytkowania.

## 7 Spektroskopowy czujnik gazu na bazie kryształu fonicznego

### 7.1 Przegląd literatury przedmiotu

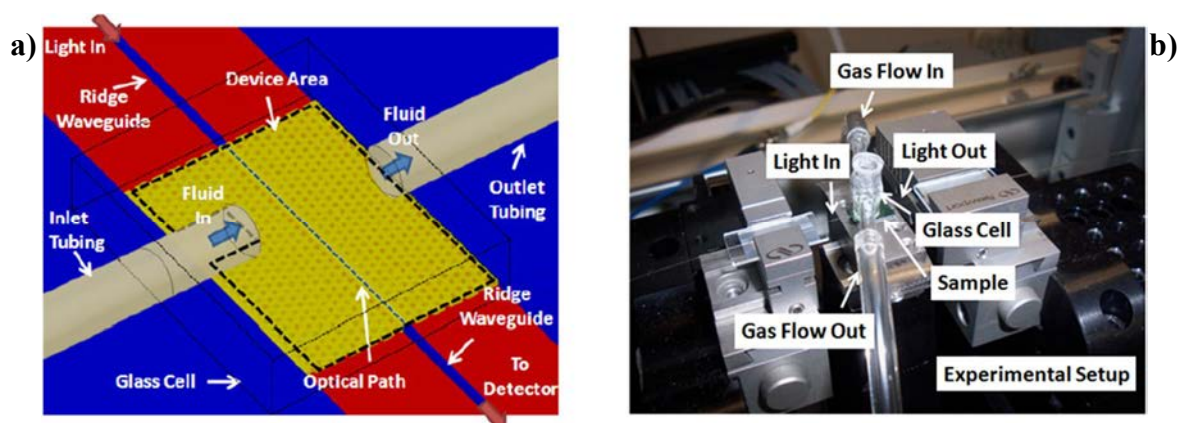
Przegląd literatury przedmiotu został przeprowadzony tylko i wyłącznie pod kątem spektroskopowych czujników gazu na bazie dwuwymiarowych kryształów fonicznych, które są w centrum zainteresowania autora niniejszej rozprawy.

Pierwsze doniesienia literaturowe odnośnie możliwości wykorzystania kryształu fonicznego jako elementu aktywnego czujnika gazu datowane są na rok 2007 [124]. W pracy tej zaproponowano wykorzystanie mikroporowatego krzemu o grubości  $330 \mu\text{m}$  i długości rzędu 200 porów (około  $250 \mu\text{m}$ ) do detekcji dwutlenku węgla. Koncepcja pracy czujnika bazowała na zwiększeniu efektywnej długości drogi optycznej oddziaływania wiązki światła z gazem. Jako źródło światła wykorzystano źródło szerokopasmowe w połączeniu z optycznym filtrem pasmowym. W konsekwencji uzyskano długość fali  $4,24 \mu\text{m}$ , która odpowiada pikowi absorpcyjnemu  $\text{CO}_2$ . Pomimo zastosowania modulacji wiązki światła oraz woltomierza homodynowego autorzy uzyskali bardzo mały współczynnik transmisji wiązki światła przez kryształ, na poziomie 8%. Spowodowane to było przede wszystkim metodą sprzęgania wiązki światła do nanostruktury, która obejmowała czołowe sprzęganie bezpośrednio z diody generującej wiązkę z zakresu podczerwieni. Autorzy w podsumowaniu wskazali, iż znacznie lepsze wyniki uzyskano by w przypadku wykorzystania taperów światłowodowych, zwiększających efektywność sprzęgania. Właśnie taką m.in. metodę sprzęgania ma zamiar wykorzystać autor niniejszej rozprawy podczas pomiarów zaprojektowanego czujnika gazu. Wyniki eksperymentalne uzyskane przez autorów pracy dowiodły po raz pierwszy, iż można w kryształach fonicznych uzyskać tzw. zwiększenie

absorpcji (ang. „*enhancement of absorption*”). Praca ta, pomimo iż nie zawierała informacji na temat czułości wykonanego czujnika, z pewnością stanowiła kamień milowy kolejnych badań nad spektroskopowymi czujnikami gazu na bazie kryształów fonicznych.

W roku 2008 zaproponowano koncepcję czujnika gazu z wykorzystaniem wnęki rezonansowej zaprojektowanej w dwuwymiarowym kryształ fonicznym [125]. Zdefiniowano wpływ wprowadzenia gazu  $SF_6$  do otworów kryształu fonicznego na przesunięcie pików rezonansowych. Wprowadzony gaz reprezentujący zmianę współczynnika załamania otoczenia kryształu o wartość  $10^{-4}$  spowodował przesunięcie pików rezonansowych o  $8 \text{ pm}$ . Otrzymane przez autorów wyniki pomiarów eksperymentalnych ściśle pokrywają się z wynikami analiz numerycznych przeprowadzonych za pomocą metody *FDTD*.

Najważniejsze doniesienie literaturowe stanowi publikacja z roku 2011 [126], w której to autorzy zaprezentowali wyniki badań zbliżone do badań prowadzonych przez autora niniejszej rozprawy. Autorzy wykorzystali dwumiarowy kryształ foniczny o trójkątnej konfiguracji otworów z liniowym defektem jako element aktywny spektroskopowego czujnika ksyłenu. Liniowy defekt obejmował usunięcie rzędu otworów i w ich miejsce wytworzenie kanału powietrznego. Kryształ foniczny o długości  $300 \mu\text{m}$  został wytworzony w heterostrukturze *SOI* obejmującej  $230 \text{ nm}$  warstwę krzemu na  $3 \mu\text{m}$  warstwie dwutlenku krzemu. Geometria kryształu fonicznego została zaprojektowana w ten sposób, aby praca w zakresie modu defektowego zlokalizowanego w fonicznym paśmie wzbronionym odpowiadała długości fali  $1697 \text{ nm}$ , dla której występuje pik absorpcyjny ksyłenu. Na podstawie przeprowadzonych pomiarów eksperymentalnych, autorzy badań wyznaczyli czułość zaprojektowanego czujnika na poziomie  $100 \text{ ppm}$  (Rys. 7.1).



Rys. 7.1 Doniesienie literaturowe [126]: a) analizowana przez autorów struktura dwuwymiarowego kryształu fonicznego, b) zestawione przez autorów stanowisko pomiarowe.

Różnica pomiędzy badaniami prowadzonymi przez autorów przytaczanej pracy oraz autora niniejszej rozprawy dotyczy czterech aspektów. Pierwszy z nich obejmuje definicję



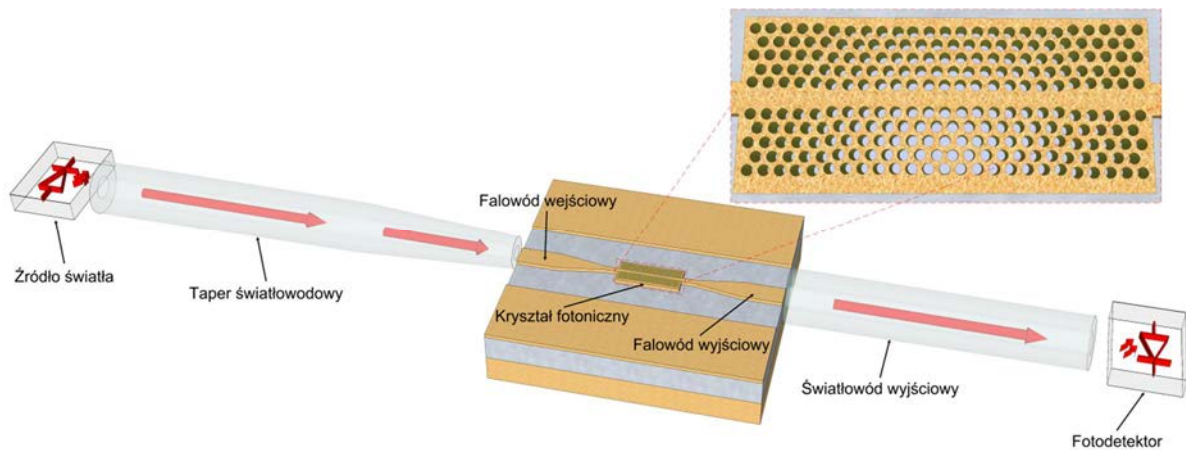
geometrii kryształu fonicznego. Autorzy pracy nie podjęli próby optymalizacji parametrów geometrycznych kryształu fonicznego. Podane wartości średnicy otworów  $0,25 \cdot a$ , szerokości liniowego defektu  $\sqrt{3} \cdot a$  oraz kanału powietrznego  $0,15 \cdot a$  są wartościami, od których standardowo rozpoczyna się proces optymalizacji wartości parametrów geometrycznych, przykładowo w przypadku czujnika gazu, pod kątem współczynnika transmisji, przekrycia oraz grupowego współczynnika załamania. Wartości tych parametrów są o tyle istotne, iż definiują czułość projektowanego czujnika. Drugi aspekt, również jest powiązany z geometrią kryształu fonicznego. Podobnie jak autorzy pracy [126], autor niniejszej rozprawy zaprojektował czujnik gazu wykorzystujący dwuwymiarowy kryształ foniczny z liniowym defektem. Aczkolwiek zaprezentowane wyniki szczegółowych analiz numerycznych w rozdziale 4.2 dowodzą, iż liniowy defekt powstały tylko przez usunięcie rzędu otworów charakteryzuje się znacznie lepszymi wartościami parametrów optycznych, z punktu widzenia czujnika gazu, aniżeli jeszcze dodatkowe wprowadzenie kanału powietrznego. Kolejny aspekt dotyczy wykorzystania różnych konfiguracji planarnych falowodów wejściowych, stanowiących przedłużenie liniowego defektu, których celem jest zwiększenie efektywności sprzęgania wiązki światła do nanostruktury fonicznej. Dodatkowo, autor niniejszej rozprawy zaprojektował tzw. sekcje antyodbiciowe, które stanowią część obszaru kryształu fonicznego o zmienionym przestrzennie rozkładzie geometrycznym, które zapewniają łagodniejsze przejście ze standardowej propagacji wiązki światła do propagacji w trybie „*slow light*”. Zastosowanie sekcji antyodbiciowych pozwala na uzyskanie znacznie wyższych wartości współczynnika transmisji, co zostało dowiedzione w rozdziałach 4.1.2 i 4.2.5 [82]–[84]. Takie sekcje antyodbiciowe nie zostały wykorzystane przez autorów pracy [126]. Ostatni aspekt dotyczy kwestii analitu poddawanego detekcji. Autorzy przytoczonej pracy zdecydowali, iż detekcji zostanie poddany ksylen w obecności wody dejonizowanej. Autor niniejszej rozprawy w swoich badaniach zaprojektował spektroskopowy czujnik gazu na bazie dwuwymiarowego kryształu fonicznego do detekcji acetylenu.

Najnowsze doniesienie literaturowe [127] datowane jest na rok 2014 i dotyczy wykorzystania kryształu fonicznego z odpowiednio zaprojektowaną wnęką rezonansową wytworzonego w heterostrukturze krzem na izolatorze. Zaprezentowana nanostruktura obejmuje tylko i wyłącznie jeden rząd otworów, przez które propaguje się wiązka światła. Poprzez odpowiednie zaprojektowanie tych otworów autorzy uzyskali dobroć wnęki na poziomie 20 000. Czujnik gazu został zaprojektowany pod kątem detekcji salicylanu metylu,

który penetruje otwory nanostruktury i w konsekwencji otrzymuje się przesunięcie pików rezonansowego. Wyznaczona przez autorów pracy czułość czujnika wynosi 1,5 ppb.

## 7.2 Koncepcja autora

Koncepcja spektroskopowego czujnika gazu z elementem aktywnym w postaci kryształu fonicznego została zaprezentowana w schematycznej postaci na poniższym rysunku (Rys. 7.2). Realizowany jest pomiar transmisji wiązki światła propagującej się przez 2D nanostrukturę foniczną, której otwory penetrowane są przez atmosferę gazową.



Rys. 7.2 Schematyczna koncepcja spektroskopowego czujnika gazu z elementem aktywnym w postaci dwuwymiarowego kryształu fonicznego.

Tor optyczny układu stanowią następujące elementy: źródło światła, światłowód wejściowy, 2D kryształ foniczny, światłowód wyjściowy oraz fotodetektor.

### Źródło światła

Spektroskopowy czujnik gazu na bazie dwuwymiarowego kryształu fonicznego został zaprezentowany pod kątem detekcji acetylenu. W związku z tym, źródło światła stanowiące przestrajalny laser firmy Santec [128] generuje długość fali równą  $\lambda_0 = 1531,588 \text{ nm}$ . Wartość ta odpowiada pikowi absorpcyjnemu acetylenu o maksymalnym natężeniu w pobliżu trzeciego okna telekomunikacyjnego. Rozdzielczość lasera wynosi 1 pm i jest istotna ze względu na szerokość pików absorpcyjnych acetylenu, która wynosi poniżej 1 nm.

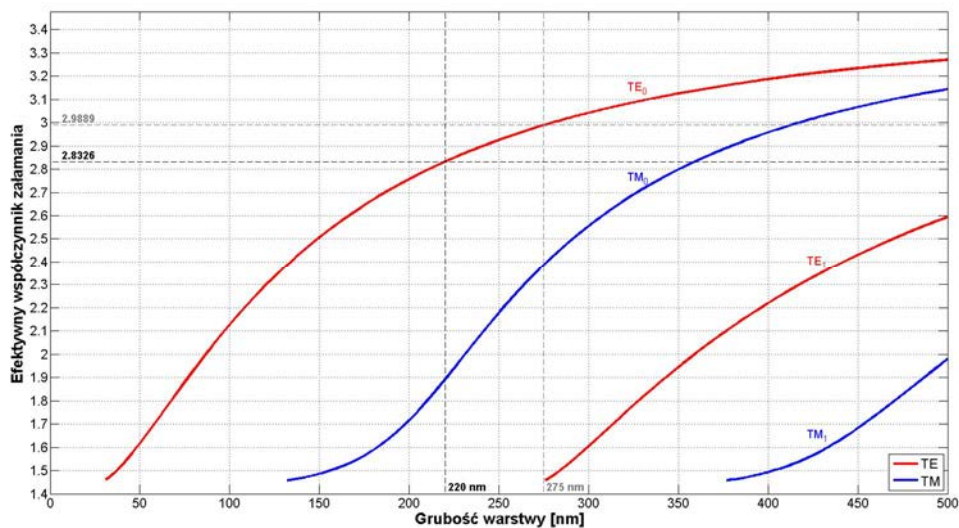
### Światłowód wejściowy

Zadaniem wejściowego światłowodu jest doprowadzenie mocy optycznej do czoła nanostruktury fonicznej. Jako światłowód wejściowy przeanalizowano uzyskiwaną efektywność sprzęgania w przypadku zastosowania trzech rodzajów taperów światłowodowych. Dwa tapery zostały zakupione w firmie Nanonics Imaging [129]. Pierwszy

z nich charakteryzuje się średnicą plamki w ognisku  $d = 1,7 + 0,3/-0 \mu m$  oraz ogniskową na poziomie  $f = 4 \pm 1 \mu m$ . Optyczne parametry drugiego tapera, gwarantowane przez producenta wynoszą  $d = 3 \pm 0,3 \mu m$  oraz  $f = 10 \pm 1,5 \mu m$ . Trzeci taper, wykorzystywany podczas pomiarów, stanowił taper zaprojektowany oraz wytworzony przez autora prezentowanych badań. Wyznaczone podczas jego charakteryzacji, wartości parametrów optycznych, wynoszą  $d = 5,3 \mu m$  oraz  $f = 71,5 \mu m$ . Więcej informacji na ten temat można znaleźć w rozdziale 5.4.

## Element aktywny spektroskopowego czujnika gazu

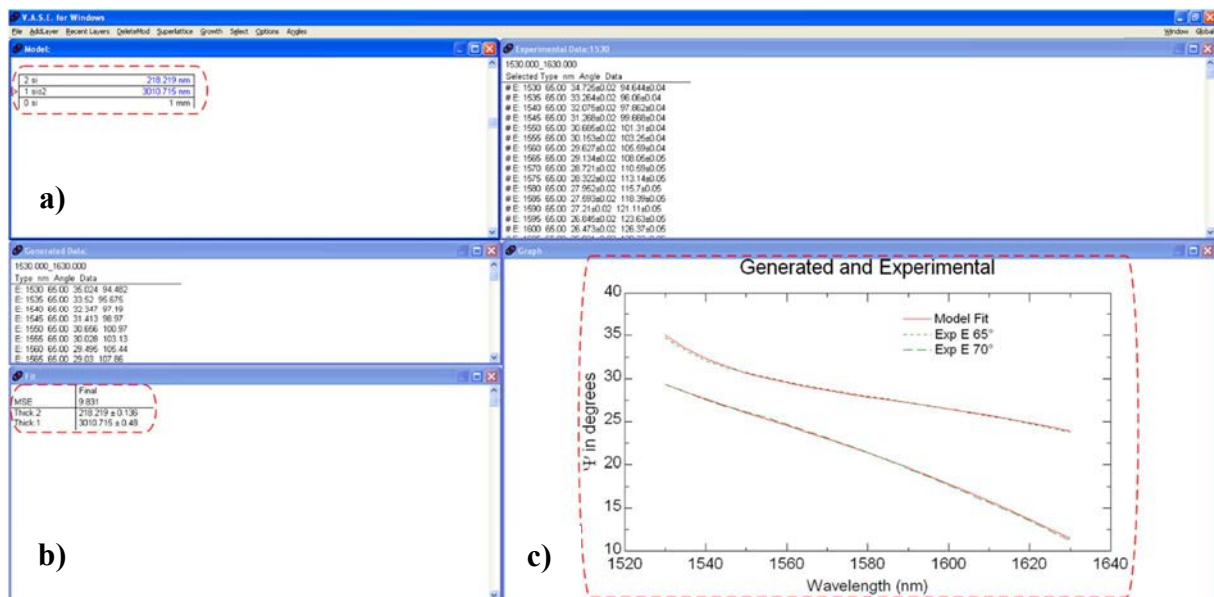
Dwuwymiarowy kryształ foniczny o trójkątnej konfiguracji otworów stanowił element aktywny projektowanego czujnika gazu. Nanostruktura została wytworzona przez niemiecką firmę AMO [130] za pomocą elektronolitografii w połączeniu z reaktywnym trawieniem jonowym w heterostrukturze *SOI* (ang. „*silicon on insulator*”). Docelowa grubość warstwy krzemu stanowiącej warstwę aktywną została określona za pomocą równania modowego falowodu planarnego (Rów. 3.30). Rozwiązanie tego równania polega na poszukiwaniu miejsc zerowych funkcji. W tym celu, autor badań stworzył odpowiedni skrypt w oprogramowaniu Matlab. W konsekwencji jego działania otrzymuje się wykres zależności efektywnego współczynnika załamania warstwy aktywnej w funkcji jej grubości (Rys. 7.3).



Rys. 7.3 Efektywny współczynnik załamania warstwy aktywnej heterostruktury w funkcji jej grubości.

Współczynniki załamania krzemu oraz dwutlenku krzemu zostały zaczerpnięte z danych literaturowych i wynosiły odpowiednio 3,48 [131] oraz 1,44 [132]. Długość fali wykorzystywana podczas rozwiązywania równania modowego odpowiadała pikowi absorpcyjnemu acetyleny  $\lambda_0 = 1531,588 nm$ .

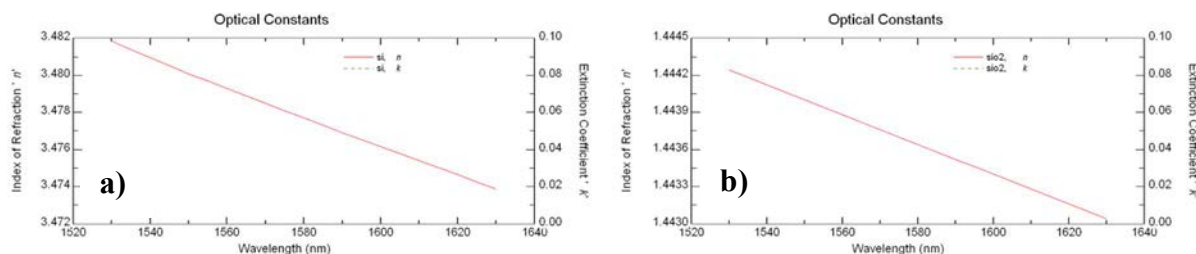
Wyznaczona, maksymalna grubość warstwy krzemu przy założeniu jednomodowej propagacji wiązki światła przez kryształ fotoniczny wynosi  $275\text{ nm}$  (Rys. 7.3). Jednakże, zakładając niedoskonałość technologiczną zdecydowano, iż grubość tej warstwy powinna wynosić  $220\text{ nm}$ . Grubość warstwy  $\text{SiO}_2$ , stanowiącej bufor pomiędzy podłożem, a warstwą aktywną powinna wynosić  $3\text{ }\mu\text{m}$ . Heterostruktura  $\text{SOI}$  została wytworzona przez francuską firmę SOITEC [133], a jej parametry optyczne oraz grubości poszczególnych warstw zostały zweryfikowane przez autora badań za pomocą elipsometru  $VASE$  firmy J. A. Wollam (Rys. 7.4).



**Rys. 7.4** Okno oprogramowania sterującego elipsometrem obszar: a) grubości poszczególnych warstw modelu, b) wartość błędu średniokwadratowego dopasowania modelu do pomiarów eksperymentalnych, c) graficzna prezentacja dopasowania modelu do pomiarów eksperymentalnych.

Pomiary elipsometryczne heterostruktury  $\text{SOI}$  zostały przeprowadzone w pobliżu trzeciego okna telekomunikacyjnego, tzn. dla długości fal od  $1530$  do  $1630\text{ nm}$ . Wartość błędu średniokwadratowego  $MSE$  dopasowania modelu do pomiarów eksperymentalnych heterostruktury wynosiła w przybliżeniu  $10$  (Rys. 7.4b). Biorąc pod uwagę fakt, iż dopasowanie zostało przeprowadzone do wyników eksperymentalnych uzyskanych dla dwóch kątów pomiarowych  $65^\circ$  oraz  $70^\circ$ , wartość ta jest zadawalająca, czego potwierdzeniem może być graficzna prezentacja dopasowania (Rys. 7.4c). Grubości poszczególnych warstw wytworzonej heterostruktury  $\text{SOI}$  (krzemu  $218\text{ nm}$  oraz dwutlenku krzemu  $3011\text{ nm}$ ; Rys. 7.4a) są zbliżone do wartości zaprojektowanych ( $220\text{ nm}$  oraz  $3000\text{ nm}$ ). Podczas dopasowywania modelu, wartości parametrów optycznych (współczynnik załamania oraz ekstynkcji) warstwy krzemu oraz dwutlenku krzemu zostały zaczerpnięte z dostępnej bazy danych elipsometru (Rys. 7.5). Podjęta próba uzyskania

lepszego dopasowania wartości parametrów optycznych warstw nie skutkowało mniejszą wartością błędów  $MSE$ . Wynika to przede wszystkim z faktu, iż wykorzystując bazę danych elipsometru w celu zdefiniowania parametrów optycznych uzyskano już dużą dokładność dopasowania modelu do pomiarów eksperymentalnych.



