POLITECHNIKA POZNAŃSKA
WYDZIAŁ INŻYNIERI MATERIAŁOWEJ
I FIZYKI TECHNICZNEJ

ROZPRAWA DOKTORSKA

mgr inż. Bartłomiej Grześkiewicz

Planarne absorbery metamateriałowe dla promieniowania elektromagnetycznego z zakresu terahercowego

Promotor: dr hab. Eryk Wolarz, prof. PP

Poznań 2020

PODZIĘKOWANIA

Praca ta nie powstałaby, gdyby nie wsparcie i zaangażowanie wielu osób, którym chciałbym w tym miejscu podziękować.

Szczególne podziękowania składam mojemu promotorowi dr hab. Erykowi Wolarzowi, prof. PP za zainteresowanie mnie tematyką metamateriałów, ogromne wsparcie merytoryczne, cierpliwość i wyrozumiałość, za nieocenioną pomoc podczas prowadzonych badań oraz redakcji pracy doktorskiej.

Dziękuję Panu dr inż. hab. Jackowi Marczewskiemu za umożliwienie mi odbycia stażu w Zakładzie Technologii Mikrosystemów i Nanostruktur Krzemowych ITE (oddział Piaseczno). Dziękuję opiekunowi stażu Panu dr inż. Andrzejowi Sierakowskiemu, który wykonał struktury matemateriałowe stanowiące przedmiot niniejszej pracy, zarazem wprowadzając mnie w tematykę technologii półprzewodnikowych.

Dziękuję kierownikowi Zespołu Systemów Bezpieczeństwa i Analizy Zagrożeń Instytutu Optoelektroniki WAT, prof. dr. hab. inż. Mieczysławowi Szustakowskiemu za życzliwe przyjęcie na staż w swojej grupie badawczej. Dziękuję płk. dr hab. inż. Norbertowi Pałce prof. WAT za ciekawy i intensywny program stażu, za możliwość praktycznego zapoznania się z metodyką badań spektroskopowych w zakresie terahercowy oraz owocną współpracę naukową, bez której otrzymanie prezentowanych w pracy wyników nie byłoby możliwe.

Dziękuję dr inż. Adrianowi Adamskiemu z Instytutu Fizyki WIMiFT PP, za wykonanie zdjęć oraz pomiarów geometrycznych wytworzonych struktur metamateriałowych przy użyciu mikroskopu konfokalnego.

Dziękuję wszystkim pracownikom KSO WFT na czele z prof. dr hab. Tomaszem Martyńskim za niezwykle przyjazną atmosferę pracy, okazaną życzliwość oraz owocne dyskusje o fizyce i nie tylko.

Dziękuję Rodzicom za to, że nigdy we mnie nie zwątpili, wspierali mnie i nauczyli realizować cele pomimo pojawiających się trudności.

Mojej Żonie Anicie dziękuję za miłość, wyrozumiałość, wsparcie oraz nieustanne mobilizowanie do działania.

Dziękuję wszystkim osobom, które w większym lub mniejszym stopniu przyczyniły się do powstania niniejszej pracy.

SPIS TREŚCI

STRESZCZENIE 6
SUMMARY 7
1. WSTĘP 8
2. WŁAŚCIWOŚCI ELEKTROMAGNETYCZNE METAMATERIAŁÓW 14
3. PLANARNE METAMATERIAŁOWE ABSORBERY TERAHERCOWE 19
3.1. Koncepcja i technologia wytwarzania 19
3.2. Zestawienie wytworzonych metamateriałowych absorberów terahercowych 21
4. METODY BADAWCZE 29
4.1. Spektroskopia terahercowa w domenie czasu 29
4.2. Metoda symulacji numerycznych 37
4.2.1. Zagadnienie odwrotne – związki konstytutywne 37
4.2.2. Metoda całkowania skończonego 41
4.2.3. Procedura modelowania numerycznego TMA 47
5. WYNIKI I DYSKUSJA 51
5.1. Koncepcja oraz właściwości elektromagnetyczne TMA 2C-t 51
5.2. Wpływ wymiarów geometrycznych komórki elementarnej na właściwości spektralne i parametry elektromagnetyczne TMA 2C-r i 2C-t 60
5.4. Właściwości absorpcyjne i elektromagnetyczne TMA Kwadrat-t 75
5.5. Właściwości absorpcyjne i elektomagnetyczne TMA Krzyż-t 84
5.6. Model przestrajalnego dynamicznie TMA LC-2C-r z ciekłokrystaliczną warstwą dielektryczną 92
6. PODSUMOWANIE 96
7. WNIOSKI 105
LITERATURA 108

Wykaz symboli

$\vec{E}$ – wektor natężenia pola elektrycznego

$\vec{D}$ – wektor indukcji elektrycznej

$\vec{H}$ – wektor natężenia pola magnetycznego

$\vec{B}$ – wektor indukcji magnetycznej

$\vec{J}$ – wektor gęstości prądu

ρ – gęstość ładunku elektrycznego

$\vec{r}$ – zmienna przestrzenna

t – zmienna czasowa

ε, μ – względna przenikalność elektryczna, magnetyczna

ε_o, μ_o – przenikalność elektryczna, magnetyczna próżni

$\bar{\bar{\varepsilon}}$, $\bar{\bar{\mu}}$ – tensory (3×3) względnej przenikalności elektrycznej i magnetycznej materiału

$\bar{\bar{\xi}}$, $\bar{\bar{\zeta}}$ – tensory (3×3) bianizotropii.