Rys. 7.5 Parametry optyczne zaczerpnięte z bazy danych elipsometru warstwy: a) krzemu, b) dwutlenku krzemu.

Parametry geometryczne 2D kryształu fotonicznego zostały zaprojektowane bazując na przeprowadzonych, podstawowych analizach numerycznych (Rozdz. 4.1). Wartości tych parametrów powinny wynosić:

- promień otworów  $r = 0,36 \cdot a$ ,
- szerokość liniowego defektu w obszarze  $PhC$   $W_{PhC} = 0,98 \cdot \sqrt{3} \cdot a$ ,
- szerokość liniowego defektu w obszarze  $AR$   $W_{AR} = 1,225 \cdot \sqrt{3} \cdot a$ ,
- liczba otworów w sekcjach  $AR$   $L_{AR} = 5$ ,
- szerokość falowodu wejściowego i wyjściowego  $W = 1,225 \cdot \sqrt{3} \cdot a$ .

Struktura kryształu fotonicznego o zdefiniowanych w ten sposób wartościach parametrów geometrycznych charakteryzuje się następującymi wartościami parametrów optycznych:

- współczynnik transmisji  $T = 92,45\%$ ,
- grupowy współczynnik załamania  $n_g = 577,98$ ,
- współczynnik przekrycia  $\eta = 14,73\%$ .

Zgodnie z założeniami, na których bazują oprogramowania wykorzystywane do przeprowadzania analiz numerycznych, wartości parametrów geometrycznych znormalizowane są do wartości stałej sieciowej struktury kryształu fotonicznego. Zależność pomiędzy wartościami stałej sieciowej  $a$ , długością fali  $\lambda$  oraz częstotliwością  $f$  określa następujące równanie:

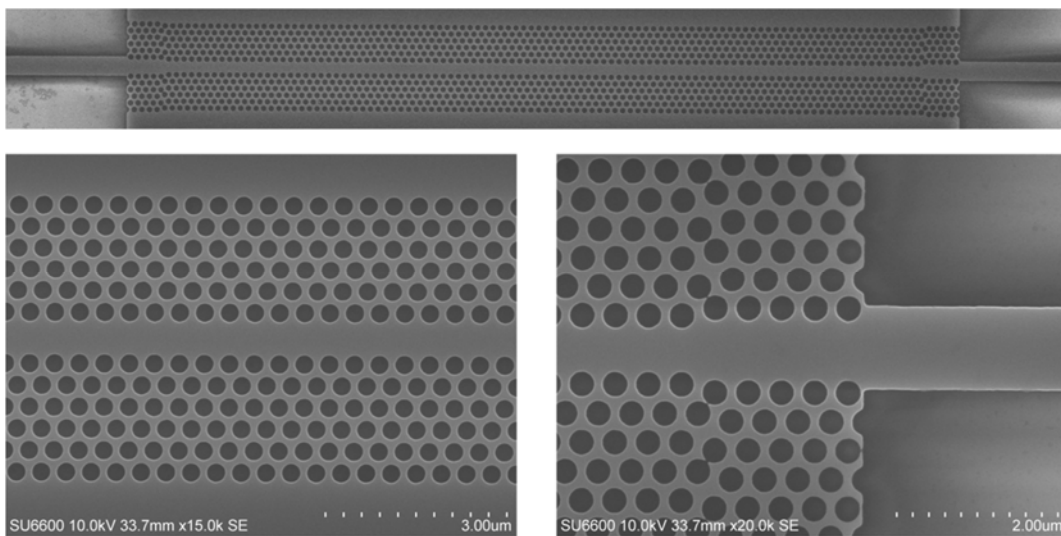
$$a = \lambda \cdot f \quad (7.1)$$

Wartość długości fali  $\lambda$  odpowiada pikowi absorpcyjnemu acetyleno o maksymalnym natężeniu w pobliżu trzeciego okna telekomunikacyjnego  $\lambda_0 = 1531,588 \text{ nm}$ . Wartość częstotliwości  $f$  odpowiada częstotliwości modu defektowego  $TE_0$  zlokalizowanego w fotonicznym paśmie wzbronionym dla wybranej do analizy wartości  $k = 0,45$  i wynosi

$f = 0,27488$ . Bazując na tych wartościach, wartość stałej sieciowej struktury kryształu fotonicznego powinna wynosić  $a = 421 \text{ nm}$ . Wyznaczona wartość  $a$  pozwala na zdefiniowanie rzeczywistych parametrów geometrycznych struktury:

- promień otworów  $r = 151 \text{ nm}$ ,
- szerokość liniowego defektu w obszarze  $PhC$   $W_{PhC} = 715 \text{ nm}$ ,
- szerokość liniowego defektu w obszarze  $AR$   $W_{AR} = 893 \text{ nm}$ ,
- liczba otworów w sekcjach  $AR$   $L_{AR} = 5$ ,
- szerokość falowodu wejściowego i wyjściowego  $W = 893 \text{ nm}$ .

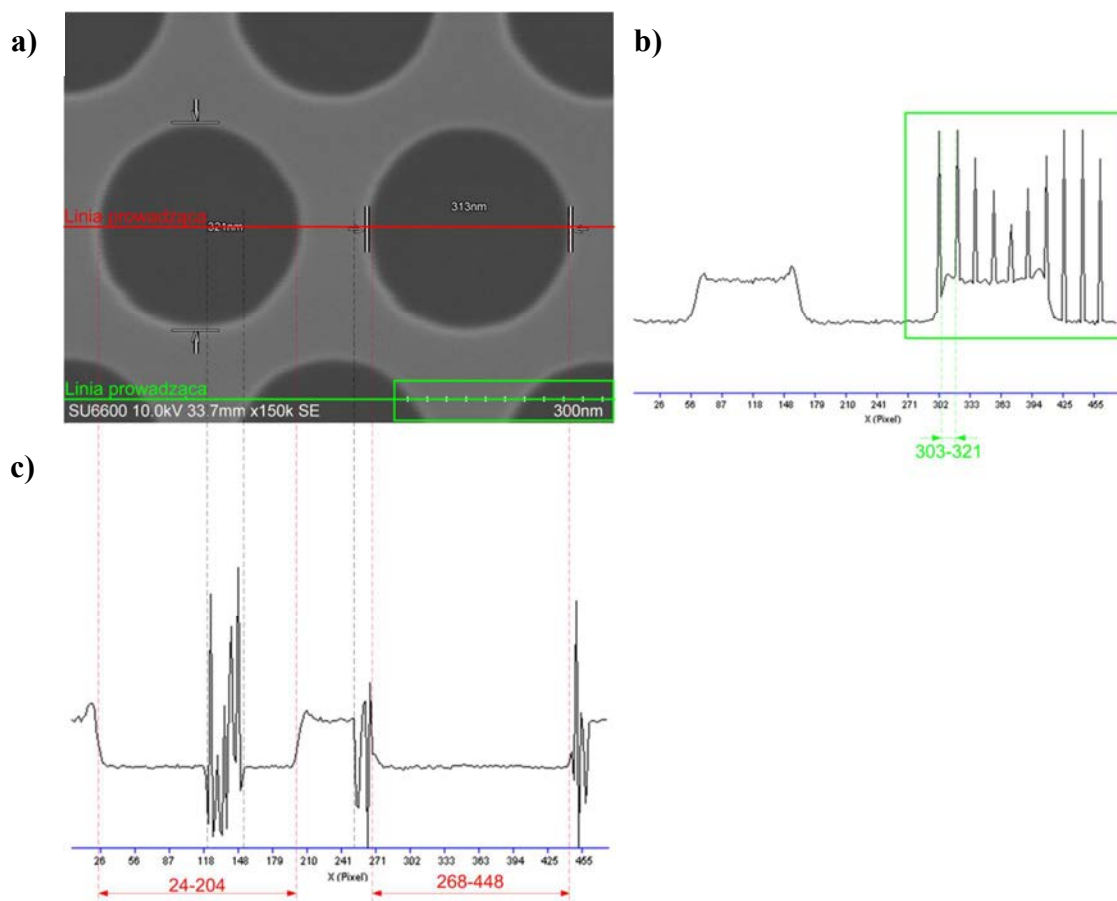
W związku z zakładaną niedoskonałością technologiczną wytworzenia struktury, autor badań zdecydował, iż należy wytworzyć matrycę struktur, które będą różnić się między sobą wartością najważniejszego parametru, tzn. średnicy otworów. Optymalna wartość średnicy otworów wynosi  $302 \text{ nm}$ . Zaprojektowana matryca obejmuje 11 struktur pomiarowych oraz 1 referencyjną. W przypadku struktur pomiarowych wartość średnicy otworów zmienia się od  $292$  do  $312 \text{ nm}$  z krokiem  $2 \text{ nm}$ . Struktura referencyjna została zaprojektowana i wytworzona w celu zaobserwowania krawędzi fonicznego pasma wzbronionego dla długości fali  $1580 \text{ nm}$ , która odpowiada środkowej długości fali z zakresu możliwych do wygenerowania długości fal przez laser przestrajalny dostępny w laboratorium autora niniejszej rozprawy (Rys. 7.6).



**Rys. 7.6 Dwuwymiarowy kryształ foniczny wytworzony za pomocą elektronolitografii w połączeniu z reaktywnym trawieniem jonowym.**

Wyznaczenie parametrów geometrycznych struktury podczas jej obrazowania za pomocą skaningowego mikroskopu elektronowego *SEM* (ang. „*scanning electron microscope*”) jest obarczone stosunkowo dużym błędem ludzkim związanym z pozycjonowaniem odpowiednich markerów służących do wymiarowania. W związku z tym, autor badań

zdecydował się na wykorzystanie innej metody, pozwalającej na oszacowanie parametrów geometrycznych struktury. Otwory powietrzne struktury posiadają inną intensywność barwy aniżeli otaczający je materiał, tzn. krzem. Zastosowana metoda polega na wyznaczeniu profilu intensywności barwy w funkcji pikseli. Do tego celu wykorzystano program ScanDist, którego funkcjonalność obejmuje m.in. profile intensywności barwy wzdłuż zadanej linii prowadzącej.



**Rys. 7.7** Metoda wyznaczania średnicy otworów wytworzonej nanostruktury kryształu fonicznego za pomocą programu ScanDist; a) obraz z mikroskopu SEM, b) profil intensywności wzdłuż skali, c) profil intensywności wzdłuż otworów.

Na powyższym rysunku (Rys. 7.7a) zaprezentowano przykładowy obraz otworów jednej z wytworzonych nanostruktur kryształu fonicznego. Za pomocą programu ScanDist wyznaczono profil intensywności barwy wzdłuż linii prowadzącej zaznaczonej kolorem czerwonym. Charakterystyczne obszary zmian poziomu intensywności zostały zaznaczone na Rys. 7.7a oraz Rys. 7.7c. Profil intensywności z Rys. 7.7c wskazuje że średnica zarówno pierwszego jak i drugiego otworu obrazu z mikroskopu SEM wynosi 180 pikseli. W celu wyznaczenia rzeczywistej średnicy, należało zdefiniować obszar referencyjny, który może stanowić skalę znajdującą się na Rys. 7.7a. Profil intensywności barwy skali został zaprezentowany na Rys. 7.7b. Odległość pomiędzy dwoma podziałkami skali w wartościach

rzeczywistych wynosi  $30\text{ nm}$ , co na profilu intensywności odpowiada wartości 18 pikseli. W związku z tym, średnica otworów wynosząca 180 pikseli odpowiada wartości  $300\text{ nm}$ . Wymiarowanie przeprowadzone podczas obrazowania nanostruktury za pomocą mikroskopu skaningowego (Rys. 7.7a) wskazuje, iż średnica otworów wynosi 321 oraz  $313\text{ nm}$ . Wartości te, w stosunku do otrzymanej za pomocą programu ScanDist wartości  $300\text{ nm}$ , dowodzą znaczącego błędu ludzkiego pozycjonowania markerów. W analogiczny sposób przeprowadzono wymiarowanie dla wszystkich 12 nanostruktur, a otrzymane wyniki zostały zebrane w poniższej tabeli (Tab. 7.1).

Nr nanostruktury	Projektowana wartość [nm]	Rzeczywista wartość [nm]
1	292	292
2	294	292
3	296	293
4	298	296
5	300	300
6	302	300
7	304	305
8	306	304
9	308	306
10	310	307
11	312	310
12 Referencja	302	300

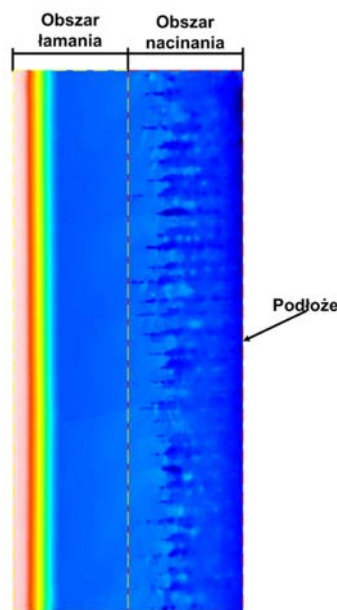
**Tab. 7.1 Zestawienie rozbieżności wartości projektowanych oraz wyznaczonych za pomocą programu ScanDist średnic otworów poszczególnych nanostruktur.**

Niezwykle skomplikowanym zagadnieniem technologicznym był proces separacji nanostruktur. Wynika to z faktu, iż pożądane było zachowanie optycznej jakości powierzchni czołowej falowodów wejściowych, którą gwarantował proces reaktywnego trawienia jonowego. Separacja struktur musiała zostać przeprowadzona w sposób gwarantujący, z jednej strony nienaruszenie powierzchni czołowych, z drugiej strony, linia separacji musiała być zlokalizowana w odległości maksymalnie  $3\text{ }\mu\text{m}$  od falowodów wejściowych. Wartość ta wynikała z ogniskowej tapera światłowodowego ( $f = 4 \pm 1\text{ }\mu\text{m}$ ), który został wytworzony przez firmę Nanonics Imaging i charakteryzował się minimalną wartością średnicy plamki w ognisku  $d = 1,7 + 0,3/-0\text{ }\mu\text{m}$  z dostępnych taperów.

Proces separacji nanostruktur przeprowadzono za pomocą lasera ProtoLaser U firmy LPKF generującego wiązkę światła o długości fali równej  $355\text{ nm}$ . Średnica plamki w ognisku wiązki laserowej wynosiła  $35\text{ }\mu\text{m}$ . W celu uzyskania pożądanego efektu,

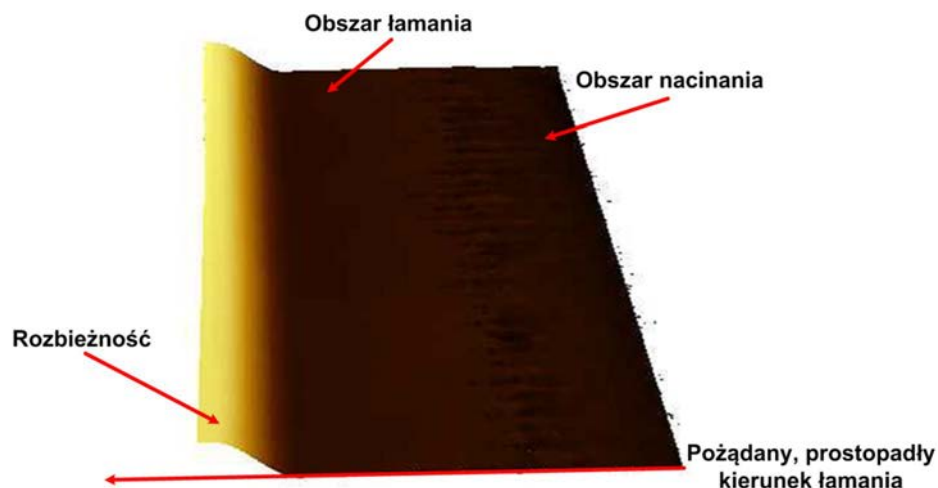


opisanego powyżej, przeanalizowano wpływ parametrów cięcia lasera na jakość otrzymywanych cięć. Parametry te obejmowały moc wiązki laserowej, jej częstotliwość, szybkość przesuwu próbki oraz liczbę powtórzeń cięcia. Dodatkowo, należało zdefiniować metodę cięcia, tzn. czy matryca nanostruktur ma zostać tylko nacięta, a następnie złamana, czy też ma zostać przecięta przez całą grubość, a jeżeli tak, to czy w takim wypadku, cięcie ma zostać wykonane od strony warstw aktywnych, czy też od strony podłoża. Warto tutaj zaznaczyć, iż matryca nie mogła zostać zabezpieczona przez niepożądanymi efektami za pomocą np. taśmy elektrostatycznej, ponieważ wymagane było, aby operator lasera miał pogląd miejsca, w którym należy przeprowadzić cięcie, w celu uzyskania odpowiedniej odległości od falowodów wejściowych kryształów fonicznych. Cięcie laserowe przez całą grubość próbki od strony podłoża skutkowało wypalaniem materiału warstw aktywnych. Z kolei, cięcie od strony warstw aktywnych przez całą grubość powodowało nagromadzenie się wyrzucanego materiału oraz jego przyczepienie pod wpływem wysokiej temperatury do falowodów wejściowych nanostruktur fonicznych. Podobny efekt uzyskiwano również w przypadku wykonywania jedynie nacięć, a następnie łamania próbki. Z punktu widzenia krawędziowej metody sprzęgania wiązki światła do nanostruktur fonicznych niezwykle istotna jest jakość powierzchni czołowych, która po każdym procesie cięcia była analizowana za pomocą profilometru optycznego firmy Taylor Hobson. Wykonując cięcie laserem przez całą grubość próbki uzyskano słabej jakości czoło próbki (jakość porównywalna z jakością w obszarze nacinania zaprezentowanym na Rys. 7.8). Znacznie lepsze efekty uzyskano podczas jedynie płytkiego nacinania próbki, a następnie przeprowadzając proces jej łamania (Rys. 7.8).



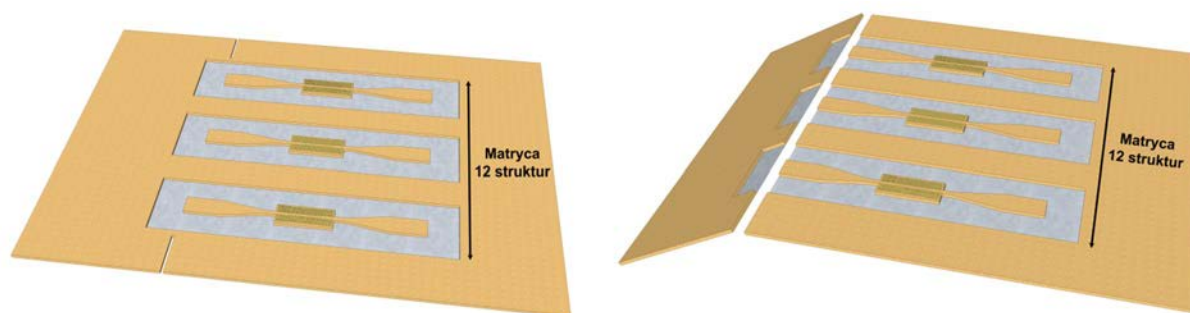
Rys. 7.8 Obraz z profilometru optycznego próbki naciętej za pomocą lasera, a następnie złamanej.

Jakość powierzchni uzyskana w obszarze nacinania i łamania jest diametralnie różna i z punktu widzenia sprzęgania wiązki światła, jedynie proces łamania gwarantuje otrzymanie akceptowalnego wyniku. Aczkolwiek łamanie próbki płytko naciętej za pomocą lasera skutkuje rozbieżnością od pożądanego, prostopadłego kierunku łamania próbki (Rys. 7.9).



Rys. 7.9 Obraz z profilometru optycznego wskazujący rozbieżność od pożądanego, prostopadłego kierunku podczas łamania próbki.

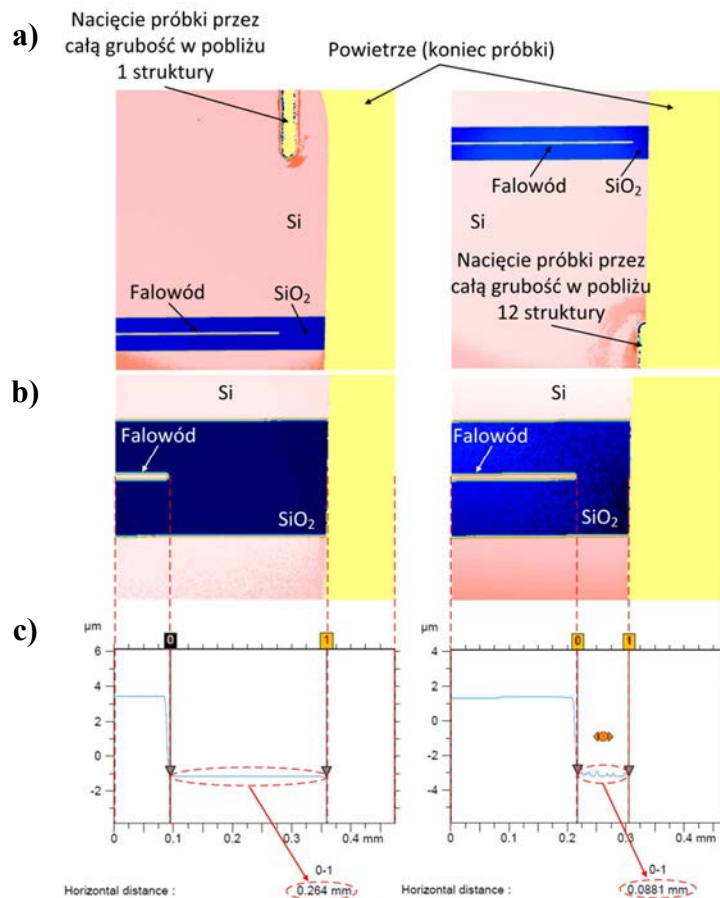
Podsumowując, z jednej strony próbka nie może zostać przecięta przez jej całą grubość, ponieważ wówczas uzyskano słabej jakości czoło próbki, z drugiej strony płytkie nacięcie, a następnie łamanie próbki skutkowało rozbieżnością od pożądanego kierunku. W związku z tym zdecydowano, iż matryca nanostruktur fonicznych zostanie nacięta przez całą grubość prostopadle w stosunku do falowodów wejściowych w miejscach poza falowodami, a następnie złamana (Rys. 7.10). Nacięcia przez całą grubość próbki poza obszarami występowania falowodów powinny zapewnić utrzymanie kierunku łamania próbki oraz optyczną jakość powierzchni w interesujących obszarach.



Rys. 7.10 Koncepcja separacji matrycy 12 nanostruktur kryształów fonicznych (pierwsza próba).

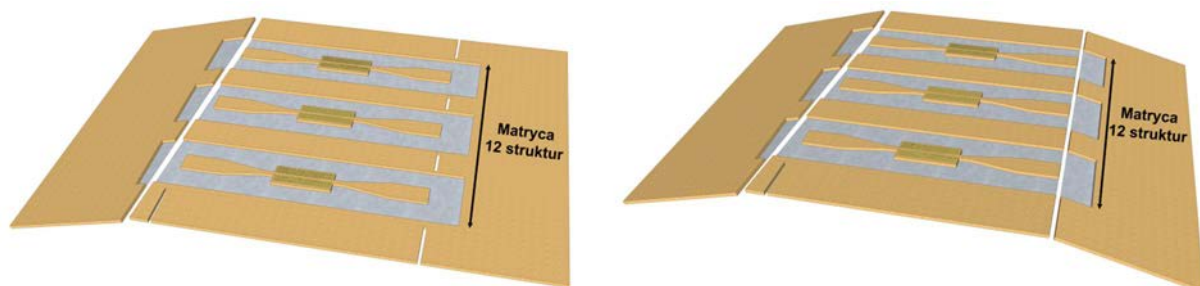
Proces łamania matrycy nie przebiegł wzdłuż wykonanych nacięć bazowych i w konsekwencji, uzyskano znacznie większe odległości pomiędzy krawędzią matrycy,

a falowodami wejściowymi, aniżeli pierwotnie zakładano. Ponieważ kierunek łamania występował pod pewnym kątem, to odległości te zmieniają się od 88 do 264  $\mu\text{m}$  (Rys. 7.11).



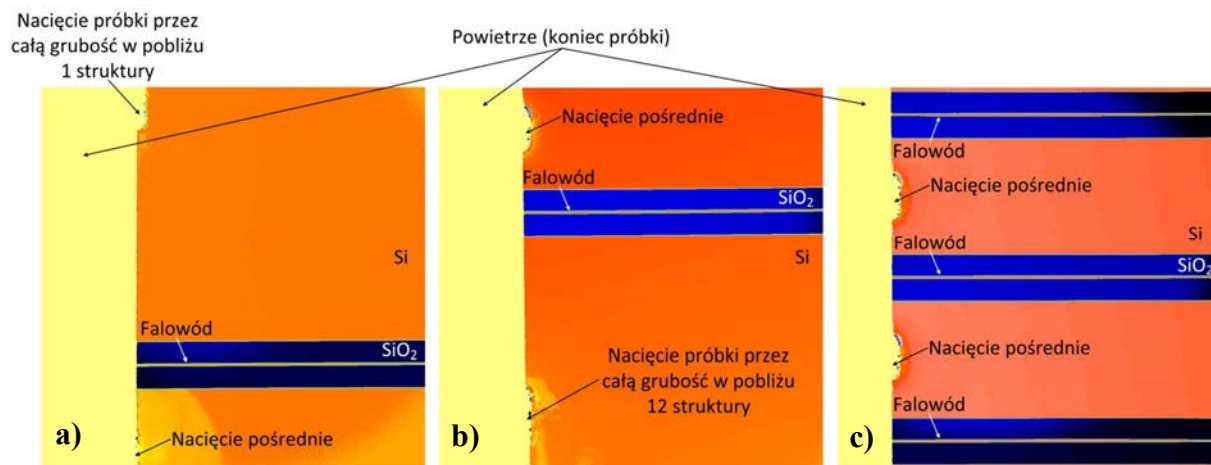
**Rys. 7.11** Obrazowanie matrycy za pomocą profilometru optycznego po pierwszym etapie łamania próbki; a) obraz w pobliżu pierwszego oraz ostatniego falowodu matrycy; b) powiększenie obrazu w pobliżu falowodów, c) wyznaczona odległość krawędzi matrycy od pierwszego oraz ostatniego falowodu.

Wytworzone nanostruktury kryształów fonicznych są symetryczne. W związku z tym, strona matrycy, dla której uzyskano niezadawalający efekt może stanowić stronę wyjściową, z której wiązka światła będzie odsprężana z nanostruktury. W celu zapewnienia procesu łamania wzdłuż zaprojektowanej linii, wprowadzono dodatkowe nacięcia pośrednie, prowadzące kierunek łamania. Koncepcja tych nacięć została zaprezentowana na poniższym rysunku (Rys. 7.12).



**Rys. 7.12** Koncepcja separacji matrycy 12 nanostruktur kryształów fonicznych (druga próba).

W konsekwencji wprowadzenia dodatkowych nacięć, uzyskano pożądany efekt, w którym krawędź matrycy stanowi początek falowódów wejściowych (Rys. 7.13).



Rys. 7.13 Obrazowanie matrycy za pomocą profilometru optycznego po drugim etapie łamania próbki; obraz: a) w pobliżu pierwszego falowodu; b) w pobliżu ostatniego falowodu; c) dodatkowych nacięć pośrednich.

## Pozostałe komponenty

Zadaniem światłowodu wyjściowego jest odprowadzenie mocy optycznej z nanostruktury fotonicznej do fotodetektora *InGaAs*, którego zakres czułości spektralnej wynosił 700 – 1800 nm. Sygnał optyczny z fotodetektora transmitowany jest do oscyloskopu.

W ramach prowadzonych badań stworzono w oprogramowaniu LabView [134] program do w pełni automatycznej obsługi stanowiska pomiarowego. Funkcjonalność tego programu została zaprezentowana w rozdziale 8.1.

## 8 Pomiary

Przeprowadzone badania naukowe obejmowały również pomiary związane z następującymi zagadnieniami:

- pomiar wytworzonych oraz zakupionych taperów światłowodowych,
- pomiar spektrum absorpcji cienkich warstw acetylenu,
- sprzężanie do cienkich warstw krzemu,
- charakteryzacja matrycy kryształów fotonicznych,
- charakteryzacja spektroskopowego czujnika temperatury,
- charakteryzacja spektroskopowego czujnika gazu.

Wyniki pomiarów taperów światłowodowych zostały zaprezentowane w rozdziale 5.4, jako wyniki całościowe, począwszy od teorii, poprzez projektowanie, wytworzenie i kończąc na ich charakteryzacji.

Pozostałe ww. pomiary wiązały się z koniecznością stworzenia odpowiedniego programu sterującego do w pełni automatycznej obsługi stanowiska pomiarowego. Do tego celu autor wykorzystał oprogramowanie LabView, a stworzonemu programowi został poświęcony kolejny rozdział (Rozdz. 8.1).

## **8.1 Oprogramowanie stanowiska pomiarowego**

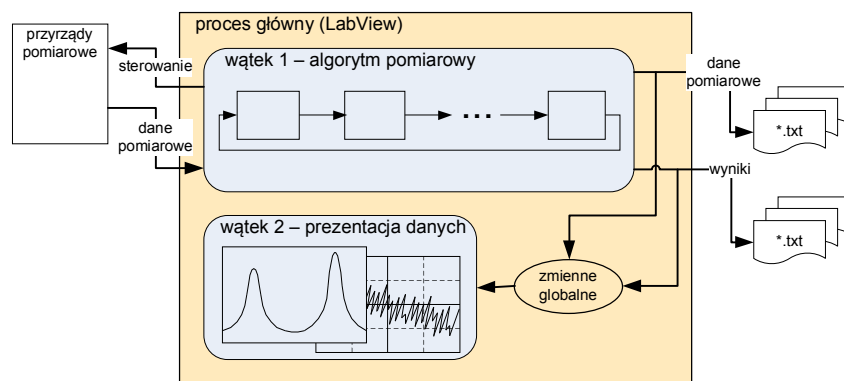
Oprogramowanie LabView (ang. „*laboratory virtual instrument engineering workbench*”) [134] jest graficznym środowiskiem programistycznym. Charakteryzuje się całkowicie odmiennym sposobem realizacji założeń użytkownika. Oprogramowanie to pozwala na tworzenie programów poprzez tzw. język G. Język ten nie stanowi linii poleceń (komend) w trybie tekstowym jak w większości dostępnych języków programowania. Użytkownik tworzy swoje założenia za pomocą odpowiednich komponentów graficznych, które wykonują określone funkcje. W zależności od sygnałów wejściowych doprowadzanych graficznie (połączenia liniowe) do poszczególnych komponentów użytkownik otrzymuje sygnały wyjściowe. Przykładowo, do komponentu Oscyloskop doprowadzając sygnał na wejście  $x$  oraz  $y$  otrzymuje się graficzny wyświetlacz oscyloskopu z wejściowymi danymi. Istnieje duża liczba komponentów, które użytkownik może modyfikować i wykorzystywać. Obejmują one przede wszystkim zaawansowane operacje matematyczne, logiczne, przekształcające oraz analityczne. Dodatkowo, użytkownik ma możliwość implementacji własnej linii kodu stworzonej w języku C++ do oprogramowania LabView.

Innowacyjne podejście do programowania w języku G w znaczny sposób ułatwia proces tworzenia programów. Jeżeli użytkownik podejmuje próbę zarządzania, przykładowo laserem, w standardowym środowisku programistycznym zabieg ten wymagałby kilkaset linii kodu programu do komunikacji i wymiany danych z laserem. Za pomocą języka G proces ten realizowany jest poprzez jeden komponent. Właśnie w tym celu, do sterowania urządzeniami pomiarowymi najczęściej wykorzystywane jest oprogramowanie LabView.

Autor prezentowanych prac badawczych wykorzystywał oprogramowanie LabView do przeprowadzania w pełni automatycznych pomiarów eksperymentalnych poprzez synchronizację działań wykorzystywanych urządzeń laboratoryjnych [135].

### **8.1.1 Program sterujący stanowiskiem pomiarowym**

Schematyczny widok struktury programu sterującego układem pomiarowym pokazany jest na poniższym rysunku (Rys. 8.1). Program uruchamiany jest na komputerze klasy *PC* i komunikuje się z urządzeniami pomiarowymi za pośrednictwem interfejsu *GPIB*.



Rys. 8.1 Struktura programu sterującego stanowiskiem pomiarowym.

Główne cechy programu to:

- podział na dwa wątki (Rys. 8.1) realizujące w sposób asynchroniczny kroki algorytmu pomiarowego (wątek 1) oraz działania związane z bieżącą graficzną prezentacją danych (wątek 2),
- zapis surowych danych pomiarowych oraz końcowych wyników pomiarów do wyjściowych plików tekstowych (Rys. 8.1),
- modułowa konstrukcja programu, która od strony użytkownika jest widoczna jako podział na zakładki realizujące poszczególne funkcje programu.

Wyraźny podział na wątki uniezależnia tempo sterowania oraz pozyskiwania danych pomiarowych od tempa graficznej prezentacji wyników (czyli tempa odświeżania prezentowanych użytkownikowi na bieżąco wykresów).

Z punktu widzenia użytkownika, modułowa konstrukcja programu zapewnia przejrzysty widok ustawień oraz wyników działania poszczególnych funkcji. Z punktu widzenia osoby rozszerzającej funkcjonalność programu, modułowość pozwala na przejrzysty sposób dodawania nowych funkcji przy minimalnej ingerencji w już istniejącą strukturę programu.

Dostępna funkcjonalność programu obejmuje:

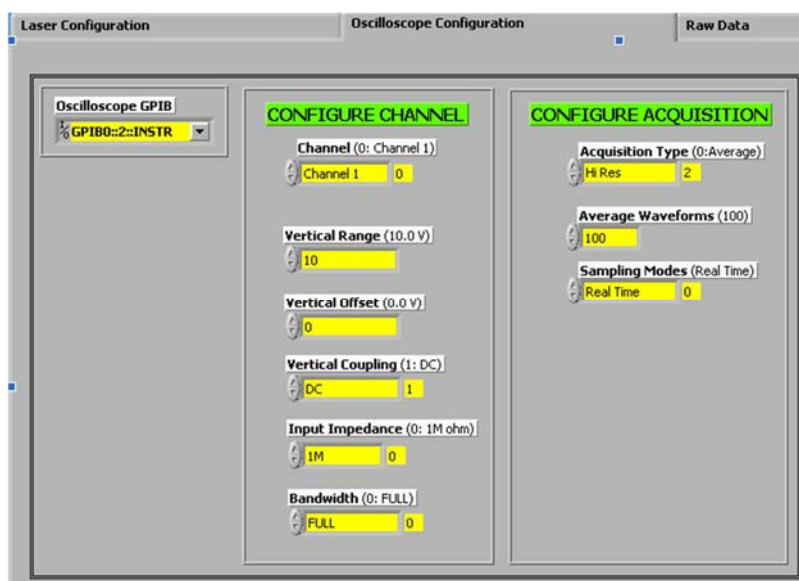
- konfigurację urządzeń pomiarowych układu (laser, oscyloskop, kamera),
- pomiar spektrum absorpcji w zadanym przedziale długości fali światła,
- pomiar natężenia pojedynczej, zadanej linii absorpcji,
- pomiar ciągły napięcia lub intensywności wiązki światła, w zależności od wykorzystanego elementu detekcyjnego, dla mierzenia zmian stężenia gazu,
- testowanie liniowości układu detekcji.

Ogólnym założeniem jest umieszczanie poszczególnych atomowych funkcji (wymienionych powyżej) na oddzielnych zakładkach, które w razie potrzeby, dzielone są

dodatkowo na podzakładki: konfiguracji (ang. „*settings*”) oraz wyników (ang. „*results*”) działania danej funkcji.

Pierwsza z wyżej wymienionych podzakładek daje użytkownikowi możliwość sterowania poszczególnymi urządzeniami pomiarowymi oraz pozwala na deklarację zasady działania programu. Proces sterowania urządzeniami pomiarowymi obejmuje konfigurację wszystkich wartości parametrów danego urządzenia, które są istotne z punktu widzenia planowanych badań (Rys. 8.2). Deklaracja zasady działania programu realizowana jest poprzez konfigurację ogólnych parametrów procesu pomiarowego, takich jak m.in.: liczba uśrednianych próbek dla jednej długości fali, liczba powtórzeń serii pomiarowych, czy też maksymalny czas jaki układ ma na odczytanie wartości próbki. Dodatkowo, użytkownik sam może decydować o metodzie generowania długości fal, które następnie zostaną przekazane do przestrajalnego lasera. Istnieje możliwość wyboru jednego z trzech sposobów:

- długości fali będą generowane z pewnego zakresu z pewnym stałym krokiem (parametry definiowane przez użytkownika). Tak powstała lista zawierająca długości fal będzie posortowana od najmniejszej wartości do największej,
- długości fali będą generowane z pewnego zakresu z pewnym stałym krokiem (parametry definiowane przez użytkownika). Lista zawierająca długości fal będzie zawierać losowe uporządkowanie,
- długości fal będą odczytywane z wcześniej przygotowanego pliku. Sposób ten pozwala na uzyskanie kilkakrotnego uśredniania pomiarów w dziedzinie długości fali, dzięki czemu eliminowana jest potencjalna niedokładność ustawienia wyjściowej mocy lasera po każdym jego przestrojeniu.



Rys. 8.2 Zakładka konfiguracji parametrów oscyloskopu jako przykład zakładek konfiguracji urządzeń pomiarowych układu.

Druga z wyżej wymienionych podzakładek pozwala użytkownikowi na śledzenie tymczasowych, aktualnych w czasie wartości takich parametrów jak m.in.: numer powtórzenia całej serii pomiarowej, długość fali, numer oraz wartość pobranej próbki napięcia lub intensywności, a także wartość uśredniona z dotychczasowych pobranych próbek.

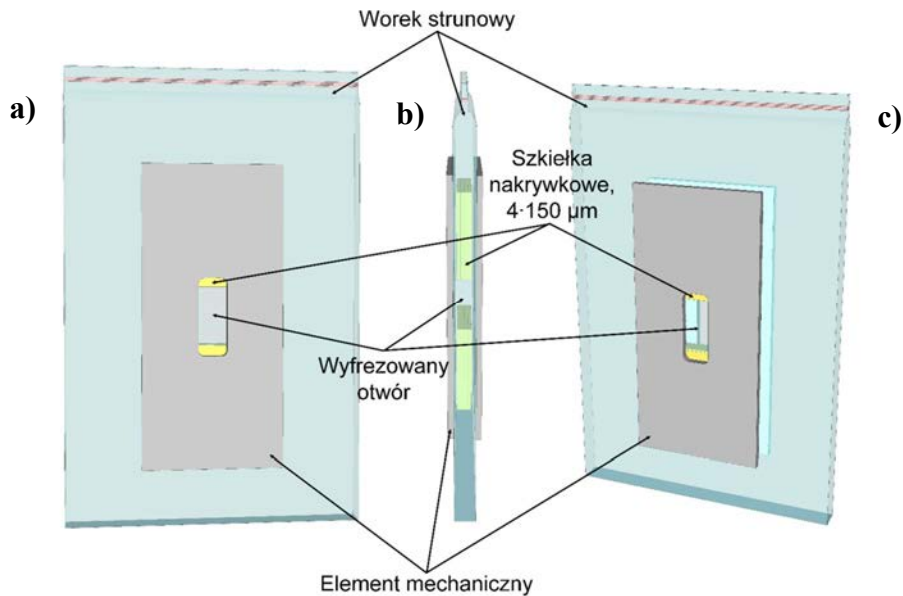
Użytkownik ma również możliwość zapisu danych do plików, co pozwala realizować ewentualne dalsze przetwarzanie wyników pomiarowych w innych narzędziach programowych. Format akwizycji danych deklarowany jest przez użytkownika. Funkcjonalność programu pozwala również na przesyłanie tymczasowych oraz ostatecznych wyników pomiarowych na elektroniczną skrzynkę pocztową użytkownika.

## **8.2 Spektrum absorpcji cienkich warstw acetyleny**

W celu weryfikacji poprawności działania programu sterującego układem pomiarowym oraz w celu określenia możliwości funkcjonalnych dostępnych urządzeń (przede wszystkim rozdzielczości lasera przestrajalnego) autor zdecydował, iż przeprowadzi pomiary spektrum absorpcji acetyleny. Pomiary cienkich warstw acetyleny zostały przeprowadzone ze względu na fakt, iż element aktywny spektroskopowego czujnika został zaprojektowany właśnie do detekcji tego gazu.

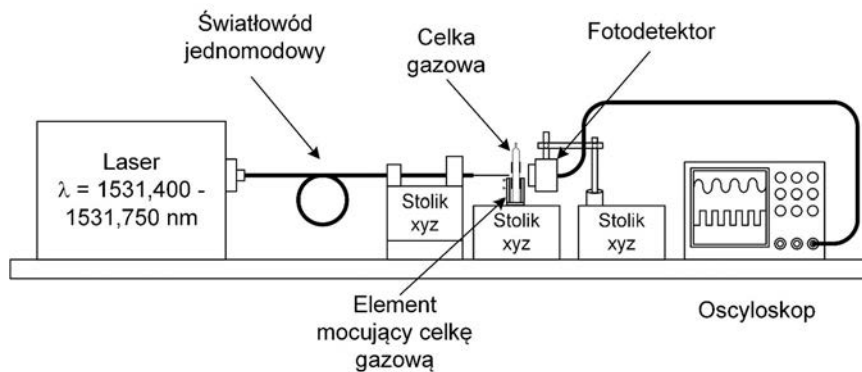
Spektrum absorpcji acetyleny zostało wyznaczone dla następujących grubości warstw: 150, 300, 600, 1000  $\mu\text{m}$ . Celka gazowa została przygotowana z wykorzystaniem mikroskopowych szkieł podstawkowych oraz nakrywkowych. Grubość pojedynczego szkiełka podstawkowego wynosiła 1 mm, a nakrywkowego 150  $\mu\text{m}$ . Szkiełka te zostały wykorzystane jako elementy dystansowe, łącząc kilka z nich uzyskano pożądaną grubość. W następnym etapie, elementy dystansowe zostały zamknięte w worku strunowym zapewniającym szczelne jego zamknięcie. Jako element wspomagający i stabilizujący zaproponowane rozwiązanie, wykorzystano element mechaniczny z wyfrezowanym oknem. Ogólna koncepcja celki gazowej została zaprezentowana na poniższym rysunku (Rys. 8.3).





Rys. 8.3 Celka gazowa, widok: a) od przodu, b) z boku, c) pod kątem 45°.

Zaprezentowana na powyższym rysunku (Rys. 8.3), przykładowa celka gazowa składa się z 4 mikroskopowych szkiełek nakrywkowych tworzących łącznie grubość  $600 \mu\text{m}$ . Zaprojektowana celka gazowa wypełniona acetylenem została umieszczona w stanowisku pomiarowym, którego schematyczny widok został zaprezentowany na poniższym rysunku (Rys. 8.4).



Rys. 8.4 Schemat stanowiska pomiarowego do pomiarów spektrum absorpcji gazów.