ε_1, ε_2 – część rzeczywista, urojona przenikalności elektrycznej

μ_1 , μ_2 – część rzeczywista, urojona przenikalności magnetycznej

$\vec{S}$ – wektor Poyntinga

P_e, P_m – moc elektryczna/magnetyczna fali elektromagnetycznej zaabsorbowana w jednostkowej objętości ośrodka materialnego

T – transmisja

R – odbicie

A - absorpcja

Z – impedancja falowa

n – współczynnik załamania światła

λ – długość fali

a – stała sieciowa

Z_1, Z_2 – część rzeczywista, urojona impedancji falowej

n_1, n_2 – część rzeczywista, urojona współczynnika załamania światła

ω_p – częstość plazmowa

γ_p – współczynnik tłumienia fali

n_e – koncentracja elektronów swobodnych na powierzchni metalu

m_e – masa efektywna

ω_o – częstość rezonansowa

F – moc oscylatora

γ_o – współczynnik tłumienia (model oscylatora Lorentza)

A_R – amplituda sygnału terahercowego po przejściu przez odnośnik

A_S – amplituda sygnału terahercowego po przejściu przez próbkę i odnośnik

φ_R – faza sygnału terahercowego po przejściu przez odnośnik

φ_S – faza sygnału terahercowego po przejściu przez próbkę i odnośnik

I_R – natężenie promieniowania terahercowego po przejściu przez odnośnik

I_S – natężenie promieniowania terahercowego po przejściu przez próbkę

S_{ij} – elementy macierzy rozpraszania

d – grubość badanej próbki

c, c_0 – prędkość światła, prędkość światła w próżni

α – współczynnik absorpcji

φ – potencjał elektryczny

Wykaz skrótów i oznaczeń

TMA – metamateriałowy absorber terahercowy (*ang. terahertz metamaterial absorber*)

G, $\tilde{G}$ – oznaczenie siatki pierwotnej, dualnej podziału przestrzeni w metodzie FIT

CST Microwave Studio – moduł pakietu programistycznego CST (ang. *Computer Simulation Technology*) do symulowania numerycznego rozkładu pól elektromagnetycznych

FIT – metoda całkowania skończonego (ang. *Finite Integration Technique*).

THZ TDS – spektroskopia terahercowa w domenie czasu *(*ang. *THz time-domain spectroscopy)*

SU-8 - żywica epoksydowa, powszechnie wykorzystywana jako fotorezyst pozytywowy

STRESZCZENIE

Rozprawa doktorska dotyczy właściwości odbiciowych, transmisyjnych i absorpcyjnych metamateriałowych absorberów terahercowych (TMA), a także ich właściwości elektromagnetycznych określonych przez efektywne parametry, takie jak impedancja falowa i współczynnik załamania lub przenikalność elektryczna i przenikalność magnetyczna. W pracy doktorskiej omówione są dwa typy planarnych TMA – absorbery posiadające dwukrotną oraz czterokrotną oś symetrii prostopadłą do ich powierzchni. W przypadku dwukrotnej osi symetrii absorpcja zależy od kierunku polaryzacji fali elektromagnetycznej padającej prostopadle na powierzchnię absorbera, natomiast dla czterokrotnej osi symetrii kierunek polaryzacji fali nie wpływa na absorpcję. Prezentowane TMA są również sklasyfikowane ze względu na ich funkcjonalność jako absorbery transmisyjne lub odbiciowe. Transmisyjne TMA składają się z aluminiowych struktur rezonansowych rozmieszczonych periodycznie w dwóch warstwach rozdzielonych warstwą dielektryczną z SU-8, osadzonych na podłożu z wysokorezystywnego krzemu. Odbiciowe TMA posiadają litą wewnętrzną warstwę metalową. Wszystkie omawiane w pracy absorbery charakteryzują się selektywną absorpcją z maksimum dla około 1 THz. Właściwości odbiciowe, transmisyjne i absorpcyjne oraz efektywne parametry elektromagnetyczne absorberów z warstwą SU-8 są ustalane na etapie ich wytwarzania. Istnieje jednak możliwość dynamicznego przestrajania TMA. W rozprawie doktorskiej przedstawiono model absorbera, w którym oprócz warstwy z fotorezystu SU-8 dodatkowo występuje warstwa ciekłokrystaliczna. Dzięki temu, za pomocą zewnętrznego napięcia sterującego można zmieniać jej przenikalność elektryczną, a tym samym możliwe jest dynamiczne przestrajanie TMA.