Maksymalna wartość natężenia wybranego pików absorpcyjnego acetyleny występuje dla długości fali równej  $\lambda_0 = 1531,588 \text{ nm}$  (Rozdz. 6.1). W związku z tym, w celu zaobserwowania pełnego spektrum absorpcji w pobliżu wybranego pików, źródło światła generowało wiązkę światła o długości fali z zakresu od  $1531,400$  do  $1531,750 \text{ nm}$  z rozdzielczością  $1 \text{ pm}$ . Do lasera przestrajalnego za pomocą złącza APC (ang. „angled physical contact”) podłączono światłowód jednomodowy doprowadzający moc optyczną do zaprojektowanej celki gazowej. Na wyjściu toru pomiarowego umieszczono fotodetektor *InGaAs*, który charakteryzował się zakresem czułości od  $700$  do  $1800 \text{ nm}$ . W ostatnim etapie

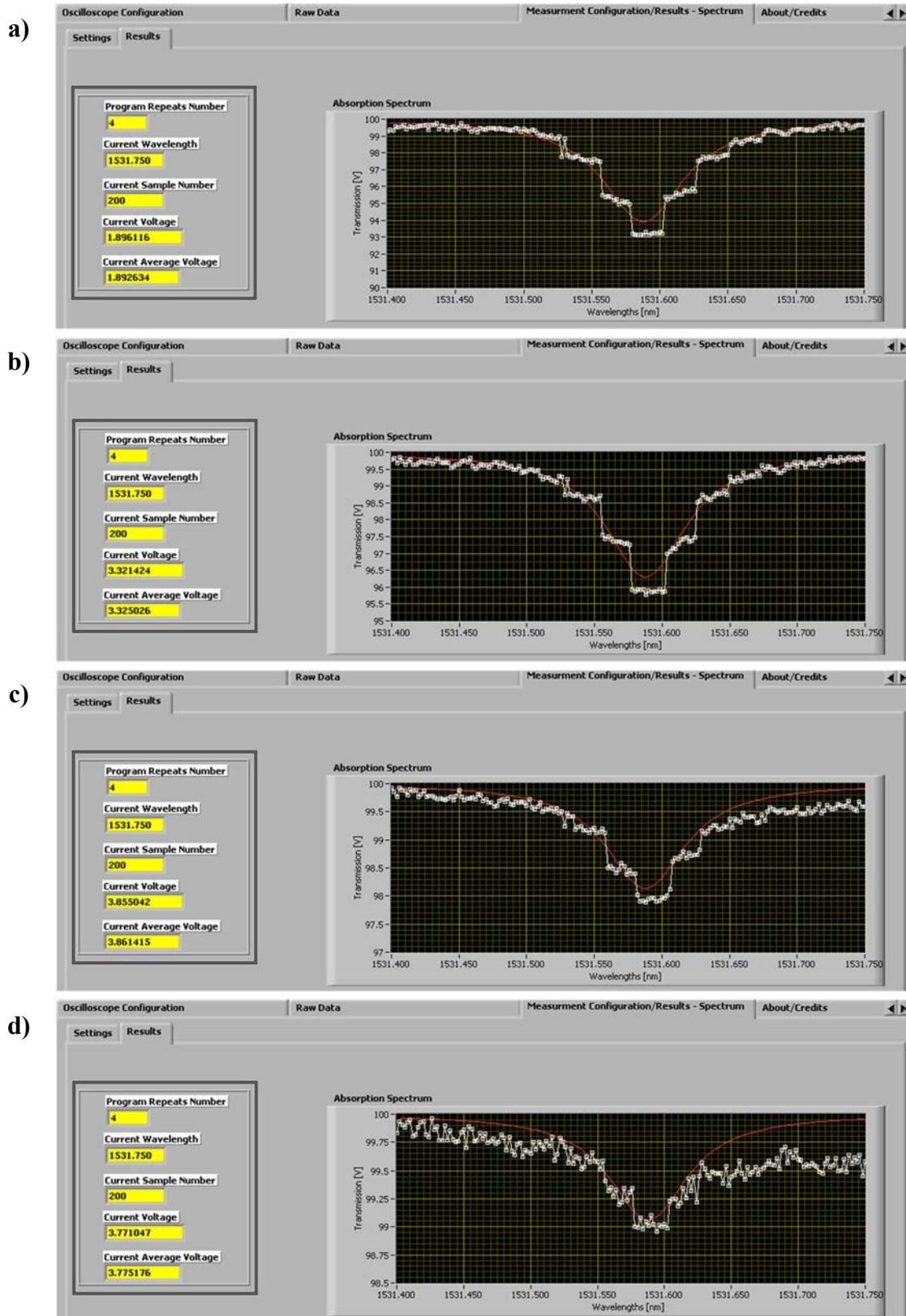
sygnał optyczny z fotodetektora transmitowany jest do oscyloskopu DPO 7104 firmy Tektronix. Proces pomiaru w całości przeprowadzony był w sposób automatyczny dzięki wykorzystaniu zsynchronizowanego zarządzania urządzeniami pomiarowymi. Efekt ten został osiągnięty za pomocą stworzonego oprogramowania przez autora badań w środowisku LabView. Poszczególne etapy pomiaru i synchronizacji urządzeń zostały przeprowadzone wg następującego schematu:

- a) definicja wstępnych parametrów pracy:
  - lasera przestrajalnego obejmująca m.in. wartość mocy optycznej  $10\text{ dBm}$ , zakres długości fal  $1531,400 - 1531,750\text{ nm}$  oraz rozdzielczość  $1\text{ pm}$ ,
  - oscyloskopu obejmująca m.in. numer kanału pomiarowego, wejściową impedancję, pasmo przenoszenia, typ akwizycji danych oraz liczbę wstępnie uśrednianych próbek na poziomie oscyloskopu,
  - stanowiska pomiarowego, obejmująca m.in. liczbę pomiarów dla danej długości fali 200, liczbę powtórzeń całej serii pomiarowej 4, przesłanie końcowego wyniku oraz ewentualnych błędów na wskazaną przez użytkownika skrzynkę poczty elektronicznej.
- b) przestrojenie lasera na pierwszą długość fali z podanego zakresu ( $1531,400\text{ nm}$ ) oraz ustawienie moc optycznej wiązki na  $10\text{ dBm}$ ,
- c) weryfikacja poprawności ustawienia żądanych wartości parametrów optycznych lasera (długość fali, moc optyczna); w przypadku pozytywnego wyniku oprogramowanie przechodzi do punktu d), w przypadku negatywnego wyniku powtarza etap b),
- d) odczyt 200 wartości próbek napięcia dla danych wartości parametrów optycznych lasera (wartości te są na bieżąco prezentowane użytkownikowi oprogramowania),
- e) uśrednienie pobranych 200 wartości próbek napięcia oraz graficzna prezentacja pierwszego punktu pomiarowego na wykresie,
- f) przestrojenie lasera na kolejną długość fali z podanego zakresu zgodnie z zdefiniowaną rozdzielczością oraz ustawienie moc optycznej wiązki na  $10\text{ dBm}$ ,

Punkty od c) do f) są powtarzane do chwili osiągnięcia końcowej wartości zakresu długości fal. W następnym etapie cała seria pomiarowa jest powtarzana, a wyniki tych serii są na bieżąco uśredniane w dziedzinie długości fali. Liczba powtórzeń serii pomiarowych w przypadku prezentowanych wyników wynosiła 4.

Wynik końcowy w postaci graficznej oraz numerycznej przesłany został na wskazaną skrzynkę poczty elektronicznej.

Wyniki przeprowadzonych pomiarów spektrum absorpcji acetylenu w pobliżu interesującego piksu zostały zaprezentowane na poniższych rysunkach, które stanowią okno prezentacji danych oprogramowania (Rys. 8.5).



Rys. 8.5 Eksperymentalny pomiar spektrum absorpcji acetylenu o grubości: a) 1000  $\mu\text{m}$ , b) 600  $\mu\text{m}$ , c) 300  $\mu\text{m}$ , d) 150  $\mu\text{m}$ .

Powyżej zaprezentowane wyniki zostały uzyskane dla grubości celek gazowych odpowiednio wynoszących 1000, 600, 300 oraz 150  $\mu m$ . Krzywe koloru białego to wyniki pomiarów eksperymentalnych, a krzywe koloru czerwonego to teoretyczne dane zaczerpnięte z bazy spektroskopowej HITRAN2008 [116] dla danej grubości celki gazowej.

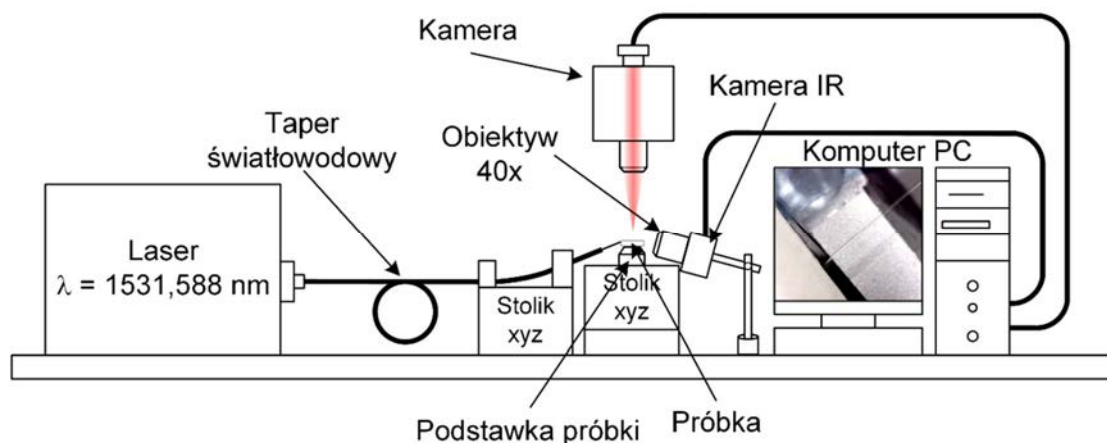
Na powyższych rysunkach (Rys. 8.5), po lewej stronie, można zauważyć okna dialogowe informujące użytkownika o kolejnych etapach pomiaru (numer powtórzenia całej serii pomiarowej, bieżąca wartość długości fali, numer pobranej próbki napięcia) oraz uzyskiwanych wartościach (wartość napięcia dla bieżącej, pobranej próbki napięcia oraz wartość uśredniona napięcia z dotychczasowych pobranych próbek napięcia).

Z karty katalogowej [128] wykorzystywanego lasera przestrajalnego ECL-210 firmy Santec wynika, iż rozdzielczość przestrajania długości fali wynosi 1  $pm$ . Jednakże, przeprowadzone pomiary eksperymentalne wskazują jednoznacznie, iż rozdzielczość ta wynosi 24  $pm$ . Wartość ta została wyznaczona bazując na otrzymanych „schodkach pomiarowych”, które można zaobserwować na zaprezentowanym rysunku Rys. 8.5. W związku z uzyskaną rozbieżnością wartości rozdzielczości, wysłano odpowiednie zapytanie do producenta lasera. Uzyskana odpowiedź była interesująca i zaskakująca. Producent po przeprowadzeniu dodatkowych pomiarów poinformował, iż rzeczywista wartość rozdzielczości wynosi właśnie 24  $pm$ , że w karcie katalogowej jest błąd, oraz że autor jest pierwszym użytkownikiem, który to niedopatrzenie zweryfikował eksperymentalnie, pomimo iż laser ten został wprowadzony na rynek w roku 2000. Uzyskana informacja, dla autora badań, jest niekorzystna z punktu widzenia zaprojektowanego czujnika acetylenu na bazie dwuwymiarowego kryształu fotonicznego.

### **8.3 Sprzęganie do cienkich warstw krzemu**

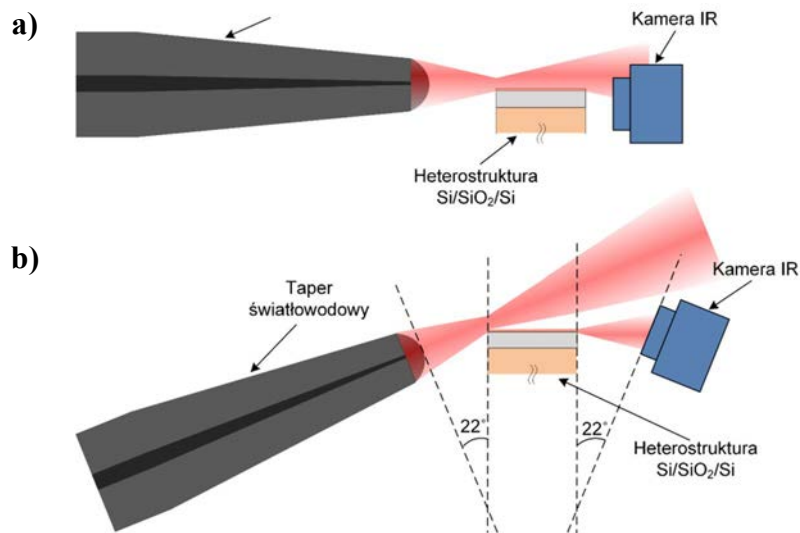
Proces separacji matrycy nanostruktur kryształów fotonicznych zaprezentowany w rozdziale 7.2 skutkowało uzyskaniem dwóch próbek, na których autor badań mógł przeanalizować koncepcję procesu sprzęgania do nich wiązki światła. Próbki te stanowiły obszary boczne matrycy, uzyskane w wyniku jej łamania. Długość próbek wynosiła w przybliżeniu 8  $mm$ . Próbki te zostały wybrane ze względu na fakt, iż pochodzą one z tej samej heterostruktury, w której zostały wytworzone kryształy fotoniczne, do których w następnych etapach badań eksperymentalnych wymagane jest sprzęgnięcie wiązki światła w celu charakteryzacji tych nanostruktur oraz zaprojektowanego czujnika. Grubość warstwy aktywnej (krzemu) heterostruktury wynosiła 218  $nm$  (Rozdz. 7.2).

Schematyczny widok stanowiska pomiarowego wykorzystywanego do procesu sprzęgnięcia wiązki światła do cienkiej warstwy został zaprezentowany na poniższym rysunku (Rys. 8.6).



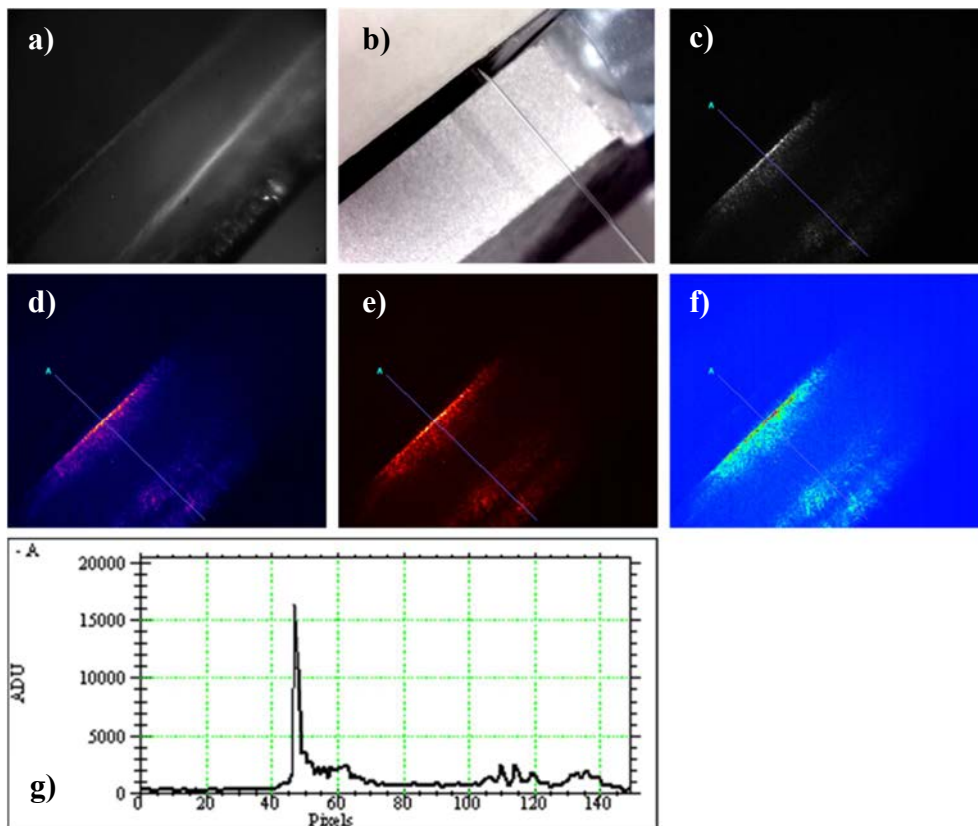
Rys. 8.6 Schemat stanowiska pomiarowego wykorzystywanego do procesu sprzęgnięcia wiązki światła do cienkich warstw.

Źródło światła stanowił laser przestrajalny generujący wiązkę światła o mocy  $10 \text{ dBm}$  i długości fali równej  $1531,588 \text{ nm}$ , która odpowiadała wybranemu pikowi absorpcyjnemu acetyleny. Do lasera przestrajalnego podłączono za pomocą złącza APC taper światłowodowy, który został zakupiony w firmie Nanonics Imaging i charakteryzował się wartościami średnicy plamki w ognisku  $d = 1,7 + 0,3/-0 \mu\text{m}$  oraz ogniskowej  $f = 4 \pm 1 \mu\text{m}$ . Analizowana próbka została umieszczona na odpowiednio przygotowanym podłożu zapewniającym jej stabilność. Taper światłowodowy znajdował się w odległości  $4 \mu\text{m}$  od próbki i pod kątem około  $22^\circ$ . Pod takim samym kątem została ustawiona kamera wykorzystana do rejestracji wiązki wypropagowanej z próbki. Kątowe ustawienie miało na celu wyeliminowanie niepożądanego efektu, który zauważono podczas procesu sprzęgnięcia, w przypadku gdy taper oraz kamera ustawione zostały prostopadle w stosunku do krawędzi próbki. Wówczas, ponieważ średnica plamki w ognisku jest znacznie większa, aniżeli grubość warstwy aktywnej, część promieniowania najprawdopodobniej została sprzęgnięta do warstwy, a część propagowała się w wolnej przestrzeni, znajdującej się tuż nad próbka. W konsekwencji, autor badań nie był w stanie odróżnić i zaobserwować procesu sprzęgnięcia wiązki światła do cienkiej warstwy krzemowej (Rys. 8.7).



Rys. 8.7 Sprzęgnięcie wiązki światła do cienkiej warstwy; ustawienie czola tapera światłowodowego oraz kamery w stosunku do krawędzi próbki: a) prostopadle, b) kątowe.

Kątowe ustawienie tapera światłowodowego oraz kamery w stosunku do krawędzi próbki pozwoliło na uzyskanie pożądanego efektu, czyli zwiększenie stosunku intensywności wiązki światła propagującej się w cienkiej warstwie aktywnej do intensywności pasożytniczej (Rys. 8.8). Wykorzystana kamera XS-1.7-320 firmy Xenics posiadała 320 x 256 pikseli oraz zakres czułości spektralnej od 0,9 do 1,7  $\mu\text{m}$ .



Rys. 8.8 Proces sprzęgnięcia wiązki światła do cienkiej warstwy; obrazy: a) analizowanej próbki, b) tapera światłowodowego w pobliżu wejściowej krawędzi próbki, c) – f) sprzęgnięta wiązka światła na wyjściu analizowanej próbki w różnych odcieniach barwy z linią wzdłuż której wyznaczono profil intensywności barwy, g) profil intensywności barwy.

Na powyższym rysunku (Rys. 8.8) zostały zaprezentowane następujące obrazy zarejestrowane za pomocą wykorzystywanej kamery:

- a) analizowanej próbki,
- b) tapera światłowodowego w pobliżu krawędzi wejściowej analizowanej próbki,
- c) – f) sprzęgniętej wiązki światła na wyjściu analizowanej próbki w różnych odcieniach barwy wraz z linią wzdłuż której wyznaczono profil intensywności barwy,
- g) profil intensywności barwy wzdłuż wybranej linii.

Zaprezentowane obrazy (Rys. 8.8c – f) oraz profil intensywności (Rys. 8.8g) wskazują jednoznacznie, iż wiązka światła została sprzęgnięta do cienkiej warstwy krzemu oraz częściowo do podłoża krzemowego, co jest efektem niepożądanym z punktu widzenia wymaganej detekcji jedynie sygnału wyjściowego z warstwy aktywnej w przypadku pomiarów kryształów fonicznych oraz spektroskopowego czujnika gazu. Rozwiązaniem zaistniałej sytuacji jest zastosowanie tzw. obszarów zainteresowania *ROI*, które zostały opisane w rozdziale 8.5.

#### 8.4 Analiza rozbieżności

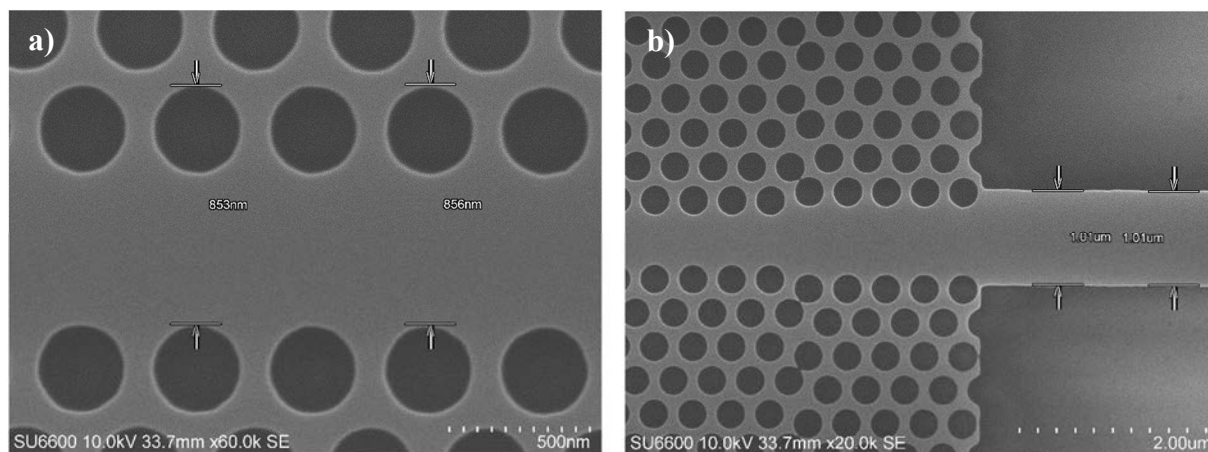
Optymalna struktura kryształu fonicznego zaprojektowana na etapie podstawowych analiz numerycznych powinna się charakteryzować następującymi wartościami parametrów geometrycznych:

- promień otworów  $r = 0,36 \cdot a$ ,
- szerokość liniowego defektu w obszarze *PhC*  $W_{PhC} = 0,98 \cdot \sqrt{3} \cdot a$ ,
- szerokość liniowego defektu w obszarze *AR*  $W_{AR} = 1,225 \cdot \sqrt{3} \cdot a$ ,
- liczba otworów w sekcjach *AR*  $L_{AR} = 5$ ,
- szerokość falowodu wejściowego i wyjściowego  $W = 1,225 \cdot \sqrt{3} \cdot a$ .

Jednakże, podczas pisania w programie AutoCAD skryptu definiującego maskę technologiczną do wytworzenia matrycy kryształów fonicznych za pomocą elektronolitografii popełniono błąd. Powyższe wartości szerokości zostały zdefiniowane jako  $W_{PhC} = 0,98 \cdot 2 \cdot a$ ,  $W_{AR} = 1,225 \cdot 2 \cdot a$ ,  $W = 1,225 \cdot 2 \cdot a$ . W związku z tym, rzeczywiste wartości tych parametrów dla  $a = 421 \text{ nm}$  wynoszą (Rys. 8.9):

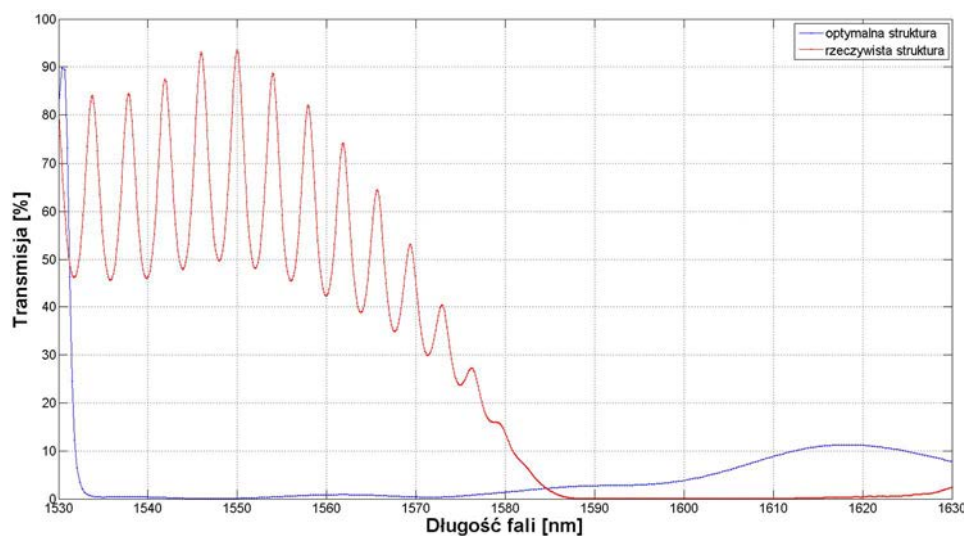
- szerokość liniowego defektu w obszarze *PhC*  $W_{PhC} = 825 \text{ nm}$ ,
- szerokość liniowego defektu w obszarze *AR*  $W_{AR} = 1031 \text{ nm}$ ,
- szerokość falowodu wejściowego i wyjściowego  $W = 1031 \text{ nm}$ .

Wartość promienia otworów pozostała bez zmian i wynosi  $r = 151 \text{ nm}$ .



**Rys. 8.9 Rzeczywiste wartości parametrów geometrycznych: a) szerokość liniowego defektu w obszarze *PhC*, b) szerokość falowodu wejściowego i wyjściowego**

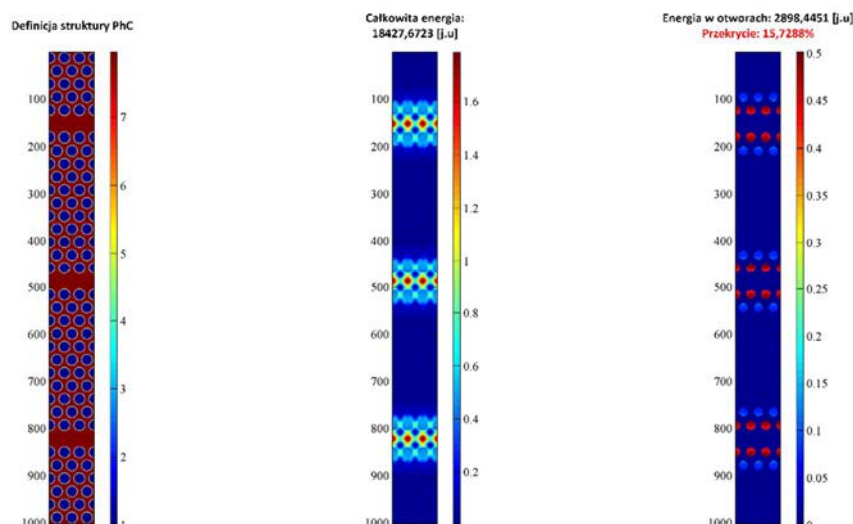
W związku z zaistniałą sytuacją, autor prowadzonych badań zdecydował się na przeprowadzenie analiz numerycznych rzeczywistej struktury kryształu fonicznego w celu oszacowania możliwości jej zastosowania jako elementu aktywnego spektroskopowego czujnika gazu. Na poniższym rysunku (Rys. 8.10) zaprezentowano charakterystykę transmisyjną najlepszej struktury zaprojektowanej na etapie podstawowych analiz numerycznych oraz struktury rzeczywistej, której promień otworów wynosi  $r = 151 \text{ nm}$ .



**Rys. 8.10 Charakterystyka transmisyjna najlepszej struktury zaprojektowanej na etapie podstawowych analiz numerycznych (kolor niebieski) oraz struktury rzeczywistej, której promień otworów wynosi  $r=151 \text{ nm}$  (kolor czerwony).**

Zdefiniowany punkt pracy  $\lambda_0 = 1531,588 \text{ nm}$  odpowiadający wybranemu pikowi absorpcyjnemu acetylenu nadal znajduje się w obszarze pracy w trybie „*slow light*”. Wartość grupowego współczynnika załamania wynosi 554,23, czyli jest niższa aniżeli w przypadku zaprojektowanej struktury na etapie podstawowych analiz numerycznych ( $n_g = 577,98$ ). Wartość współczynnika przekrycia jest natomiast wyższa i wynosi  $\eta = 15,73\%$  (Rys. 8.11).

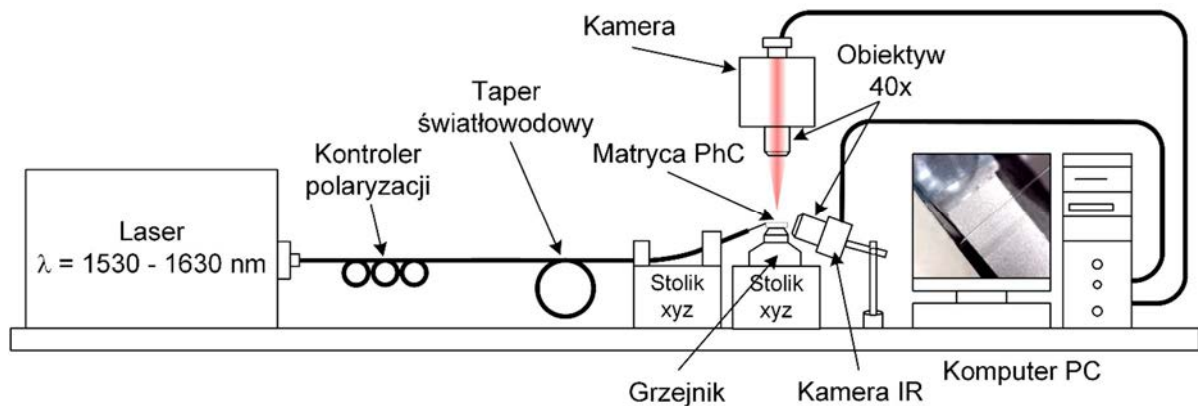




Rys. 8.11 Wartość współczynnika przekrycia wiązki światła z atmosferą gazową wyznaczona dla rzeczywistej struktury kryształu fotonicznego, którego promień otworów wynosi  $r=151\text{ nm}$ .

## 8.5 Charakteryzacja kryształów fotonicznych

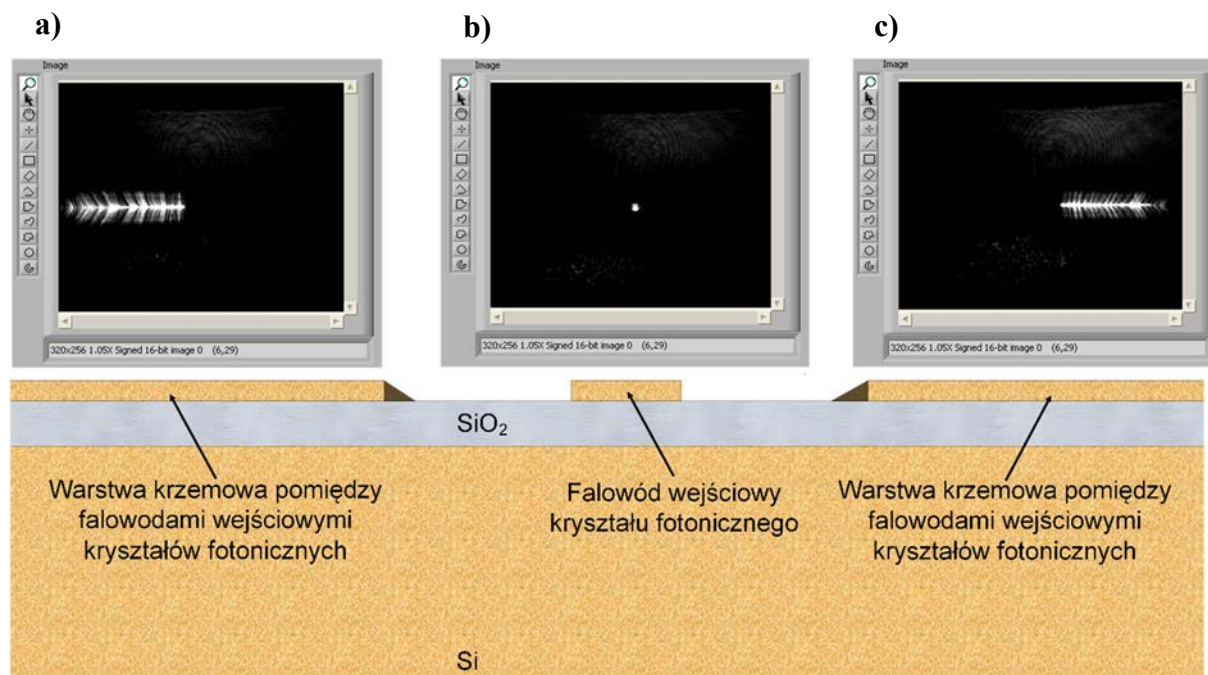
Matryca 12 kryształów fotonicznych została scharakteryzowana eksperymentalnie pod kątem charakterystyk intensywności. Schemat wykorzystanego stanowiska pomiarowego został zaprezentowany na poniższym rysunku (Rys. 8.12). Pierwotne założenie autora prezentowanych badań obejmowało wykorzystanie fotodetektora do detekcji sygnału wyjściowego z kryształów fotonicznych (Rozdz. 7.2). Jednakże, wyjściowa strona matrycy została złamana w niepożądany sposób, pod pewnym kątem, co w konsekwencji spowodowało, iż odległość pomiędzy poszczególnymi wyjściowymi falowodami kryształów fotonicznych, a końcem matrycy wynosi od 88 do 264  $\mu\text{m}$  (Rozdz. 7.2). W związku z tym, iż falowody te posiadają pewne apertury numeryczne, wyjściowa wiązka światła, po propagacji przez wyżej wymienione odległości, ulega poszerzeniu oraz wymieszaniu wraz z pasożytniczymi sygnałami, których nie było możliwości wyeliminowania ze względu na kątowne złamanie matrycy. Obszar detekcji fotodetektora wynosi 1,4 mm i nawet jego bardzo bliskie ustawienie w stosunku do krawędzi matrycy skutkuje detekcją dodatkowych sygnałów pasożytniczych. W związku z tym, autor badań zdecydował się na wykorzystanie kamery XS-1.7-320 firmy Xenics o zakresie czułości od 0,9 do 1,7  $\mu\text{m}$ . Dodatkowym atutem zastosowania kamery jest jej liniowość w zakresie pomiarowym, w przeciwieństwie do dostępnego fotodetektora.



Rys. 8.12 Schemat stanowiska pomiarowego wykorzystywanego do pomiarów charakterystyk intensywności kryształów fonicznych.

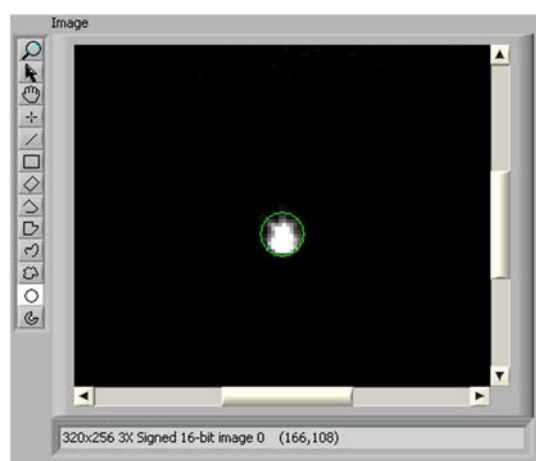
Zestawione stanowisko pomiarowe obejmuje źródło światła stanowiące laser przestrajalny, kontroler polaryzacji, taper światłowodowy, matrycę kryształów fonicznych oraz obiektyw o 40-krotnym powiększeniu wraz z kamerą o zakresie czułości w pobliżu trzeciego okna telekomunikacyjnego. Źródło światła przestrajane było w pełnym dostępnym zakresie, tj. od 1530 do 1630 nm. Moc generowanej wiązki światła wynosiła 10 dBm. Kontroler polaryzacji został wykorzystany w celu osiągnięcia polaryzacji *TE* wiązki światła. Taper światłowodowy, podobnie jak w przypadku procesu sprzęgania do cienki warstw (Rozdz. 8.3) został ustawiony pod kątem około 22°, podobnie jak wykorzystywana kamera z obiektywem. Matryca kryształów fonicznych została umieszczona na specjalnie zaprojektowanym oraz wykonanym grzejniku, który z kolei został zamontowany na stoliku mechanicznych o rozdzielczości przesuwu na poziomie 1  $\mu\text{m}$ . Opis wykorzystanego grzejnika oraz jego przeznaczenie zostało zaprezentowane w następnym rozdziale (Rozdz. 8.6). Pomiaru zostały przeprowadzone w sposób automatyczny dzięki zsynchronizowanemu zarządzaniu laserem przestrajalnym oraz kamerą. Program został stworzony w oprogramowaniu LabView (Rozdz. 8.1.1).

Eksperymentalną charakteryzację matrycy kryształów fonicznych rozpoczęto od sprzęgnięcia się do falowodu kryształu fonicznego, którego grubość wynosiła 218 nm, a szerokość 10  $\mu\text{m}$ . W tym celu, taper światłowodowy został ustawiony w odległości 4  $\mu\text{m}$  od krawędzi matrycy. Takie ustawienie gwarantują minimalną średnicę plamki w ognisku na poziomie 1,6  $\mu\text{m}$ . Na poniższym rysunku (Rys. 8.13) zaprezentowano proces sprzęgnięcia wiązki światła, do omawianego falowodu wejściowego oraz krzemu znajdującego się pomiędzy poszczególnymi falowodami kryształów fonicznych, zaobserwowany za pomocą wykorzystywanej kamery.



**Rys. 8.13** Proces sprzęgnięcia wiązki światła do: a) oraz c) warstwy krzemu znajdującej się pomiędzy poszczególnymi falowodami kryształów fotonicznych, b) falowodu wejściowego.

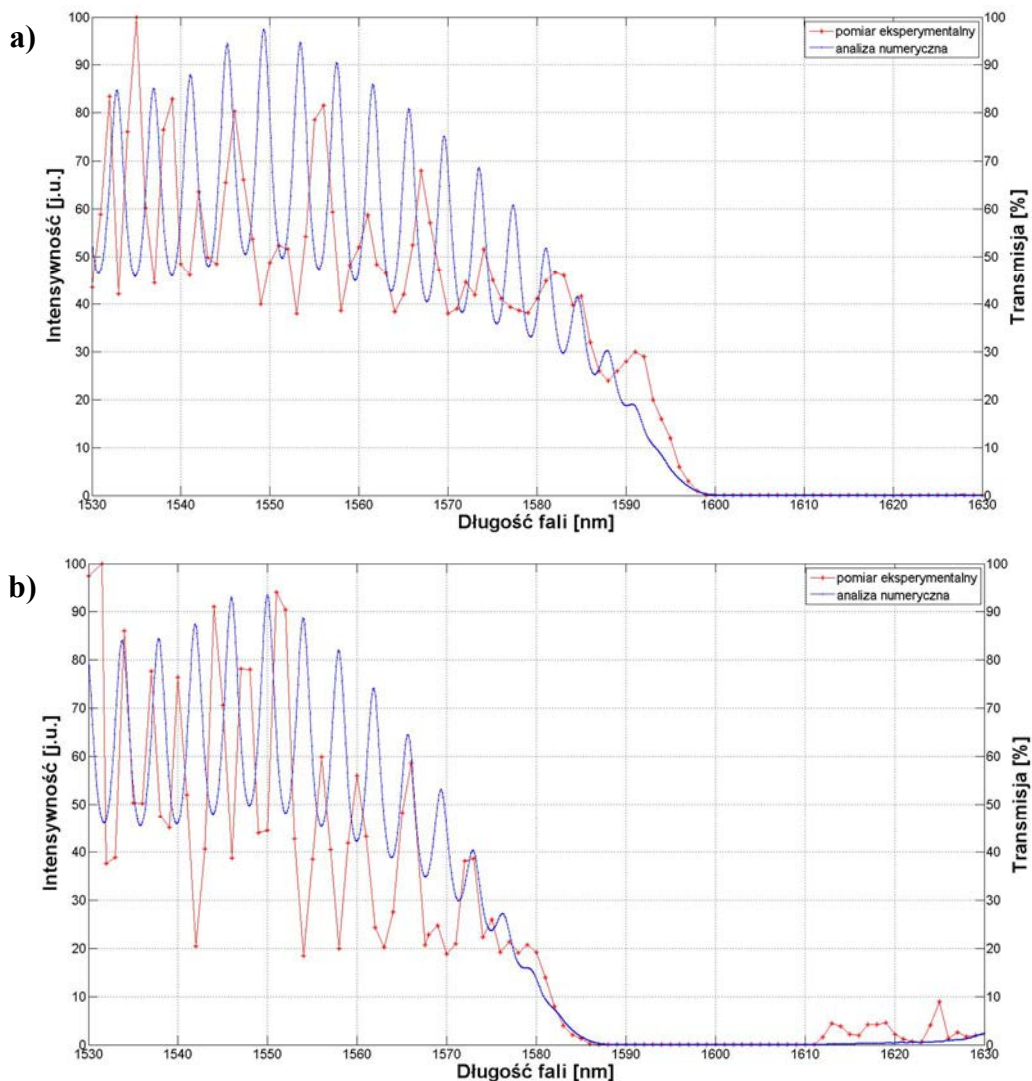
Na zaprezentowanym rysunku (Rys. 8.13) można zauważyć, oprócz pożądanego procesu sprzęgnięcia się wiązki światła do poszczególnych elementów matrycy, również dodatkowe, niepożądane obszary pasożytnicze, które z pewnością zostały by poddane detekcji w przypadku wykorzystania fotodetektora. Zaletą wykorzystania kamery jest możliwość programowego powiększenia interesującego obszaru oraz dodatkowo wykorzystanie tzw. obszarów zainteresowania *ROI* (ang. „*region of interest*”). Koncepcja zastosowania *ROI* została zaprezentowana na poniższym rysunku (Rys. 8.14).

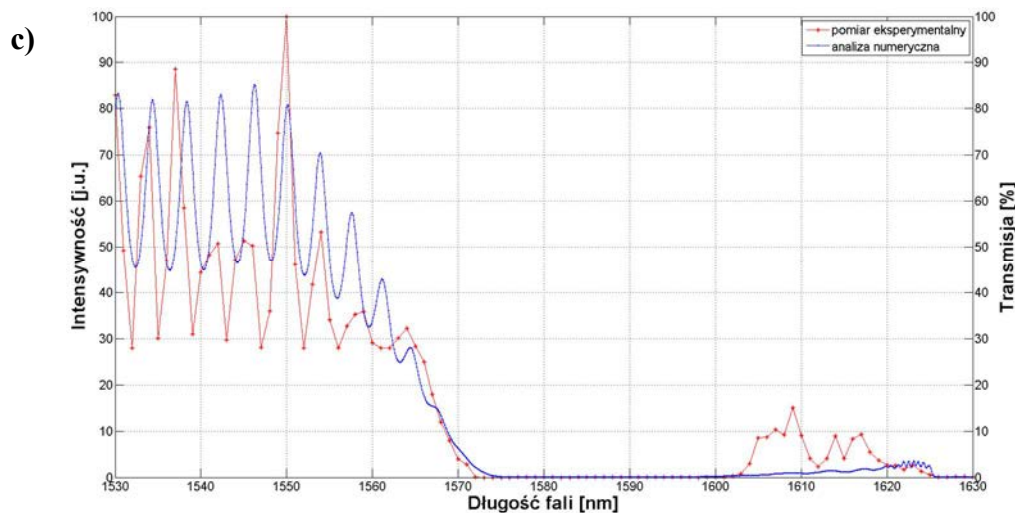


**Rys. 8.14** Koncepcja zastosowania obszarów zainteresowania *ROI*.

Użytkownik ma możliwość wyboru dowolnego kształtu *ROI* z panelu znajdującego się po lewej stronie obrazu kamery. Dzięki wykorzystaniu oprogramowania LabView pobierane są tylko i wyłącznie wartości intensywności wiązki światła z zaznaczonego obszaru *ROI*

w funkcji numeru danego piksela. Wartości te, dla danego obszaru *ROI* były wstępnie uśredniane, a następnie każdy obraz z kamery był 200-krotnie pobierany i uśredniany w dziedzinie czasu w celu uzyskania ostatecznej wartości intensywności dla każdej, poszczególnej długości fali. W konsekwencji uzyskano spektralną charakterystykę wartości intensywności wiązki światła wypropagowanej z falowodów wyjściowych kryształów fotonicznych. W konsekwencji przeprowadzono pomiar 12 struktur kryształów fotonicznych. Poniżej zostały zaprezentowane wyniki uzyskane dla 3 z nich, charakteryzujące się minimalną, pośrednią oraz maksymalną wartością promienia otworów z zaprojektowanych, tzn.  $r = 146, 151$  oraz  $156 \text{ nm}$  (Rys. 8.15).





Rys. 8.15 Zestawienie wyników analiz numerycznych oraz pomiarów eksperymentalnych kryształów fonicznych, których promień otworów wynosi: a) 146 nm, b) 151 nm, c) 156 nm.

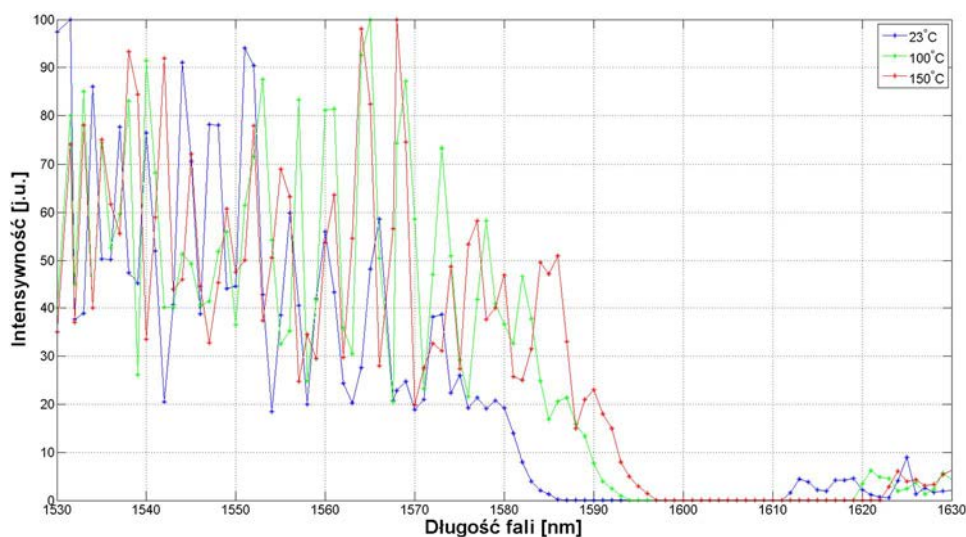
Na powyższych charakterystykach (Rys. 8.15) kolorem niebieskim oznaczono wyniki analiz numerycznych, a kolorem czerwonym wyniki pomiarów eksperymentalnych. Pomędzy tymi krzywymi występuje zadawalająca zgodność. Niewielkie rozbieżności mogą wynikać z faktu, iż analizy numeryczne zostały przeprowadzone w dwóch wymiarach z wykorzystaniem efektywnego współczynnika załamania. Zgodnie z literaturą przedmiotu, podczas zastosowania tej metody, rozbieżność pomiędzy wynikami uzyskanymi dla analiz dwu i trójwymiarowych wynosi około 3% [45]–[47]. Nie bez znaczenia pozostaje również aspekt stabilności przeprowadzanych pomiarów w czasie.