Prezentowane TMA zostały zaprojektowane i zoptymalizowane przy użyciu komercyjnego programu CST Microwave Studio. W rozprawie doktorskiej omówiono teoretyczne podstawy, na których opierają się algorytmy obliczeniowe tego oprogramowania. Symulacje numeryczne pozwoliły określić teoretycznie właściwości spektralne TMA. Wykorzystując wyniki symulacji numerycznych, wytworzono TMA różnego typu (odbiciowego, transmisyjnego), charakteryzujące się anizotropową i izotropową absorpcją. W tym celu zastosowano zaawansowaną metodę wysokorozdzielczej fotolitografii oraz metodę depozycji warstw metalicznych na podłożach półprzewodnikowych (technologia CMOS). Właściwości odbiciowe, transmisyjne i absorpcyjne wytworzonych TMA zbadano stosując unikatową metodę spektroskopii terahercowej w domenie czasu. Przeprowadzone badania pozwoliły sformułować szereg wniosków dotyczących właściwości spektralnych TMA, a w szczególności zależności charakterystyki absorpcyjnej od stałej sieciowej oraz rozmiarów struktur metalowych i grubości warstwy dielektrycznej w komórce elementarnej TMA. Na podstawie symulacji numerycznych określone zostały charakterystyczne obszary w komórce elementarnej, w których proces absorpcji energii fali elektromagnetycznej jest najintensywniejszy. Ponadto, w oparciu o obliczone efektywne parametry elektromagnetyczne przedyskutowano efekty związane z propagacją fali terahercowej w TMA. Przeprowadzone badania pozwoliły wskazać potencjalne zastosowania TMA, na przykład jako elementy układów bolometrycznych do detekcji promieniowania terahercowego lub selektywne układy antenowe w detektorach terahercowych.

SUMMARY

The doctoral dissertation concerns the reflection, transmission and absorption properties of metamaterial terahertz absorbers (TMA) as well as their electromagnetic properties determined by effective parameters such as wave impedance and refractive index or electrical permittivity and magnetic permeability. The doctoral dissertation discusses two types of planar TMAs - absorbers with a twofold and a fourfold symmetry axis perpendicular to their surfaces. In the case of the twofold axis of symmetry, absorption depends on the direction of polarization of the electromagnetic wave incident perpendicularly on the absorber surface, while for the fourfold axis of symmetry, the direction of wave polarization does not affect absorption. The presented TMAs are also classified due to their functionality as transmission or reflection absorbers. Transmission TMAs consist of aluminum resonance structures periodically arranged in two layers separated by a SU-8 dielectric layer, deposited on a high-resistive silicon substrate. Reflective TMA has a continuous inner metal layer. All the absorbers discussed in the paper are characterized by selective absorption with a maximum for about 1 THz. The reflection, transmission and absorption properties as well as effective electromagnetic parameters of the absorbers with the SU-8 layer are determined at the stage of their manufacture. However, it is possible to dynamically retune the TMA. The doctoral dissertation presents an absorber model in which, in addition to the SU-8 photoresist layer, there is also a liquid crystal layer. Thanks to this, its electric permeability can be changed by means of an external control voltage, and thus it is possible to dynamically tune the TMA .

The presented TMAs have been designed and optimized using the commercial program CST Microwave Studio. The doctoral dissertation discusses the theoretical foundations on which the computational algorithms of this software are based. Numerical simulations allowed to determine theoretically the spectral properties of TMA. Using the results of numerical simulations, various types of TMAs (reflection and transmission absorbers), characterized by anisotropic and isotropic absorption were produced. For this purpose, an advanced method of high-resolution photolithography and the method of depositing metallic layers on semiconductor substrates (CMOS technology) were used. The reflection, transmission and absorption properties of the prepared TMAs were investigated using the unique method of terahertz time domain spectroscopy. The conducted research allowed to formulate a number of conclusions regarding the spectral properties of TMA, in particular the dependence of the absorption characteristics on the lattice constant, the size of metal structures and the thickness of the dielectric layer in the TMA unit cell. On the basis of numerical simulations, characteristic areas in the unit cell were identified, in which the process of electromagnetic wave energy absorption is the most intense. Moreover, based on the calculated effective electromagnetic parameters, the effects related to terahertz wave propagation in TMA were discussed. The conducted research allowed to indicate potential applications of TMA, for example as elements of bolometric systems for the detection of terahertz radiation or as selective antenna systems in terahertz detectors.