Na zaprezentowanych charakterystykach (Rys. 8.15) można zaobserwować dwa interesujące obszary. Pierwszy z nich, dla początkowych wartości długości fal, dla których zarejestrowano piki interferencyjne Fabry-Perota. Drugi obszar to foniczne pasmo wzbronione. Szerokość poszczególnych pików Fabry-Perota wynosi około  $4 \mu\text{m}$  i odpowiada długości struktury kryształu fonicznego. Wartość ta została zweryfikowana za pomocą ogólnodostępnego kalkulatora wnęk rezonansowych [136]. Brak idealnego pokrycia się pików interferencyjnych pomiędzy analizami numerycznymi i pomiarami eksperymentalnymi jest wynikiem faktu, iż podczas analiz numerycznych nie uwzględniano specjalnie zaprojektowanych planarnych taperów falowodowych pełniących funkcję falowodów wejściowych oraz wyjściowych kryształów fonicznych. Sytuacja ta wynika z faktu, iż tapersy te są długie, co w konsekwencji powoduje, że analizy numeryczne stają się bardzo czasochłonne, a przez to i nie efektywne. Wraz ze wzrostem wartości promienia otworów następuje przesunięcie poszczególnych charakterystyk intensywności w zakres krótszych długości fal. Wzrost promienia otworów o  $1 \text{ nm}$  skutkuje przesunięciem charakterystyki intensywności o około  $3 \text{ nm}$ .

## 8.6 Charakteryzacja spektroskopowego czujnika temperatury

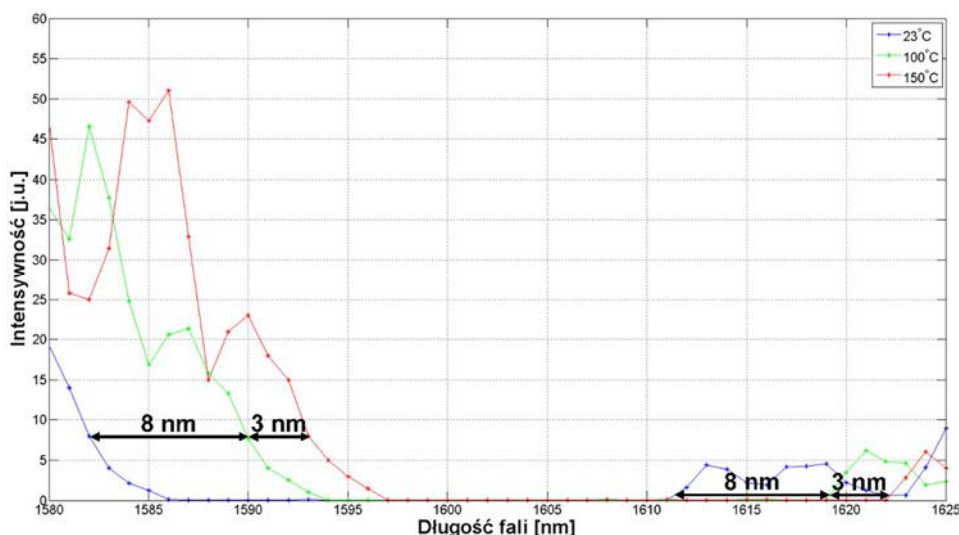
Matryca kryształów fonicznych została podgrzana w celu określenia wpływu temperatury warstwy aktywnej na przesunięcie uzyskiwanych charakterystyk intensywności. Przeprowadzone pomiary miały na celu oszacowanie możliwości zaprojektowania oraz wytworzenia spektroskopowego czujnika temperatury na bazie dwuwymiarowego kryształu fonicznego. Do tego celu wykorzystano stanowisko pomiarowe zaprezentowane na rysunku Rys. 8.12. Wykorzystany grzejnik został zaprojektowany i wykonany przez firmę Microtherm. Wymiary powierzchni elementu grzejnego wynoszą  $4 \times 4 \times 40 \text{ mm}$ . Grzejnik wyposażony jest w sterownik, który komunikuje się z komputerem za pomocą interfejsu RS-232. Temperatura grzania obejmuje zakres od temperatury pokojowej do  $250^\circ\text{C}$ , a jej stabilność jest na poziomie  $0,1^\circ\text{C}$ .

Spośród dostępnych struktur kryształów fonicznych, autor wybrał jedną, charakteryzującą się promieniem otworów równym  $r = 151 \text{ nm}$ . Struktura ta została podgrzana do temperatury  $100$  oraz  $150^\circ\text{C}$ , a wyniki uzyskanych charakterystyk intensywności zostały zaprezentowane zbiorczo na poniższym rysunku (Rys. 8.16).



Rys. 8.16 Spektralna charakterystyka intensywności kryształu fonicznego w zakresie od  $1530$  do  $1630 \text{ nm}$  dla różnych wartości temperatury struktury.

Na powyższym rysunku (Rys. 8.16) można zaobserwować, iż wzrost temperatury analizowanej struktury powoduje przesunięcie charakterystyk intensywności w kierunku wyższych wartości długości fal. W celu lepszego zobrazowania zarejestrowanego przesunięcia, powyższy rysunek (Rys. 8.16) został powiększony w pobliżu fonicznego pasma wzbronionego (Rys. 8.17).



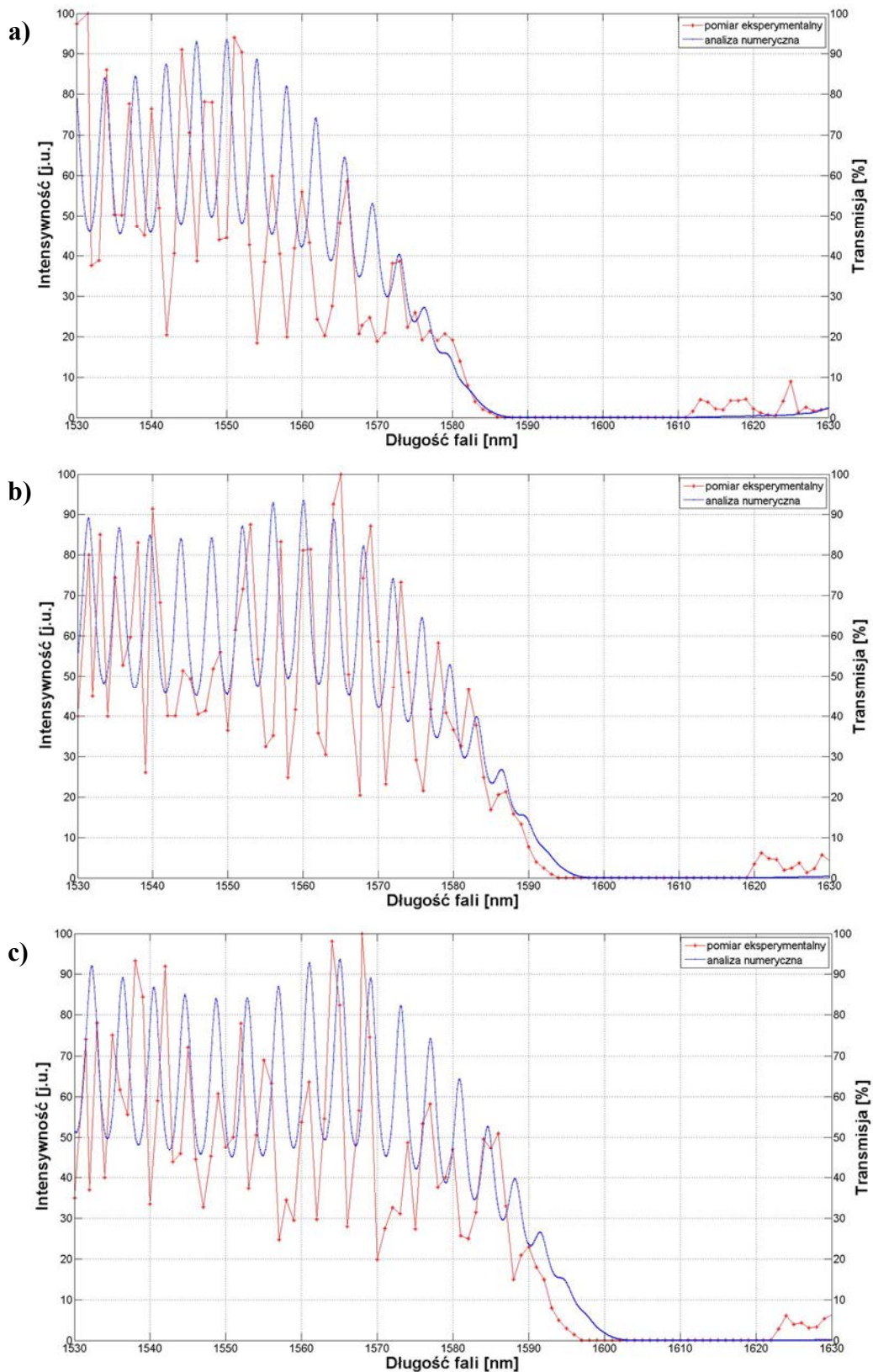
Rys. 8.17 Spektralna charakterystyka intensywności kryształu fotonicznego w zakresie od 1580 do 1625 nm dla różnych wartości temperatury struktury.

Zmiana temperatury struktury z temperatury pokojowej, wynoszącej  $23^{\circ}\text{C}$  do temperatury  $100$  oraz  $150^{\circ}\text{C}$  powoduje przesunięcie analizowanej charakterystyki o odpowiednio 8 oraz 11 nm. W celu potwierdzenia wyników eksperymentalnych, przeprowadzono analizy numeryczne, które bazowały na wartościach zamieszczonych w poniższej tabeli (Tab. 8.1).

Materiał		Si	SiO <sub>2</sub>
Stała termo-optyczna $dn/dT$		$1,86 \cdot 10^{-4}/^{\circ}\text{C}$ [137]	$0,9 \cdot 10^{-5}/^{\circ}\text{C}$ [138]
Współczynnik załamania $n$	$23^{\circ}\text{C}$	3,48	1,44
	$100^{\circ}\text{C}$	3,4986	1,4409
	$150^{\circ}\text{C}$	3,5079	1,4413
Efektywny współczynnik załamania $N_{eff}$	$23^{\circ}\text{C}$	2,8326	
	$100^{\circ}\text{C}$	2,8556	
	$150^{\circ}\text{C}$	2,8650	

Tab. 8.1 Zmiany wartości parametrów materiałowych krzemu oraz dwutlenku krzemu na skutek zmian temperatury warstw.

Na poniższym rysunku (Rys. 8.18) zaprezentowano porównanie uzyskanych wyników eksperymentalnych oraz wyników analiz numerycznych.



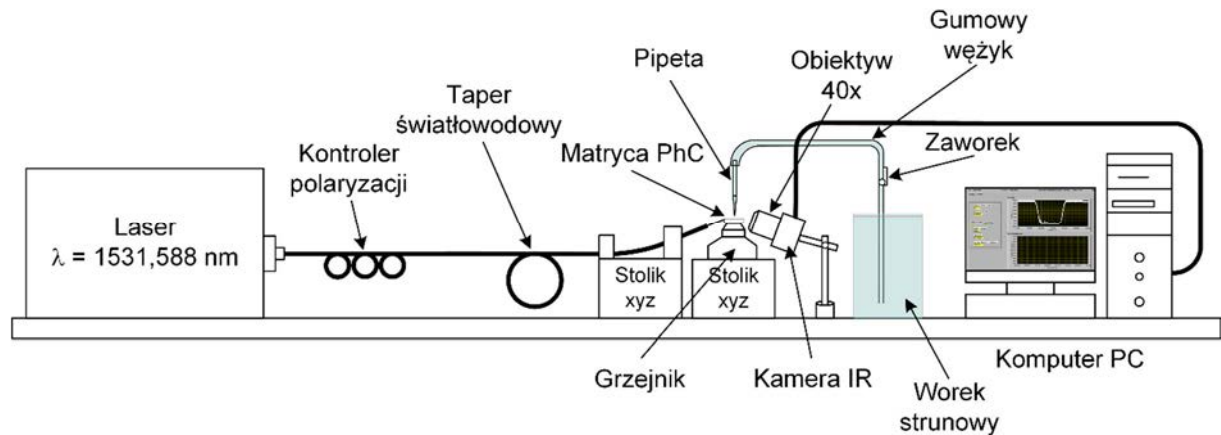
Rys. 8.18 Zestawienie uzyskanych wyników analiz numerycznych oraz pomiarów eksperymentalnych kryształów fotonicznych w temperaturze: a) 23 °C, b) 100 °C, c) 150 °C.



Na powyższym rysunku (Rys. 8.18) można zaobserwować rozbieżność pomiędzy wynikami uzyskanymi na bazie analiz numerycznych oraz wynikami pomiarów eksperymentalnych. Wraz ze wzrostem temperatury matrycy kryształów fonicznych następuje przesunięcie zarejestrowanych charakterystyk intensywności w zakres dłuższych długości fal. W związku z tym, autor prowadzonych badań wysunął wniosek, iż powstałe rozbieżności są wynikiem wpływu temperatury, tzn. w przypadku analiz numerycznych wartość wykorzystanego efektywnego współczynnika załamania została wyznaczona dla konkretnych wartości temperatury 100 oraz 150°C. W przypadku eksperymentu temperatura matrycy z pewnością nie osiągnęła docelowych wartości pomimo, iż struktury były grzane przez 20 min przed rozpoczęciem pomiaru. Wartość temperatury 100 oraz 150°C zostały ustawione za pomocą sterownika, którego pętla zwrotna (odpowiedzi) wynika z temperatury grzejnika, a nie temperatury matrycy. W celu wyeliminowania tego efektu, należałoby realizować pomiar temperatury matrycy kryształów fonicznych, a jeszcze dokładniej, obszaru kryształu fonicznego, w którym zostały wytworzone otwory. Jednakże, ze względu na fakt, iż przytaczany obszar ma wymiary w przybliżeniu  $50 \times 5 \mu\text{m}$  zagadnienie to jest niezwykle skomplikowane. Autor prowadzonych badań nie miał dostępu do technologii umożliwiającej pomiar temperatury na tak małym obszarze. W przypadku analiz numerycznych, zmiana temperatury struktury z pokojowej do 100 oraz 150°C skutkuje przesunięciem omawianych charakterystyk o odpowiednio 10 oraz 15 nm w stosunku do bazowej charakterystyki w temperaturze 23°C. W przypadku eksperymentu wartości te wynoszą odpowiednio 8 oraz 11 nm. Bazując na wynikach analiz numerycznych można oszacować rzeczywiste wartości temperatur matrycy. Zmiana temperatury, w przypadku analiz, o 8°C skutkuje przesunięciem charakterystyki w przybliżeniu o 1 nm. W związku z tym, uzyskane wartości 8 oraz 11 nm, w przypadku pomiarów, odpowiadają rzeczywistym wartościom temperatur na poziomie odpowiednio 87 oraz 111°C.

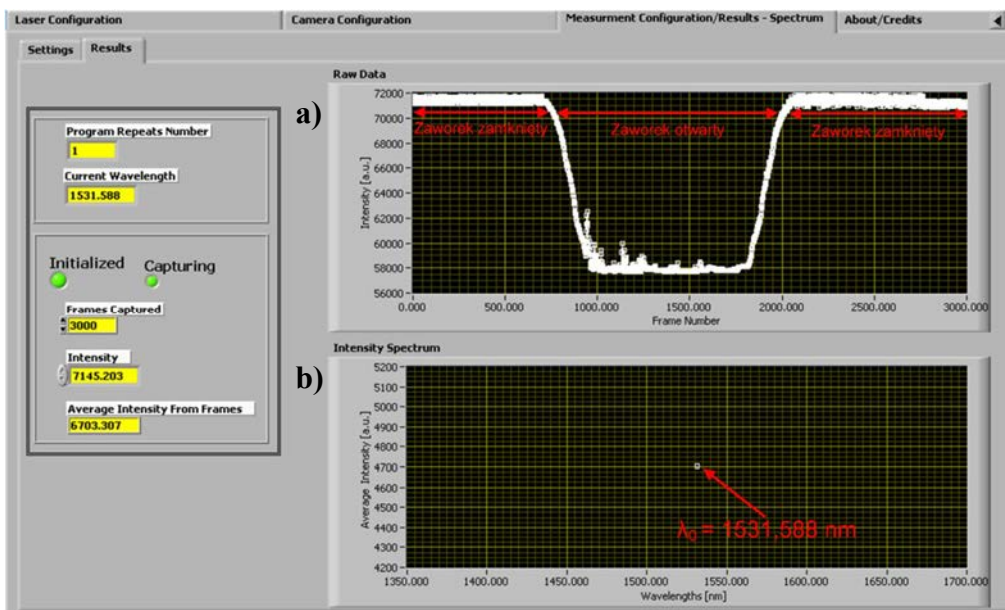
## 8.7 Charakteryzacja spektroskopowego czujnika gazu

Struktura kryształu fonicznego charakteryzująca się promieniem otworów  $r = 151 \text{ nm}$  została wybrana przez autora prowadzonych badań jako element aktywny spektroskopowego czujnika gazu. W celu charakteryzacji czujnika wykorzystano stanowisko pomiarowe, którego schemat została zaprezentowany na poniższym rysunku (Rys. 8.19).



Rys. 8.19 Schemat stanowiska pomiarowego do charakteryzacji spektroskopowego czujnika gazu.

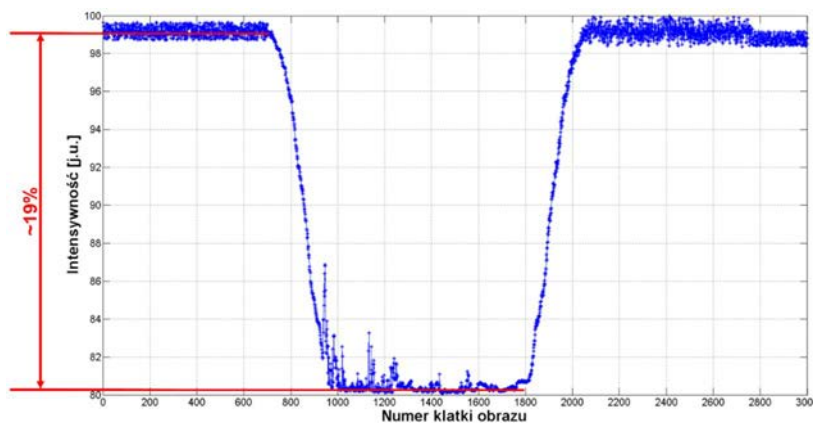
Źródło światła generowało wiązkę o długości fali odpowiadającej wybranemu pikowi absorpcyjnemu acetyleny, tzn.  $\lambda_0 = 1531,588 \text{ nm}$ . Moc wiązki światła generowanej przez laser wynosiła  $10 \text{ dBm}$ . W celu sprzęgnięcia wiązki światła do struktury kryształu fonicznego wykorzystano taper światłowodowy charakteryzujący się wartością średnicy plamki w ognisku równą  $1,6 \mu\text{m}$  oraz ogniskową na poziomie  $4 \mu\text{m}$ . Taper ten, podobnie jak wykorzystana kamera, został ustawiony pod kątem  $22^\circ$  w stosunku do krawędzi kryształu fonicznego. Polaryzacja  $TE$  wiązki światła została ustawiona za pomocą kontrolera polaryzacji, a intensywność wiązki wypropagowanej z kryształu fonicznego została zarejestrowana za pomocą kamery oraz z wykorzystaniem obszarów  $ROI$ . Do worka strunowego podłączono gumowy wąż zakończony pipetą laboratoryjną. Acetylen, jako gaz poddawany detekcji, został wytworzony w worku strunowym, a następnie dostarczony nad próbkę kryształu fonicznego. Odległość końca zastosowanej pipety od struktury wynosiła w przybliżeniu  $1 \text{ mm}$ . Zarejestrowany, bezpośrednio z oprogramowania LabView, wynik dowodzi faktu, iż acetylen wypełniał otwory kryształu fonicznego (Rys. 8.20).



Rys. 8.20 Intensywność wiązki światła o długości fali  $1531,588 \text{ nm}$  w funkcji liczby klatek obrazu z kamery (czasu). Okno zarejestrowane za pomocą oprogramowania LabView.

Powyższy rysunek (Rys. 8.20a) przedstawia zależność intensywności wiązki światła o długości fali  $\lambda_0 = 1531,588 \text{ nm}$  wypropagowanej z kryształu fonicznego w funkcji liczby klatek obrazu. Zarejestrowane 3000 klatek obrazu można traktować jako dziedzinę czasu. W pierwszej części charakterystyki, poziom intensywności ma stałą wartość, ponieważ zaworek dopuszczający gaz był zamknięty. W dalszym etapie pomiaru, wspomniany zaworek został otwarty i w konsekwencji uzyskano obniżenie wartości intensywności. W ostatnim etapie, gdy zaworek ponownie został zamknięty poziom zarejestrowanej intensywności powrócił do stanu początkowego. Na drugiej charakterystyce (Rys. 8.20b) można zaobserwować punkt odpowiadający wybranej długości fali.

Dane numeryczne powyższego rysunku (Rys. 8.20), uzyskane za pomocą oprogramowania LabView, zostały wprowadzane do programu Matlab w celu unormowania wartości intensywności oraz oszacowania poziomu zarejestrowanej zmiany (Rys. 8.21).



Rys. 8.21 Unormowana intensywność wiązki światła o długości fali  $1531,588 \text{ nm}$  w funkcji liczby klatek obrazu z kamery (czasu).

Dozowanie acetyleny nad próbkę kryształu fotonicznego spowodowało obniżenie poziomu intensywności wiązki światła w przybliżeniu o 19% na skutek jej absorpcji. Długość drogi optycznej oddziaływania wiązki światła z acetylenem w wolnej przestrzeni  $L_{free}$ , która skutkuje obniżeniem poziomu intensywności o 19% wynosi w przybliżeniu 3,745 mm [116]. Posiadając dodatkowo informacje, na temat długości obszaru kryształu fotonicznego, w którym wytworzono otwory oraz współczynnika przekrycia wiązki światła z atmosferą gazową, można wyznaczyć wartość grupowego współczynnika wg następującego wzoru:

$$n_g = \frac{L_{free}}{\eta \cdot L} \quad (8.1)$$

Omawiana długość struktury  $L = 46,31 \mu m$  wynika z liczby otworów w sekcji kryształu fotonicznego ( $PhC = 100$ ), w sekcjach antyodbiciowych ( $AR = 2 \cdot 5$ ) oraz z wartości stałej sieciowej ( $a = 421 nm$ ):

$$L = (PhC + AR) \cdot a \quad (8.2)$$

Wartość współczynnika przekrycia wyznaczona dla rzeczywistej struktury wynosi  $\eta = 15,73\%$ . Podstawiając wyznaczone wartości do równania 8.1 uzyskujemy wartość grupowego współczynnika na poziomie  $n_g = 514,14$ . Uzyskana wartość jest niższa aniżeli wartość wyznaczona na podstawie przeprowadzonych analiz numerycznych ( $n_g = 554,23$ ). Ze względu na zastosowaną metodę dozowania acetyleny, nie jest możliwe wyznaczenie rzeczywistego stężenia acetyleny, który penetrował otwory kryształu fotonicznego. Zagadnienie to może definiować zaistniała rozbieżność. W celu określenia czułości zaprojektowanego czujnika acetyleny, należy przeprowadzić w przyszłości dodatkowe pomiary mające na celu określenie powtarzalności uzyskanych wyników, z uwzględnieniem opracowania nowej metody dozowania acetyleny, która będzie zapewniać stałą wartość stężenia gazy.