1. WSTĘP

Ze względu na szeroki obszar potencjalnych zastosowań, materiały o nietypowych właściwościach elektrycznych i magnetycznych budzą duże zainteresowanie fizyków i inżynierów. W latach sześćdziesiątych dwudziestego wieku V. G. Veselago rozważał teoretycznie właściwości hipotetycznego materiału o ujemnym współczynniku załamania. Opisał on między innymi zjawisko ujemnego załamania na granicy materiału tego typu i materiału naturalnego o większym od jedności współczynniku załamania, a także odwrotne efekty Dopplera i Czerenkowa [1]. Długotrwałe poszukiwania naturalnego materiału o ujemnym współczynniku załamania nie przyniosły sukcesu. Jak się okazało, jedynymi naturalnymi materiałami, które charakteryzują się ujemnym współczynnikiem załamania, ale tylko dla promieni biegnących w kierunku jednej z osi głównych tensora przenikalności magnetycznej są materiały żyromagnetyczne. Przełom nastąpił dopiero w drugiej połowie lat dziewięćdziesiątych dwudziestego wieku. W 1996 roku J. B. Pendry i współpracownicy wykazali teoretycznie, a w 1998 roku także eksperymentalnie, że układ prostoliniowych przewodników ułożonych w trzech wzajemnie prostopadłych względem siebie kierunkach jest ośrodkiem o właściwościach plazmowych [2]. Z rozważań teoretycznych wynika, że dla plazmy elektronowej, np. w metalach, można określić częstotliwość plazmową, poniżej której część rzeczywista przenikalności elektrycznej jest mniejsza od zera. Dla typowych metali w postaci litej bryły częstotliwość plazmowa występuje w zakresie ultrafioletowym lub widzialnym, natomiast dla trójwymiarowych ośrodków zbudowanych z cienkich przewodników metalowych częstotliwość plazmowa ulega, w zależności od odległości między przewodnikami oraz ich przekroju, przesunięciu aż do zakresu mikrofalowego (1 GHz–30 GHz). Ujemna część rzeczywista przenikalności elektrycznej nie jest jednak wystarczającym warunkiem, aby taki ośrodek charakteryzował się ujemnym współczynnikiem załamania będącym przyczyną różnych niezwykłych efektów związanych z propagacją fal elektromagnetycznych w takich ośrodkach. W związku z tym konieczna była modyfikacja ośrodka pozwalająca uzyskać również ujemną część rzeczywistą przenikalności magnetycznej, co wynika z definicji współczynnika załamania ($n=(\varepsilon\mu)^{1/2}$). Rozwiązanie tego problemu zaproponował J. B. Pendry wraz ze współpracownikami w 1999 roku [3]. W opublikowanym artykule zaprezentowano kilka typów rezonatorów magnetycznych, które można było wykorzystać do budowy materiałowych ośrodków o ujemnej przenikalności magnetycznej w zakresie mikrofalowym. Jednym z zaproponowanych rozwiązań były podwójne metalowe rezonatory pierścieniowe z przerwami, tworzące regularną sieć przestrzenną. Spodziewano się, że połączenie w jedną strukturę zaprezentowanego wcześniej układu prostoliniowych przewodników imitujących plazmę z siecią przestrzenną rezonatorów pierścieniowych pozwoli uzyskać materiał o ujemnym współczynniku załamania w pewnym, stosunkowo wąskim przedziale częstotliwości w zakresie mikrofalowym. Pierwsza tego typu struktura została wytworzona i zbadana eksperymentalnie w 2000 roku [4]. Badania potwierdziły, że ten sztuczny materiał charakteryzuje się ujemnym współczynnikiem

załamania dla częstotliwości z zakresu mikrofalowego. Od tego momentu obserwowany jest gwałtowny wzrost zainteresowania tego typu strukturami, co przekłada się na dużą liczbę publikacji naukowych dotyczących sztucznych materiałów o nietypowych właściwościach elektromagnetycznych ukazujących się w ciągu roku. Świadczy to o tym, że zagadnienia związane z metamateriałami mają istotne znaczenie w ogólnym nurcie badań materiałowych.

Sztuczne kompozytowe materiały tworzone przez powtarzające się elementy posiadające niezwykłe właściwości elektromagnetyczne nazywa się obecnie metamateriałami. Przykładem mogą być wspomniane materiały o ujemnym współczynniku załamania. Warto nadmienić, że określenie "metamateriał" zostało zaproponowane przez R. A. Shelby'ego, D. R. Smitha i S. Schultza w artykule opublikowanym w Science w 2001 roku [5]. W zagadnieniach dotyczących propagacji fal elektromagnetycznych w metamateriałach, ośrodki te są z założenia ośrodkami ciągłymi. Przyjmuje się w związku z tym, że dla metamateriałów posiadających strukturę sieciową można zaniedbać efekty związane z dyfrakcją fal elektromagnetycznych. Istotne jest więc, aby rozmiar elementu strukturalnego i stałe sieciowe tworzonej przez te elementy struktury metamateriałowej były znacznie mniejsze od długości fal elektromagnetycznych (w próżni). W związku z tym określenia „metamateriał" można używać w stosunku do danego materiału kompozytowego tylko w pewnym zakresie częstotliwości. Używanie tego określenia może być nieuzasadnione przy rozważaniu właściwości elektromagnetycznych takiego materiału w wyższych zakresach częstotliwości. Przykładowo, metamateriały terahercowe nie są metamateriałami w zakresie widzialnym (400 nm do 800 nm) ze względu na wymiary struktur elementarnych, które z reguły wynoszą kilkadziesiąt mikrometrów i są znacznie większe od długości fal elektromagnetycznych z tego zakresu.

Nietypowe właściwości elektromagnetyczne charakterystyczne dla metamateriałów występują z reguły tylko w wąskich zakresach częstotliwości w obszarach mikrofalowym, terahercowym, podczerwonym lub optycznym i są powiązane z wymiarami komórki elementarnej Pierwsze metamateriały były jedno-, dwu- i trójwymiarowymi strukturami kompozytowymi, których struktury elementarne miały postać metalowych rezonatorów o wymiarach rzędu 1 cm. Ze względu na wymiary komórki elementarnej, takie struktury są stosunkowo proste w wykonaniu. Ich niezwykłe właściwości metamateriałowe przejawiają się w zakresie mikrofalowym. Pewną ciekawostką, która wywołała dużą sensację w środowisku badaczy zajmujących się problemem metamateriałów było skonstruowanie „czapki niewidki" dla zakresu mikrofalowego przez D. Smitha i współpracowników [6] na podstawie modelu teoretycznego zaprezentowanego przez J. B. Pendry'ego [7].

Metamateriały dla zakresu terahercowego można uzyskać przez skalowanie wymiarów geometrycznych metamateriału mikrofalowego, czego rezultatem jest m.in. zwiększenie częstotliwości rezonansowych. Jednak zasada ta jest słuszna tylko poniżej 200 THz (bliska podczerwień), ponieważ dla większych częstotliwości metale tracą właściwości zwykłych przewodników elektrycznych, a ich właściwości elektromagnetyczne określone są przez właściwości plazmy elektronowej na powierzchni metalu. Wynika stąd wspomniany ważny wniosek dotyczący

projektowania metamateriałow dla zakresu terahercowego (1THz–10 THz). Mianowicie, metamateriały takie można uzyskiwać w prosty sposób przez przeskalowanie struktury elementarnej metamateriału mikrofalowego do rozmiarów rzędu kilkudziesięciu mikrometrów. W związku z tym do projektowania metamateriałów terahercowych można wykorzystywać programy komputerowe przeznaczone do analizy elektromagnetycznej układów przewodników i dielektryków w zakresie częstotliwości typowych dla układów elektronicznych, tj. do około 100 GHz.

Konsekwencją określonych wymiarów komórki elementarnej terahercowych metamateriałów elektromagnetycznych są wymiary poszczególnych metalowych detali takich komórek. Powinny one być rzędu pojedynczych mikrometrów. Dotyczy to w szczególności ścieżek metalowych wchodzących w skład struktur rezonansowych. Narzuca to odpowiednio duże wymagania dotyczące rozdzielczości przestrzennej metod stosowanych do wytwarzania struktur terahercowych. Aktualnie do tego celu wykorzystywana jest głównie metoda wysokorozdzielczej litografii optycznej bazująca na precyzyjnie wykonanych maskach metalowych. Ponieważ w metodzie tej wykorzystuje się komercyjnie dostępny sprzęt o stosunkowo dużej wydajności, to w zasadzie nie ma przeszkód, aby takie układy zaprząc do wytwarzania metamateriałów terahercowych, które mogą znaleźć wiele różnych zastosowań technicznych.

Szczególnym rodzajem metamateriałów, których dotyczy rozprawa doktorska, są planarne metamateriałowe absorbery terahercowe (ang. *terahertz metamaterial absorbers, TMA*) charakteryzujące się selektywną absorpcją promieniowania w zakresie od około 0,3 THz do około 10 THz, odpowiadającym zakresowi długości fali w próżni od około 1 mm do około 30 μm. Zakres ten ma szczególne znaczenie w szerokim spektrum elektromagnetycznym obejmującym zakresy od optycznego do radiowego, co wynika z ograniczeń detekcyjnych. Metody detekcji promieniowania opierające się na rejestracji fotonów w obszarze od średniej podczerwieni do zakresu widzialnego są mało efektywne w zakresie terahercowym. Z drugiej strony, współczesne układy elektroniczne zbudowane w oparciu o technologię półprzewodnikową mogą działać w zakresie do kilkuset gigaherców, co stanowi górne ograniczenie związane z detekcją promieniowania terahercowego. W związku z tym, zakres terahercowy jest często nazywany „dziurą terahercową". Dopiero stosunkowo niedawno skonstruowano wygodne w obsłudze i efektywne, ale jednocześnie zaawansowane technicznie urządzenia umożliwiające generację i detekcję impulsów terahercowych. Krokami milowymi w rozwoju techniki terahercowej było opracowanie spektrometru terahercowego w domenie czasu *(*ang. *THz time-domain spectroscopy)* [8], [9] oraz terahercowego kwantowego lasera kaskadowego (ang. *THz quantum cascade laser)* [10], [11].

Promieniowanie terahercowe jest niejonizujące i z tego powodu bezpieczne dla organizmów żywych. Silna absorpcja promieniowania terahercowego przez cząsteczki wody stanowić może pewne utrudnienie podczas badań materiałów, jednakże w zakresie dalekiej podczerwieni (zakres terahercowy) istnieje wiele tzw. „okien transmisyjnych", w których cząsteczki wody nie wykazują absorpcji. Z drugiej strony występowanie pasm absorpcyjnych wody w zakresie dalekiej podczerwieni

stwarza możliwość wykorzystania promieniowania terahercowego do badania materiałów biologicznych [12]. Materiały nieprzewodzące, takie jak powszechnie stosowane tworzywa sztuczne, materiały pochodzenia naturalnego (papier i skóra), ceramika, szkło oraz beton są przezroczyste dla promieniowania terahercowego. Jednak w przypadku metali, od ich powierzchni jest odbijane 99% promieniowania terahercowego. Wiele materiałów wybuchowych, substancji narkotycznych, substancji biologicznych, a także struktur krystalicznych lub polikrystalicznych posiada swoje charakterystyczne widma rotacyjne i wibracyjne w tym zakresie częstotliwości [13]. W związku z tym, promieniowanie terahercowe może być wykorzystywane do obrazowania w systemach bezpieczeństwa i w medycynie [14], do wykrywania materiałów wybuchowych [15], [16], w nieniszczącym testowaniu materiałów [17], a także w komunikacji bezprzewodowej [18].