## 8.8 Podsumowanie

Przeprowadzone pomiary związane były z następującymi zagadnieniami:

- pomiar wytworzonych oraz zakupionych taperów światłowodowych,
- pomiar spektrum absorpcji cienkich warstw acetyleny,
- sprzężanie do cienkich warstw krzemu,
- charakteryzacja matrycy kryształów fotonicznych,
- charakteryzacja spektroskopowego czujnika temperatury,
- charakteryzacja spektroskopowego czujnika gazy.

Wyniki pomiarów taperów światłowodowych zostały zaprezentowane w rozdziale 5.4, jako wyniki całościowe, poczynając od teorii, poprzez projektowanie, wytworzenie i kończąc na ich charakteryzacji.

Pozostałe zagadnienia wymagały stworzenia odpowiedniego programu zapewniającego synchronizację działania wykorzystywanych urządzeń laboratoryjnych, takich jak: laser przestrajalny, fotodetektor wraz z oscyloskopem, kamera o zakresie czułości w pobliżu trzeciego okna telekomunikacyjnego. Do tego celu wykorzystano oprogramowanie LabView, które pozwala na stworzenie tego rodzaju programu, dzięki któremu można sterować praktycznie wszystkimi urządzeniami wchodzącymi w skład stanowiska pomiarowego, jeśli tylko istnieje możliwość nawiązania z nimi komunikacji poprzez szeroki zakres obsługiwanych interfejsów (*GPIB, RS-232, IrDA, Bluetooth, Ethernet*, itd.). Przeprowadzone serie pomiarów doświadczalnych dowodzą faktu, iż stworzony w przemyślny sposób program, pozwala nie tylko na zaoszczędzenie czasu, ale również na bardziej przejrzystą metodę konfiguracji oraz sterowania urządzeniami zewnętrznymi.

W ramach badań odnośnie spektrum absorpcji gazów przeprowadzono pomiary eksperymentalne cienkich warstw acetyleny o grubościach 1000, 600, 300 oraz 150  $\mu\text{m}$ . Na podstawie otrzymanych wyników, wysunięto wniosek, iż czym większa grubość celki gazowej, tym większa zgodność pomiędzy krzywą eksperymentalną oraz teoretyczną. Wynika to przede wszystkim z faktu, iż wykorzystany worek strunowy z pewnością nie był idealnie szczelny, co w konsekwencji doprowadzało do stopniowego ulatniania się gazu. To niekorzystne zjawisko ma zdecydowanie większy wpływ oddziaływania w przypadku pomiarów cienkich celek gazowych, gdy zmiany współczynnika transmisji są na znacznie mniejszym poziomie. Jednakże, ogólnie uzyskana zgodność pomiędzy krzywymi eksperymentalnymi oraz teoretycznymi jest zadawalająca i wskazuje na poprawne działanie stworzonego oprogramowania do w pełni automatycznej obsługi stanowiska pomiarowego. Zaprezentowane wyniki pomiarowe dowodzą faktu, iż stworzony program pozwala na jego skuteczne wykorzystanie podczas pomiarów charakterystyk intensywności dwuwymiarowych kryształów fonicznych oraz charakteryzacji zaprojektowanego czujnika temperatury oraz gazu.

W dalszych etapach pomiarów przeprowadzono proces sprzęgnięcia wiązki światła do warstwy krzemu o grubości 218 nm. Na zaobserwowanych obrazach z kamery, której zakres czułości obejmuje zastosowaną długość fali, widoczny jest pożądaný efekt sprzęgnięcia się do cienkiej warstwy aktywnej oraz niepożądany efekt sprzęgnięcia wiązki do podłoża krzemowego. Zaproponowana metoda, kąтового ustawienia tapera światłowodowego oraz

kamery, w stosunku do analizowanej warstwy, pozwala na uzyskanie większego stosunku sygnału użytecznego do sygnału pasożytniczego. W celu dodatkowego wyeliminowania sygnału pasożytniczego zaproponowano zastosowanie tzw. obszarów zainteresowania deklarowanych z poziomu oprogramowania kamery.

Wiedza oraz pozytywne wyniki zdobyte podczas badań nad procesem sprzęgania wiązki światła do cienkiej warstwy krzemu pozwoliły na przystąpienie do kolejnego etapu pomiarów, tzn. do charakteryzacji matrycy kryształów fonicznych. Jednakże, przez jego zrealizowaniem, zaobserwowano na obrazach z mikroskopu *SEM* rozbieżności pomiędzy strukturą zaprojektowaną na bazie podstawowych analiz numerycznych oraz strukturą rzeczywistą. Rozbieżność dotyczyła zdefiniowanych szerokości liniowych defektów w sekcji kryształu fonicznego oraz w sekcjach antyodbiciowych. Rozbieżność ta nie dotyczyła wartości promienia otworów. W związku z tym, przeprowadzono dodatkowe analizy numeryczne rzeczywistej, wytworzonej struktury. W konsekwencji, rzeczywista struktura charakteryzowała się mniejszą wartością grupowego współczynnika załamania oraz wyższą wartością współczynnika przekrycia niż struktura zaprojektowana na bazie analiz podstawowych. Pomimo rozbieżności, wytworzone struktury również posiadały foniczne pasma wzbronione. Autor podjął próbę ich charakteryzacji i wykorzystania jako elementu aktywnego spektroskopowego czujnika temperatury oraz gazu.

Matryca wytworzonych kryształów fonicznych została scharakteryzowana spektralnie pod kątem uzyskiwanych wartości intensywności wiązki światła propagującej się w poszczególnych strukturach. W celu dodatkowego wyeliminowania sygnału pasożytniczego wykorzystano obszary *ROI*. Efektywność tej metody została zaprezentowana na rysunkach Rys. 8.13 i Rys. 8.14. Wraz ze wzrostem promienia otworów następuje przesunięcie charakterystyk intensywności w kierunku krótszych długości fal. Uzyskano zadawalającą zgodność pomiędzy wynikami eksperymentu oraz wynikami analiz numerycznych, które zostały dodatkowo przeprowadzane w konsekwencji wystąpienia rozbieżności opisanej powyżej. Struktura kryształu fonicznego charakteryzująca się promieniem otworów równym  $r = 151 \text{ nm}$  została poddana dalszym badaniom w celu oszacowania możliwości wykorzystania kryształów fonicznych jako element aktywny spektroskopowego czujnika temperatury oraz gazu.

W następnym etapie badań eksperymentalnych oszacowano wpływ temperatury struktury kryształu fonicznego na uzyskiwane charakterystyki intensywności wiązki światła wypropagowanej z wybranej struktury. Matryca kryształów fonicznych została podgrzana do temperatury 100 oraz 150°C. W konsekwencji uzyskano przesunięcie analizowanych

charakterystyk o 8 oraz 11  $nm$  w stosunku do bazowej charakterystyki otrzymanej dla temperatury  $23^{\circ}C$ . Przeprowadzono dodatkowe analizy numeryczne w celu weryfikacji uzyskanych wyników eksperymentalnych. Zarejestrowane różnice pomiędzy wynikami analiz numerycznych oraz wynikami pomiarów eksperymentalnych są zdaniem autora, wynikiem rozbieżności pomiędzy temperaturą matrycy, a temperaturą sterownika. Ustawienie temperatury sterownika na docelową wartość nie gwarantuje uzyskania takiej samej temperatury matrycy.

Ostatni etap badań obejmował charakteryzację spektroskopowego czujnika gazu na bazie dwuwymiarowego kryształu fonicznego. Acetylen jako gaz poddawany detekcji został wytworzony w worku strunowym i dostarczony nad próbkę wybranej struktury kryształu fonicznego za pomocą gumowego wężyka połączonego z pipetą laboratoryjną. Dozowanie gazu odbywało się za pomocą zastosowanego zaworka. W początkowym etapie, gdy zaworek ten był zamknięty, czyli dopływ gazu był zablokowany, uzyskano stałą wartość poziomu intensywności wiązki światła wypropagowanej z analizowanej struktury. Po otwarciu zaworka, poziom ten intensywnie się zmniejszył na wskutek absorpcji wiązki światła penetrującej otwory kryształu fonicznego. Zmiana poziomu intensywności wynosiła w przybliżeniu 19%, co odpowiada długości drogi oddziaływania wiązki światła z acetylenem w wolnej przestrzeni równej 3,745  $mm$ . Uwzględniając wyniki analiz numerycznych, tzn. współczynnik przekrycia na poziomie 15,73% oraz rzeczywistą długość 46,31  $\mu m$  sekcji kryształu, w której wytworzono otwory wyznaczono wartość grupowego współczynnika załamania na poziomie 514,14. Wartość ta nieznacznie różni się od wyniku analizy numerycznej ( $n_g = 554,23$ ). Rozbieżność ta może być wynikiem zastosowanej metody dozowania gazu do otworów kryształu fonicznego. W zastosowanej metodzie, autor prowadzonych badań, nie posiadał informacji na temat rzeczywistego stężenia dozowanego acetyleny. W konsekwencji, nie można wyznaczyć granicy czułości zaprojektowanego oraz wytworzonego czujnika gazu. Jest to również wynikiem faktu, iż w celu określenia tej wartości należałoby przeprowadzić dodatkowe badania potwierdzające powtarzalność otrzymanych wyników.

## 9 Podsumowanie

W ramach niniejszej pracy badano zagadnienia związane z projektowaniem, analizą oraz wytwarzaniem czujników optycznych na bazie kryształów fotonicznych. Prace obejmowały opracowanie koncepcji spektroskopowego czujnika gazu z elementem aktywnym w postaci kryształu fotonicznego; przeprowadzono wymagane analizy numeryczne oraz wykonano model funkcjonalny w celu charakteryzacji czujnika.

Realizację pracy rozpoczęto od opracowania koncepcji spektroskopowego czujnika gazu. Przyjęto, że czujnik będzie pracować w zakresie długości fal trzeciego okna telekomunikacyjnego. Jako analizowany gaz wybrano acetylen, ponieważ piki absorpcyjne tego gazu odpowiadają długościom fal trzeciego okna telekomunikacyjnego.

Taper światłowodowy został wykorzystany w celu zwiększenia efektywności sprzęgnięcia wiązki światła do elementu aktywnego czujnika, tzn. do kryształu fotonicznego. W ramach prowadzonych prac zaprojektowano, wykonano i scharakteryzowano tapery światłowodowe. Zaproponowana metoda pozwala na uzyskanie taperów światłowodowych, których parametry optyczne w zależności od wymaganych zastosowań, mogą być konkurencyjne w stosunku do komercyjnie dostępnych taperów. Ich proces projektowania może zostać zrealizowany z wykorzystaniem dostępnych narzędzi numerycznych; zaprojektowane tapery mogą być wykonane za pomocą urządzenia dostępnego w każdym laboratorium techniki światłowodowej, tzn. spawarki światłowodowej. Opracowana metoda pozwala na wytworzenie tapera światłowodowego o pożądanym parametrach optycznych.

Element aktywny projektowanego czujnika powinien zostać wytworzony w heterostrukturze charakteryzującej się możliwie najwyższym kontrastem współczynników załamania materiałów składowych. Dodatkowo, warstwa aktywna powinna wykazywać propagację jednomodową wiązki światła. W celu opracowania struktur o wymaganych parametrach, stworzono skrypt w oprogramowaniu Matlab pozwalający na rozwiązanie równania modowego niesymetrycznego światłowodu planarnego. Obliczono, że zakładając wytworzenie kryształu fotonicznego w heterostrukturze *SOI*, warstwa aktywna powinna posiadać grubość rzędu  $220\text{ nm}$ . Program pozwalał również na wyznaczanie efektywnego współczynnika załamania, który jest konieczny dla przeprowadzonych dalej szczegółowych analiz numerycznych struktury czujnika. Zastosowanie metody efektywnego współczynnika załamania pozwala na znaczną redukcję wymaganego czasu analizy i mocy obliczeniowej, przy zachowaniu wiarygodności otrzymanych wyników.



Parametry geometryczne struktury stanowiącej element aktywny spektroskopowego czujnika gazu zostały zaprojektowane na bazie przeprowadzonych analiz numerycznych. Optymalna struktura powinna charakteryzować się maksymalnymi wartościami współczynnika transmisji, przekrycia wiązki światła z atmosferą gazową oraz grupowego współczynnika załamania. W celu opracowania tak zdefiniowanej struktury przeprowadzono serię analiz numerycznych. Wskazano również potencjalną możliwość wykorzystania kwazikryształów fonicznych jako elementu aktywnego spektroskopowego czujnika gazu.

Ze względu na zakładaną tolerancję procesu wytworzenia struktury, zdecydowano iż wytworzona zostanie matryca 12 struktur. Matryca kryształów fonicznych została wytworzona za pomocą elektronolitografii w połączeniu z reaktywnym trawieniem jonowym.

Obrazowanie wytworzonych struktur przeprowadzono za pomocą elektronowego mikroskopu skaningowego. Opracowano metodę pozwalającą na dokładniejsze oszacowanie wymiarów geometrycznych nanostruktur. Proces obrazowania matrycy kryształów fonicznych wskazał, iż popełniono błąd podczas tworzenia w oprogramowaniu AutoCAD, skryptu definiującego maskę technologiczną. Dodatkowe analizy numeryczne wykonanych struktur, wskazały na możliwość ich wykorzystania, pomimo zaistniałej rozbieżności, jako elementu aktywnego zaprojektowanego czujnika.

Przed przystąpieniem do eksperymentów należało dokonać separacji matrycy struktur kryształów fonicznych. W związku z tym, opracowano metodę bazującą na cięciu laserowym, dzięki której krawędź próbki można wyznaczać z dokładnością mikrometrową. Zagadnienie to jest istotne, z punktu widzenia sprzęgania wiązki światła z wykorzystaniem taperów światłowodowych, ponieważ ogniskowa tych elementów optycznych wynosiła w przybliżeniu  $4 \mu m$ .

W celu przeprowadzenia eksperymentów stworzono w oprogramowaniu LabView program do automatycznej obsługi stanowiska pomiarowego.

Pomiary rozpoczęto od procesu sprzęgnięcia wiązki światła do obszarów bocznych struktur, które powstały w wyniku separacji. Źródłem światła był laser przestrajalny generujący falę o długości  $1531,588 \text{ nm}$ , która odpowiada pikowi absorpcyjnemu acetyleny. Wykorzystano również taper światłowodowy oraz kamerę o zakresie czułości obejmującym wybraną długość fali. W celu wyeliminowania sygnałów pasożytniczych próbkę pochyłono w stosunku do osi światłowodu; sygnał użyteczny wyselekcjonowano za pomocą oprogramowania kamery.

Kolejny etap badań eksperymentalnych obejmował pomiar spektrum absorpcji acetyleny znajdującego się w celkach gazowych o grubościach 1000, 600, 300 oraz  $150 \mu m$ . Do tego

celu wykorzystano laser przestrajalny generujący falę o długości  $1531,588\text{ nm}$ , światłowód jednomodowy, celkę gazową oraz fotodetektor podłączony do oscyloskopu. Celka gazowa została opracowana oraz wytworzona przez autora. Uzyskane wyniki są zgodne z wynikami teoretycznymi.

Pozytywne wyniki sprzęgnięcia wiązki światła do cienkich warstw krzemu pozwoliły na przeprowadzenie charakteryzacji matrycy kryształów fonicznych. Uzyskane charakterystyki intensywności są zgodne z wynikami analiz numerycznych.

Struktura kryształu fonicznego została pierwotnie zaprojektowana jako element aktywny spektroskopowego czujnika gazu. Wyniki uzyskane podczas podgrzewania struktury dowodzą, iż może ona również stanowić element aktywny spektroskopowego czujnika temperatury. Do podgrzania struktury wykorzystano grzejnik. Wybrana struktura kryształu fonicznego została pogrzana do temperatury  $100$  oraz  $150^{\circ}\text{C}$ . Zmiana temperatury struktury skutkuje przesunięciem charakterystyk intensywności w zakres dłuższych fal.

Ostatni etap pomiarów obejmował charakteryzację spektroskopowego czujnika gazu. W tym celu strukturę umieszczano w atmosferze acetyleny. W sytuacji gdy próbka znajdowała się w atmosferze acetyleny, poziom intensywności światła przechodzącego przez strukturę zmniejszał się w przybliżeniu o  $19\%$ . Po usunięciu gazu, poziom intensywności wrócił do stanu początkowego. Zmiana poziomu intensywności o  $19\%$  odpowiada drodze optycznej oddziaływania wiązki światła z acetylenem w wolnej przestrzeni na długości  $3,745\text{ mm}$ . Uwzględniając wartość współczynnika przekrycia oraz rzeczywistą długość obszaru kryształu fonicznego, w którym wytworzono otwory, wyznaczono wartość grupowego współczynnika załamania na poziomie  $514,14$ . Ze względu na brak możliwości oszacowania rzeczywistego stężenia acetyleny penetrującego otwory struktury nie istnieje możliwość teoretycznego określenia czułości zaprojektowanego czujnika gazu.

Kontynuacja badań w ramach prezentowanego tematu powinna obejmować analizę numeryczną kwazikryształów fonicznych jako elementu aktywnego spektroskopowego czujnika gazu. Szczegółowa analiza numeryczna kwazikryształów pozwoli na zestawienie tych wyników z uzyskanymi, w ramach prezentowanej pracy. Istotną kwestią odnośnie metodologii pomiarów jest zaprojektowanie oraz wykonanie komory gazowej, która zapewni stałe oraz znane stężenie gazu poddawanego detekcji. Pozwoli to na oszacowanie czułości wykonanych czujników.

## Dorobek naukowy

Prezentowany dorobek naukowy przedstawia listę publikacji naukowych, rozdziałów w monografiach, książek oraz publikacji konferencyjnych powstałych w ramach realizacji studiów doktoranckich.

### Publikacje z listy filadelfijskiej:

- K. Rola, K. Ptasieński, **A. Zakrzewski**, "Silicon 45° micromirrors fabricated by etching in alkaline solutions with organic additives", *Microsystem Technologies-micro-and nanosystems-information storage and processing systems*, czerwiec 2013, ISSN: 0946-7076,
- K. Gut, **A. Zakrzewski**, T. Pustelny, "Sensitivity of Polarimetric Waveguide Interferometer for Different Wavelengths", *Acta Physica Polonica A*, grudzień 2010 (Vol. 118), ISSN: 0587-4246.

### Publikacje z listy Ministerialnej:

- W. Oleszkiewicz, W. Kijaszek, J. Gryglewicz, **A. Zakrzewski**, K. Gajewski, D. Kopiec, P. Kamyczek, E. Popko, M. Tłaczała, „Characterization of Diamond-like Carbon (DLC) films deposited by RF ICP PECVD method”, *Proc. SPIE 8902, Electron Technology Conference 2013, 89022H* (lipiec 25, 2013), ISSN: 0277-786X,
- K. Rola, K. Ptasieński, **A. Zakrzewski**, I. Zubel, "Characterization of 45° micromirrors fabricated by silicon anisotropic etching in solutions containing different organic additives", *Procedia Engineering*, Volume 47, 2012, Pages 510-513, wrzesień 2012, ISSN: 1877-7058,
- S. Lis, **A. Zakrzewski**, J. Gryglewicz, W. Oleszkiewicz, S. Patela, "A silicon photonic quasi-crystal structures obtained by interference lithography", *Proc. SPIE 8425, Photonic Crystal Materials and Devices X, 84251T* (czerwiec 1, 2012), ISSN: 0277-786X,
- M. Wielichowski, **A. Zakrzewski**, S. Patela, „Dwuwymiarowe kryształy fotoniczne jako elementy aktywne spektroskopowych czujników gazów”, *Elektronika – konstrukcje, technologie, zastosowania* nr 06/2012, ISSN: 0033-2089,
- S. Lis, K. Ptasieński, P. Ryba, M. Wielichowski, **A. Zakrzewski**, S. Patela, „Dwuwymiarowe kryształy fotoniczne jako materiał nowoczesnej fotoniki - metody

wytwarzania i zastosowania”, Elektronika – konstrukcje, technologie, zastosowania nr 02/2012, ISSN: 0033-2089.

#### **Rozdziały w książkach:**

- **A. Zakrzewski**, M. Wielichowski, P. Ryba, K. Ptasiński, S. Patela, „Czujniki i sensory do pomiarów czynników stanowiących zagrożenia w środowisku : monografia projektu POIG.01.03.01-02-002/08 : [praca zbiorowa]. Cz. 2 / pod red. Waldemara E. Grzebyka”. Wrocław : Politechnika Wrocławska ; Włocławek : EXPOL P. Rybiński J. Dąbek, cop. 2013. s. 151-165, czerwiec 2013,
- M. Wielichowski, **A. Zakrzewski**, S. Lis, K. Ptasiński, P. Ryba, S. Patela, „Czujniki i sensory do pomiarów czynników stanowiących zagrożenia w środowisku : monografia projektu POIG.01.03.01-02-002/08 : [praca zbiorowa]. Cz. 1 / pod red. Waldemara E. Grzebyka”. Wrocław : Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, cop. 2011. s. 199-215,
- M. Wielichowski, **A. Zakrzewski**, K. Ptasiński, S. Patela, „Oprogramowanie stworzone w środowisku LabView przeznaczone do w pełni automatycznej obsługi procesu pomiaru właściwości spektralnych próbek gazów”, Tom pt. Komputerowe wspomaganie badań naukowych w serii wydawniczej "Prace Wrocławskiego Towarzystwa Naukowego, Seria B", październik 2011, ISSN: 0084-3024,
- K. Ptasiński, **A. Zakrzewski**, S. Patela, „Analiza numeryczna propagacji światła w kryształach fotonicznych przy użyciu metody FDTD”, Tom pt. Komputerowe wspomaganie badań naukowych w serii wydawniczej "Prace Wrocławskiego Towarzystwa Naukowego, Seria B", październik 2011, ISSN: 0084-3024.

#### **Publikacje pokonferencyjne:**

- **A. Zakrzewski**, S. Patela, “Design of acetylene spectroscopic sensor based on two-dimensional photonic crystal”, 2013 International Students and Young Scientists Workshop "Photonics and Microsystems", Wrocław : Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, 2014,
- W. Kijaszek, W. Oleszkiewicz, **A. Zakrzewski**, S. Patela, M. Tłaczała, “A study on influence of deposition process parameters on optical properties of Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> films deposited by PECVD method”, 2013 International Students and Young Scientists

Workshop "Photonics and Microsystems", Wrocław : Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, 2014,

- **A. Zakrzewski**, S. Patela, „Analiza numeryczna w 2D i 3D struktury dwuwymiarowego kryształu fonicznego z liniowym defektem”, Materiały Konferencyjne ICT Young 2013, Gdańsk, maj 2013,
- **A. Zakrzewski**, P. Ryba, S. Patela, „Metody sprzęgania wiązki światła do dwuwymiarowych struktur kryształów fonicznych”, Interdyscyplinarność Badań Naukowych 2013, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław, czerwiec 2013,
- **A. Zakrzewski**, M. Wielichowski, K. Ptasieński, S. Patela, „Analiza zjawiska „slow light” w kryształach fonicznych”, Interdyscyplinarność Badań Naukowych 2012, maj 2012,
- K. Ptasieński, **A. Zakrzewski**, S. Patela, „Kompaktowy demultiplekser optyczny na bazie kryształów fonicznych”, Interdyscyplinarność Badań Naukowych 2012, maj 2012,
- **A. Zakrzewski**, K. Ptasieński, S. Patela, „Design and modeling of liquid sensor based on two-dimensional photonic crystals”, Wrocław : Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, 2012. s. 143-146,
- K. Ptasieński, **A. Zakrzewski**, S. Patela, „Design and modeling of optical demultiplexer based on superprism effect in photonic crystals”, Wrocław : Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, 2012. s. 105-107,
- **A. Zakrzewski**, M. Wielichowski, S. Patela, “Optimization of 2D slab photonic crystal geometry for gas sensing”, Proceedings of 2011 International Students and Young Scientists Workshop “Photonics and Microsystems”, IEEE Xplore, lipiec 2011.