Terahercowe absorbery metamateriałowe stanowią oryginalne rozwiązanie, które może być zastosowane w detekcji promieniowania terahercowego. Dotychczasowe badania aplikacyjne pokazały, że TMA mogą być częścią składową detektorów mikrobolometrycznych dla promieniowania terahercowego, wykorzystujących materiały o dużym współczynniku termoelektrycznym, np. VO_x [19]. W oparciu o TMA można konstruować czujniki piroelektryczne, w których wykorzystuje się materiały ferroelektryczne, takie jak np. $Ba_xSr_{1x}TiO_3$, elektryzujące się powierzchniowo pod wpływem różnicy temperatury [20]. Inną propozycją jest wykorzystanie selektywnych absorberów metamateriałowych jako układów antenowych podłączonych bezpośrednio do tranzystorów polowych działających w oparciu o wzbudzenia plazmy elektronowej w zakresie subterahercowym [21]. Opracowano również TMA, dla których charakterystyka spektralna może być modyfikowana w sposób dynamiczny. Przykładowo, napięciową regulację właściwości absorpcyjnych TMA zrealizowano z wykorzystaniem efektu Schotky'ego na złączu metal-półprzewodnik dzięki zastosowaniu warstwy półprzewodnikowej (GaAs) rozdzielającej warstwy metalowe w TMA [22]. Dynamiczną zmianę właściwości absorpcyjnych TMA uzyskano również dzięki zastosowaniu cienkiej warstwy nematycznego ciekłego kryształu [23], [24]. Zmiana przenikalności elektrycznej, a w konsekwencji również absorpcji, jest w tym przypadku wynikiem reorientacji molekuł w warstwie ciekłokrystalicznej pod wpływem przyłożonego napięcia. Koncepcja przestrajalnych absorberów została również zrealizowana w oparciu o specjalne mikroukłady elektromechaniczne (MEMS) [25], [26].

Absorbery metamateriałowe wykorzystują z reguły sztywne podłoża, jednak można je również wytwarzać na giętkich foliach polimerowych. Dzięki temu istnieje potencjalna możliwość ich stosowania jako efektywnych osłon przed promieniowaniem terahercowym [27], [28]. Istotne znaczenie w przypadku rozważania możliwych zastosowań absorberów metamateriałowych ma ich charakterystyka spektralna. Badania mają na celu opracowanie absorberów posiadających pojedyncze, szerokie pasma absorpcyjne, jak również takich, które charakteryzują się wieloma pasmami absorpcyjnymi w zakresie terahercowym [29], [30]. Należy podkreślić, że właściwości absorpcyjne TMA są bezpośrednią konsekwencją właściwości absorpcyjnych pojedynczych elementów

strukturalnych (rezonatorów). Absorpcja ta, zarówno w przypadku pola elektrycznego jak i magnetycznego, jest opisana krzywą Lorentza. Modyfikując kształt i rozmiar elementów strukturalnych, a także współczynnik strat i przewodnictwo elektryczne stosowanych materiałów można efektywnie zmieniać ich charakterystykę spektralną.

Celem pracy doktorskiej było wytworzenie planarnych metamateriałowych absorberów terahercowych oraz zbadanie ich właściwości odbiciowych, transmisyjnych i absorpcyjnych metodą spektroskopii terahercowej oraz metodą symulacji numerycznych. Omawiane w pracy absorbery składają się z dwóch warstw metalowych rozdzielonych warstwą dielektryczną, przy czym wewnętrzna warstwa metalowa jest osadzona bezpośrednio na podłożu stałym z wysokorezystywnego krzemu, gwarantującym stabilność mechaniczną układu. Absorbery te mogą być typu transmisyjnego lub odbiciowego. Metalowe warstwy (zewnętrzna i wewnętrzna) występujące w absorberach transmisyjnych mają strukturę dwuwymiarowych sieci tworzonych przez płaskie mikrorezonatory o indywidualnie zaprojektowanym kształcie. W przypadku absorberów odbiciowych wewnętrzna warstwa metalowa jest warstwą litą. Planarne metamateriałowe absorbery dla zakresu terahercowego nie były wytwarzane w kraju do chwili rozpoczęcia związanych z nimi prac badawczych przez autora rozprawy doktorskiej. Miało to bezpośredni związek z koniecznością zastosowania w procesie wytwórczym zaawansowanej metody wysokorozdzielczej fotolitografii wykorzystującej przygotowane wcześniej maski, a na etapie badań – unikatowej metody spektroskopii terahercowej w domenie czasu. Praca doktorska została zrealizowana dzięki nawiązaniu współpracy z Instytutem Technologii Elektronowej (Oddział w Piasecznie) oraz Instytutem Optoelektroniki (Wojskowa Akademia Techniczna w Warszawie).

Rozprawa doktorska ma typowy układ. We wstępie przedstawiono aspekt historyczny i koncepcję metamateriałowych absorberów terahercowych.

W rozdziale drugim przypomniane zostały najważniejsze zasady i wnioski wynikające z teorii elektromagnetyzmu dotyczące rozważanych w pracy absorberów.

W rozdziale trzecim przedstawiono technologię wytwarzania metamateriałowych absorberów terahercowych oraz zamieszczono zbiorcze zestawienie wszystkich wytworzonych i będących przedmiotem pracy doktorskiej absorberów.

Rozdział czwarty dotyczy stosowanych w pracy doktorskiej metod badawczych. Omówiono w nim metodę spektroskopii terahercowej w domenie czasu oraz zagadnienia związane z wykorzystywaną metodą symulacji numerycznych, takie jak zagadnienie odwrotne, relacje wiążące elementy macierzy rozpraszania z impedancją falową i współczynnikiem załamania ośrodka metamateriałowego, metodę całkowania skończonego oraz procedurę modelowania i symulacji numerycznych realizowanych z wykorzystaniem modułu programistycznego CST Microwave Sudio z pakietu CST Studio Suite.

Rozdział piąty zawiera wyniki badań eksperymentalnych oraz symulacji numerycznych odbiciowych i transmisyjnych metamateriałowych absorberów terahercowych. Pierwsze dwa

podrozdziały dotyczą planarnych absorberów, których dwuwymiarowe komórki elementarne składają się z dwóch prostokątów metalowych z przerwami (SRR) oraz litej warstwy metalowej (absorbery 2C-r) lub paska metalowego (CW) rozdzielonych warstwą dielektryka (absorbery 2C-t). W kolejnych trzech podrozdziałach omówiono wyniki badań planarnych metamateriałowych absorberów terahercowych, których dwuwymiarowe komórki elementarne posiadają czterokrotną oś symetrii prostopadłą do ich powierzchni (absorbery Kwadrat-r, Kwadrat -t i Krzyż-t). W ostatnim podrozdziale przedstawiono model koncepcyjny przestrajalnego dynamicznie metamateriaowego absorbera terahercowego zawierającego dodatkową dielektryczną warstwę ciekłokrystaliczną między warstwami metalowymi (absorber LC-2C-r).

Rozdział szósty stanowi podsumowanie całej rozprawy doktorskiej, a najważniejsze wnioski wynikające z przeprowadzonych badań zebrano w rozdziale siódmym.

2. WŁAŚCIWOŚCI ELEKTROMAGNETYCZNE METAMATERIAŁÓW

Rozważając propagację fal elektromagnetycznych w metamateriałach należy założyć, że są to ośrodki ciągłe, tzn. długości fal elektromagnetycznych w tych ośrodkach są wielokrotnie większe od rozmiarów struktur elementarnych. Jak wspomniano we wstępie, metamateriały terahercowe są strukturami periodycznymi, tworzonymi przez struktury elementarne o rozmiarach nie większych niż kilkadziesiąt mikrometrów. Jeśli więc w każdej chwili czasu zmienne pola elektryczne i magnetyczne związane z rozprzestrzeniającymi się w ośrodku falami elektromagnetycznymi mają w przybliżeniu stałe wartości w obszarach o rozmiarach struktury elementarnej, to takie ośrodki mogą być traktowane jako ciągłe. Oznacza to, że oddziaływanie struktur elementarnych z polem elektromagnetycznym fali ma charakter uśredniony. Inaczej mówiąc, pola elektryczne i magnetyczne fali wewnątrz komórek elementarnych można zastąpić w równaniach Maxwella ich uśrednionymi wartościami, a przenikalność elektryczną i przenikalność magnetyczną takiego ośrodka należy traktować jako parametry efektywne. W równaniach Maxwella występują wtedy makroskopowe natężenia pola elektrycznego $\vec{E}$, i pola magnetycznego $\vec{H}$**,** oraz powiązane z nimi przez makroskopowe parametry elektromagnetyczne ośrodka, takie jak indukcja elektryczna (pole przesunięcia) $\vec{D}$ i indukcja magnetyczna $\vec{B}$. Równania te można zapisać następująco:

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r},t) = -\frac{\partial}{\partial t}\vec{B}(r,t), \tag{2.1}$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r},t) = \frac{\partial}{\partial t}\vec{D}(r,t) + \vec{J}(\vec{r},t), \tag{2.2}$$

$$\nabla \cdot \vec{D}(\vec{r},t) = \rho(r,t), \tag{2.3}$$

$$\nabla \cdot \vec{B}(\vec{r},t) = 0, \tag{2.4}$$

gdzie $\vec{J}$ jest wektorem gęstości prądu, ρ – gęstością ładunku elektrycznego, a $\vec{r}$ i t oznaczają, odpowiednio, zmienne przestrzenne i czas.