## Bibliografia

- [1] **Hill, K. O. i Meltz, G.** Fiber Bragg Grating Technology Fundamentals and Overview. *Journal of Lightwave Technology*. 8, 1997.
- [2] **Joannopoulos, J. D., i in.** *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*. New Jersey : Princeton University Press, 2007. 9781400828241.
- [3] **Baker, J. E. i Miller, B. L.** Discrimination of “specific” and “nonspecific” binding in two-dimensional photonic crystals. *Optics Express*. 23, 2015.
- [4] **Debnath, A., Debnath, K. i O’Faolain, L.** Extraction of group index of lossy photonic crystal waveguides. *Optics Letters*. 40, 2015.
- [5] **Kanakis, P., Kamalakis, T. i Spicopoulos, T.** Designing photonic crystal waveguides for broadband four-wave mixing applications. *Optics Letters*. 40, 2015.
- [6] **Ibbotson, L. A., i in..** Optical nano-woodpiles: large-area metallic photonic crystals and metamaterials. *Scientific Reports*. 5, 2015.
- [7] **Rayleigh, L.** XVII. On the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure. *The Philosophical magazine*. 24, 1887.
- [8] **Bykov, V. P.** Spontaneous emission in a periodic structure. *Soviet Physics–JETP*. 35, 1972.
- [9] **Khurgin, J. B. i Tucker, R. S.** *Slow Light Science and Applications*. Florida : CRC Press, 2009. 9781420061512.
- [10] **Yablonovitch, E.** Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics. *Physical Review Letters*. 20, 1987.
- [11] **Yablonovitch, E., Gmitter, T. J. i Leung, K. M.** Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms. *Physical Review Letters*. 17, 1991.
- [12] **Krauss, T. F., De La Rue, R. M. i Brand, S.** Two-dimensional photonic-bandgap structures operating at near-infrared wavelengths. *Nature*. 383, 1996.
- [13] **Lorentz, H. A.** Uber die Beziehung zwischen der Fortpflanzung des Lichtes und der Körperdichte. *Wiedemann Ann.* 9, 1880.
- [14] **Pierce, J. R.** Traveling Wave Tubes. *Bell System Technical Journal*. 29, 1950.
- [15] **Notomi, M., i in.** Extremely large group-velocity dispersion of line-defect waveguides in photonic crystal slabs. *Physical Review Letters*. 87, 2001.
- [16] **Hau, L., i in.** Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas. *Nature*. 397, 1999.
- [17] **Kash, M., i in.** Ultraslow Group Velocity and Enhanced Nonlinear Optical Effects in a Coherently Driven Hot Atomic Gas. *Physical Review Letters*. 82, 1999.
- [18] **Figotin, A. i Vitebskiy, I.** Electromagnetic unidirectionality in magnetic photonic crystals. *Physical Review B*. 67, 2003.
- [19] **Figotin, A. i Vitebskiy, I.** Oblique frozen modes in layered media. *Physical Review E*. 68, 2003.
- [20] **Soljacic, M., i in.** Photonic crystal slow-light enhancement of nonlinear phase sensitivity. *Journal of the Optical Society of America B*. 19, 2002.

- [21] **Mohammad, M. A., i in.** Fundamentals of Electron Beam Exposure and Development. *Nanofabrication*. New York : Springer: New York, 2011.
- [22] **Wiederrecht, G.** *Handbook of Nanofabrication*. Massachusetts : Academic Press, 2010. 0123751772.
- [23] **R. Handa i L. Gu.** *Electron Beam Lithography Process Optimization*. München : GRIN Verlag, 2013. 3656083169.
- [24] **Coburn, J. W.** *Plasma etching and reactive ion etching*. New York : American Institute of Physics, 2007. 0883184060.
- [25] **Busch, K., i in.** *Photonic Crystals: Advances in Design, Fabrication, and Characterization*. New Jersey : John Wiley & Sons, 2006. 9783527607174.
- [26] **Giannuzzi, L. A.** *Introduction to Focused Ion Beams: Instrumentation, Theory, Techniques and Practice*. New York : Springer Science & Business Media, 2006. 9780387233130.
- [27] **Bogaerts, W., i in.** Fabrication of photonic crystals in silicon-on-insulator using 248-nm deep UV lithography. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 8, 2002.
- [28] **Wadhwa, A. i Kumar, M.** Simplified design of low-loss and flat dispersion photonic crystal waveguide on SOI. *Optik – International Journal for Light and Electron Optics*. 12, 2014.
- [29] **Jamois, C., i in.** Silicon-based two-dimensional photonic crystal waveguides. *Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications*. 1, 2003.
- [30] **Welna, K., i in.** Photonic crystal nanocavities in GaAs/AlGaAs with oxidised bottom cladding. *Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications*. 2, 2013.
- [31] **Cui, K., i in.** Fabrication of high-aspect-ratio double-slot photonic crystal waveguide in InP heterostructure by inductively coupled plasma etching using ultra-low pressure. *AIP Advances*. 3, 2013.
- [32] **Biró, L. P., i in.** Role of photonic-crystal-type structures in the thermal regulation of a Lycaenid butterfly sister species pair. *Physical Review E*. 67, 2003.
- [33] **Maxwell, J. C.** A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field. *Philosophical transactions of the Royal Society of London*. 155, 1865.
- [34] **Sukhoivanov, I. A. i Guryev, I. V.** *Photonic Crystals: Physics and Practical Modeling*. New York : Springer, 2009. 9783642026461.
- [35] **Hou, J., i in.** Flat Band Slow Light in Symmetric Line Defect Photonic Crystal Waveguides. *IEEE Photonics Technology Letters*. 20, 2009.
- [36] **Hou, J., i in.** Wideband slow light in chirped slot photoniccrystal coupled waveguides. *Optics Express*. 10, 2010.
- [37] **Prather, D. W.** *Photonic Crystals, Theory, Applications and Fabrication*. New Jersey : John Wiley & Sons, 2009. 9780470278031.
- [38] **Griffiths, D. J.** *Introduction to Quantum Mechanics*. New York : Pearson, 2013. 978-0131118928.
- [39] **Russell, P. St. J.** Interference of integrated Floquet-Bloch waves. *Physical Review A*. 5, 1986.
- [40] **Cubukcu, E., i in.** Electromagnetic waves: Negative refraction by photonic crystals. *Nature*. 423, 2003.

- [41] **Berrier, A., i in.** Negative Refraction at Infrared Wavelengths in a Two-Dimensional Photonic Crystal. *Physical Review Letters*. 93, 2004.
- [42] **Bloch, F.** Über die Quantenmechanik der Elektronen in Kristallgittern. *Zeitschrift für Phys.* 7, 1929.
- [43] **Zakrzewski, A., i in.** Analiza zjawiska "slow light" w kryształach fonicznych. *Interdyscyplinarność Badań Naukowych*. 2012.
- [44] **Zakrzewski, A., Wielichowski, M. i Patela, S.** Optimization of 2D slab photonic crystal geometry for gas sensing. *Proceedings of 2011 International Students and Young Scientists Workshop "Photonics and Microsystems", IEEE Xplore*. 2011.
- [45] **Kafesaki, M., Agio, M. i Soukoulis, C. M.** Waveguides in finite-height two-dimensional photonic crystals. *Journal of the Optical Society of America B*. 9, 2002.
- [46] **Castaldini, D., Zoli, R. I Parini, A.** 2D or 3D FDTD Modeling of Photonic Crystal Waveguides? *Progress in Electromagnetic Research Symposium*. 2004.
- [47] **Zakrzewski, A. i Patela, S.** Analiza numeryczna w 2D i 3D struktury dwuwymiarowego kryształu fonicznego z liniowym defektem. Gdańsk : Materiały Konferencyjne ICT Young 2013, 2013. 9788360779217.
- [48] **Błahut, M.** *Wykłady, Propagacja fal elektromagnetycznych w ośrodku warstwowym*.
- [49] **Patela, S.** *Wykłady, Równanie Modowe Światłowodu Planarnego*.
- [50] **Snyder, A. W. i Love, J.** *Optical Waveguide Theory*. New York : Springer Science & Business Media, 2012. 9781461328131.
- [51] **Qiu, M.** *COMPUTATIONAL METHODS FOR THE ANALYSIS AND DESIGN OF PHOTONIC BANDGAP STRUCTURES*. Stockholm : Royal Institute of Technology, 2000. 91-7170-640-2.
- [52] **Zabelin, V.** *Rozprawa Doktorska: Numerical Investigations of Two-Dimensional Photonic Crystal Optical Properties, Design and Analysis of Photonic Crystal Based Structures*. Lausanne : s.n., 2009.
- [53] **Krishnamurthy, V.** *Theoretical Investigation of Photonic Crystal and Metal Cladding for Waveguides and Lasers*. Michigan : ProQuest, 2009. 9781109245691.
- [54] **Chu, S. T. i Chaudhuri, S. K.** Finite-Difference Time-Domain Method For Optical Waveguide Analysis. *Electromagnetics Research*. 11, 1995.
- [55] **Schneider, J. B.** *Understanding the Finite-Difference Time-Domain Method*. 2014.
- [56] **Gedney, S. D.** *Introduction to the Finite-Difference Time-Domain (FDTD) Method for Electromagnetics*. California : Morgan & Claypool Publishers, 2011. 9781608455225.
- [57] **Musa, S. M.** *Computational Nanotechnology Using Finite Difference Time Domain*. Florida : CRC Press, 2013. 9781466583610.
- [58] **Kunz, K. S. i Luebbers, R. J.** *The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics*. Florida : CRC Press, 1993. 9780849386572.
- [59] **Weiner, M.** *Electromagnetic Analysis Using Transmission Line Variables*. Singapore : World Scientific, 2010. 9789814287487.
- [60] **Polycarpou, A. C.** *Introduction to the Finite Element Method in Electromagnetics*. California : Morgan & Claypool Publishers, 2006. 9781598290462.



- [61] **Inan, U. S. i Marshall, R. A.** *Numerical Electromagnetics: The FDTD Method, Rozdział 14.* Cambridge : Cambridge University Press, 2011. 9781139497985.
- [62] **Gibson, W. C.** *The Method of Moments in Electromagnetics.* Florida : CRC Press, 2007. 9781420061468.
- [63] **Oskooi, A. F., i in.** MEEP: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method. *Computer Physics Communications.* 181, 2010.
- [64] **Joannopoulos, J. D. i Johnson, S. G.** Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis. *Optics Express.* 8, 2001.
- [65] **Shi, S., Chen, C. i Prather, D. W.** Plane-wave expansion method for calculating band structure of photonic crystal slabs with perfectly matched layers. *Journal of the Optical Society of America A.* 9, 2004.
- [66] **Rothwell, E. J. i Cloud, M. J.** *Electromagnetics, Second Edition.* Florida : CRC Press, 2008. 9781420064483.
- [67] **Garg, R.** *Analytical and Computational Methods in Electromagnetics.* Massachusetts : Artech House, 2008. 9781596933866.
- [68] **Sharma, P., Sharan, P. i Deshmukh, P.** A photonic crystal sensor for analysis and detection of cancer cells. *2015 International Conference on Pervasive Computing.* 2015.
- [69] **Sharma, P. i Sharan, P.** Design of Photonic Crystal-Based Biosensor for Detection of Glucose Concentration in Urine. *IEEE Sensors Journal.* 15, 2015.
- [70] **Zhou, J., i in.** Multi-directional ultra-high sensitive pressure sensor based on the integration of optimized double 60° bend waveguides and modified center-defect photonic crystal microcavity. *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications.* In Press, 2015.
- [71] **Rasiowa, H.** *Introduction to Modern Mathematics.* Amsterdam : Elsevier, 2014. 9781483274720.
- [72] **WCSS.** [Online] <http://wcss.pl>.
- [73] **Bérenger, J. P.** *Perfectly Matched Layer (PML) for Computational Electromagnetics.* California : Morgan & Claypool Publishers, 2007. 9781598290820.
- [74] **Johnson, S. G.** *Notes on Perfectly Matched Layers (PMLs).* Massachusetts : Massachusetts Institute of Technology, 2010.
- [75] **Berenger, J. P.** A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves. *Journal of Computational Physics.* 114, 1994.
- [76] **Johnson, S. G.** *Notes on the UPML implementation in Meep.* Massachusetts : Massachusetts Institute of Technology, 2010.
- [77] **Kuzkin, V. A.** On angular momentum balance for particle systems with periodic boundary conditions. *ZAMM – Journal of Applied Mathematics and Mechanics.* 1, 2014.
- [78] **Yee, K. S.** Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media. *IEEE Transactions On Antennas And Propagation.* 3, 1966.
- [79] **Taflove, A.** Application of the Finite-Difference Time-Domain Method to Sinusoidal Steady-State Electromagnetic-Penetration Problems. *Transactions on Electromagnetic Compatibility.* 22, 1980.
- [80] **Danner, A. J.** *An introduction to the plane wave expansion method for calculating photonic crystal band diagrams.* 2011.

- [81] **Shumpert, J. D.** *Rozprawa Doktorska: Modeling of periodic dielectric structures (electromagnetic crystals)*. Michigan : University of Michigan, 2001.
- [82] **Pottier, P., Gnan, M. i De La Rue, R. M.** Efficient coupling into slow-light photonic crystal channel guides using photonic crystal tapers. *Optics Express*. 11, 2007.
- [83] **Dossou, K., i in.** Efficient Couplers for Photonic Crystal Waveguides. *Optics Communications*. 265, 2006.
- [84] **Zakrzewski, A., Wielichowski, M. i Patela, S.** Optimization of 2D slab photonic crystal geometry for gas sensing. *Proceedings of 2011 International Students and Young Scientists Workshop "Photonics and Microsystems"*. 2011.
- [85] **Sanchis, P., i in.** Analysis and design of efficient coupling in photonic crystal circuits. *Optical and Quantum Electronics*. 37, 2005.
- [86] **Vardeny, Z. V., Nahata, A. i Agrawal, A.** Optics of photonic quasicrystals. *Nature Photonics*. 7, 2013.
- [87] **Florescu, M., Torquato, S. i Steinhardt, P. J.** Complete band gaps in two-dimensional photonic quasicrystals. *Physical Review B*. 80, 2009.
- [88] **Lis, S., i in.** A silicon photonic quasi-crystal structures obtained by interference lithography. *Proc. SPIE 8425, Photonic Crystal Materials and Devices X*. 2012.
- [89] **Reed, G. T.** *Silicon Photonic: The state of the art*. New Jersey : Wiley, 2008. 978-0-4700-2579-6.
- [90] **O'Shea, D. C.** *Diffractive Optics: Design, Fabrication, and Test*. Washington : SPIE Press, 2004. 9780819451712.
- [91] **Motamedi, M. E.** *MOEMS: Micro-opto-electro-mechanical Systems*. Washington : SPIE Press, 2005. 9780819450210.
- [92] **Day, I., i in.** Tapered silicon waveguides for low insertion loss highly efficient high speed electronic variable attenuators. *Optical Fiber Communications Conference*. 1, 2003.
- [93] **Ang, M. T. W., i in.** Grating couplers using silicon-on-insulator. *Proc. SPIE 3620, Integrated Optics Devices III*. 1999.
- [94] **Ang, T. W., i in.** Highly efficient unibond silicon-on-insulator blazed grating couplers. *Applied Physics Letters*. 77, 2000.
- [95] **McNab, S. J., Moll, N. i Vlasov, Y. A.** Ultra-low loss photonic integrated circuit with membranetype photonic crystal waveguides. *Optics Express*. 22, 2003.
- [96] **Hartung, A., Wirth, F. i Bartelt, H.** Light Propagation in Tapered Optical Fibers: Spatial Light Confinement and Generation of Plasmonic Waves. *Session IPI Advances in Phase-Space Optics*. 2011.
- [97] **Martínez-Rios, A., i in.** Reduction of splice loss between dissimilar fibers by tapering and fattening. *Revista mexicana de fisica*. 1, 2010.
- [98] **Arabasi, S.** *Rozprawa Doktorska: Tapered Splice for Efficient Power Coupling to Small-Core Nonlinear Fibers*. Virginia : Virginia Polytechnic Institute and State University, 2008.
- [99] **Brambilla, G., Finazzi, V. i Richardson, D.** Ultra-low-loss optical fiber nanotapers. *Optics Express*. 10, 2004.
- [100] **Kbashi, H. J.** Fabrication of submicron-diameter and taper fibers using chemical etching. *Journal of Materials Science & Technology*. 28, 2012.

- [101] **Mononobe, S. i Ohtsu, M.** Fabrication of it pencil-shaped fiber probe for near-field optics by selective chemical etching. *Journal of Lightwave Technology*. 14, 1996.
- [102] **Campbell, J. C.** Tapered waveguides for guided wave optics. *Applied Optics*. 18, 1979.
- [103] **Ward, J. M., i in.** Heat-and-pull rig for fiber taper fabrication. *Review of Scientific Instruments*. 77, 2006.
- [104] **Wang, B. S. i Mies, E. W.** Advanced Topics on Fusion Splicing of Specialty Fibers and Devices. *Proc. SPIE 6781, Passive Components and Fiber-based Devices IV*. 2007.
- [105] **Sarangan, A., i in.** Tapering Optical Fibers. *Electro Optic Laboratory*. 2007.
- [106] **Li, M., i in.** Tapered optical fiber fabricated by high-frequency pulsed carbon dioxide laser. *Proc. SPIE 7853, Advanced Sensor Systems and Applications IV*. 2010.
- [107] **Araújo, M. A. C., i in.** Measurement of Gaussian laser beam radius using the knife-edge technique: improvement on data analysis. *Applied Optics*. 48, 2009.
- [108] **Blażej, J.** The measurement of a transverse profile of laser beam by Knife Edge method. 2014.
- [109] **Bożek, S.** *Konstrukcja i wykorzystanie mikrowiązki promieniowania X do badań radiobiologicznych na poziomie komórkowym*. 2012.
- [110] **FSU 995.** [Online] <http://www.iproweb.fr/test/0%20-%20MATOS%20GUILLAUME/ERICSSON%20-%20FSU%20995%20FA/DOC%20US.pdf>.
- [111] **Mohanna, Y.** Electric arc temperature estimation of a fibre splicer. *IEEE Proceedings, Optoelectronics*. 6, 1995.
- [112] **Oh, K. i Paek, U.-Ch.** *Silica Optical Fiber Technology for Devices and Components: Design, Fabrication, and International Standards*. New Jersey : John Wiley & Sons, 2012. 9781118585887.
- [113] **Bohren, C. F. i Huffman, D. R.** *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. New Jersey : John Wiley & Son, 2008. 9783527618163.
- [114] **Wong, J. Y. i Anderson, R. L.** *Non-Dispersive Infrared Gas Measurement*. North Carolina : Lulu, 2012. 9788461597321.
- [115] **Miller, S. A.** *Acetylene: its properties, manufacture, and uses*. Massachusetts : Academic Press, 1966.
- [116] **HITRAN2008.** [Online] <https://www.cfa.harvard.edu/hitran/>.
- [117] **Werle, P., i in.** Near- and mid-infrared laser-optical sensors for gas analysis. *Optics and Lasers in Engineering*. 37, 2002.
- [118] **Soloman, S.** *Sensors Handbook*. New York : McGraw Hill Professional, 2009. 9780071605717.
- [119] **Henderson, B.** *Choosing the Best Technologies for Combustible Gas and VOC Measurement*. 2011.
- [120] **MSA.** *Gas Detection Handbook*. Pittsburgh : MSA Instrument Division, 2007.
- [121] **NCP-180-A.** [Online] <https://www.nemoto.co.jp/en/products/sensor/PDF/NC-180-A.pdf>.
- [122] **SGX Sensortech.** *A Background to Gas Sensing by Non-Dispersive Infrared (NDIR)*. 2007.
- [123] **IR604.** [Online] [http://www.cdiweb.com/datasheets/e2v/IR600-Series\\_2013.pdf](http://www.cdiweb.com/datasheets/e2v/IR600-Series_2013.pdf).

- [124] **Lambrecht, A., i in.** Miniature infrared gas sensors using photonic crystals. *Proc. SPIE 6480, Photonic Crystal Materials and Devices VI.* 2007.
- [125] **Sünner, T., i in.** Photonic crystal cavity based gas sensor. *Applied Physics Letters.* 92, 2008.
- [126] **Chakravarty, S., i in.** Silicon Nanomembrane based Photonic Crystal Nanostructures for chip-integrated Open Sensor Systems. *Proc. SPIE 8198, 2011 International Conference on Optical Instruments and Technology: Optoelectronic Devices and Integration.* 2011.
- [127] **Chen, K. Y., i in.** Ultrasensitive Gas-Phase Chemical Sensing Based on Functionalized Photonic Crystal Nanobeam Cavities. *ACS Nano.* 1, 2014.
- [128] **ECL-210.** [Online] [http://www.artisanng.com/info/P\\_Cuv2N.pdf](http://www.artisanng.com/info/P_Cuv2N.pdf).
- [129] **Nanonics Imaging.** [Online] <http://www.nanonics.co.il/>.
- [130] **AMO.** [Online] <http://www.amo-gmbh.com/>.
- [131] **Li, H. H.** Refractive index of silicon and germanium and its wavelength and temperature derivatives. *Journal of Physical and Chemical Reference Data.* 3, 1993.
- [132] **Kischkat, J., i in.** Mid-infrared optical properties of thin films of aluminum oxide, titanium dioxide, silicon dioxide, aluminum nitride, and silicon nitride. *Applied Optics.* 28, 2012.
- [133] **SOITEC.** [Online] <http://www.soitec.com>.
- [134] **Bress, T.** *Effective LabVIEW Programming.* New Jersey : NTS Press, 2013. 9781934891087.
- [135] **Wielichowski, M., i in.** *Oprogramowanie stworzone w środowisku LabView przeznaczone do w pełni automatycznej obsługi procesu pomiaru właściwości spektralnych próbek gazów.* Wrocław : Prace Wrocławskiego Towarzystwa Naukowego, Seria B, 2011.
- [136] **LightMachinery.** [Online] <https://lightmachinery.com/optical-design-center/etalons-etc/etalon-designer/>.
- [137] **Harris, N. C., i in.** Efficient, Compact and Low Loss Thermo-Optic Phase Shifter in Silicon. *Optics Express.* 9, 2014, 22.
- [138] **Tan, C. Z. i Arndt, J.** Temperature dependence of refractive index of glassy SiO<sub>2</sub> in the infrared wavelength range. *Journal of Physics and Chemistry of Solids.* 61, 2000.