Równania (2.1)–(2.4) stanowią układ ośmiu skalarnych równań różniczkowych Maxwella zawierających szesnaście funkcji skalarnych (po trzy składowe funkcji wektorowych opisujących pole elektromagnetyczne, trzy składowe gęstości prądu i skalarną funkcję gęstości). Aby rozwiązać taki układ równań w sposób jednoznaczny konieczne są dodatkowe informacje o rozważanym ośrodku. Część tych informacji zawarta jest w równaniach materiałowych charakteryzujących dany ośrodek. Równania te, nazywane związkami konstytutywnymi, można przedstawić w postaci:

$$\vec{D}(\vec{r},t) = \bar{\bar{\varepsilon}}\,\varepsilon_o \vec{E}(r\,,t) + \bar{\bar{\xi}}\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}\vec{H}(\vec{r}\,,t), \tag{2.5a}$$

$$\vec{B}(\vec{r}\,,t) = \bar{\bar{\zeta}}\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}\vec{E}(\vec{r}\,,t) + \bar{\bar{\mu}}\,\mu_o\,\vec{H}(\vec{r}\,,t), \tag{2.5b}$$

gdzie ε_o i μ_o są, odpowiednio, przenikalnościami elektryczną i magnetyczną próżni, $\bar{\bar{\varepsilon}}$ i $\bar{\bar{\mu}}$ – tensorami (3×3) względnej przenikalności elektrycznej i magnetycznej materiału, a $\bar{\bar{\xi}}$ i $\bar{\bar{\zeta}}$ – tensorami (3×3) bianizotropii.

Związki konstytutywne stanowią sześć dodatkowych równań, co nadal nie pozwala na rozwiązanie układu równań Maxwella w sposób jednoznaczny. Aby uzyskać jednoznaczne rozwiązanie, należy dodatkowo narzucić odpowiednie warunki brzegowe.

Bianizotropia wyrażona równaniami (2.5) jest rzadko obserwowana dla materiałów naturalnych. Efekt magnetoelektryczny związany z bianizotropią występuje dla 58 magnetycznych klas krystalograficznych [31], [32], a także dla niektórych ferromagnetyków [33]. Metamateriały, w szczególności metamaterialy terahercowe, posiadają z reguły właściwości bianizotropowe, co jest konsekwencją specyficznej budowy ich komórki (struktury) elementarnej. Z tego powodu przy pełnej analizie właściwości elektromagnetycznych metamateriałów należy uwzględnić fakt, że współczynniki tensorów bianizotropii w ogólności nie zerują się. Ponieważ metamateriały można traktować jako makroskopowe struktury krystaliczne, to analogicznie jak dla kryształów naturalnych, również w przypadku metamateriałów można określić układy odniesienia, których osie główne pokrywają się z osiami głównymi tensorów związanych z właściwościami elektrycznymi lub magnetycznymi tych ośrodków. Jeśli osie główne tych tensorów pokrywają się, to wtedy można określić tylko jeden układ odniesienia, w którym zarówno tensor przenikalności elektrycznej jak i tensor przenikalności magnetycznej mają postać diagonalną, to znaczy jedynymi nieznikającymi elementami tych tensorów są elementy na ich przekątnych. Niezależnie od tego, w takim układzie odniesienia tensory charakteryzujące bianizotropię mają w ogólności nieznikające elementy pozadiagonalne.

W badaniach właściwości elektromagnetycznych metamateriałów, w których wykorzystywane są rozprzestrzeniające się w nich fale elektromagnetyczne, należy zwrócić szczególną uwagę na problem odpowiedniego doboru kierunku propagacji i płaszczyzny polaryzacji sondującej fali. Jeśli więc jest konieczne wyznaczenie wybranych składowych zdiagonalizowanych tensorów przenikalności elektrycznej i magnetycznej, to płaska fala elektromagnetyczna powinna rozprzestrzeniać się wzdłuż wybranej osi głównej, a kierunek jej polaryzacji powinien pokrywać się z płaszczyzną wyznaczoną przez tę oś główną i jedną z dwóch pozostałych osi głównych. W ten sposób można przeanalizować trzy kierunki propagacji fali wzdłuż osi głównych metamateriału z jednoczesnym uwzględnieniem dwóch możliwych kierunków polaryzacji w każdym z przypadków. Teoretycznie pozwala to, jeśli znane są współczynniki występujące w tensorach bianizotropii, wyznaczyć, na przykład, sześć składowych zdiagonalizowanych tensorów przenikalności elektrycznej

i magnetycznej. Jednak zasadniczo każda struktura metamateriałowa wymaga indywidualnego podejścia uwzględniającego specyficzną symetrię struktury elementarnej [33].

Polu elektromagnetycznemu w ośrodku (w tym także w metamateriale) można przypisać energię, na którą składają się cząstkowe energie związane ze współistniejącymi ze sobą polami elektrycznym i magnetycznym [34], [35]. Zasadę zachowania energii dla pola elektromagnetycznego (twierdzenie Poyntinga) można wyrazić następująco:

$$\int_S (\vec{E}x\vec{H})ds + \int_V \vec{E}\cdot\vec{J}dV + \frac{\partial}{\partial t}\int_V \frac{1}{2}\left(\vec{E}\cdot\vec{D} + \vec{H}\cdot\vec{B}\right)dV = 0\,, \tag{2.6}$$

gdzie S jest powierzchnią zamkniętą otaczającą objętość V. Równanie (2.6), zapisane w postaci całkowej, pozwala na łatwą interpretację poszczególnych jego składników. Trzeci składnik tego równania określa szybkość zmian gęstości energii pola elektrycznego i magnetycznego zmagazynowanej w przestrzeni o objętości V. Drugi składnik reprezentuje chwilową moc traconą w objętości V związaną z ruchem ładunków elektrycznych. Pierwszy składnik równania określa energię dostarczaną z zewnątrz w jednostce czasu (moc) do objętości V, przez powierzchnię S. W związku z tym wyraża on moc związaną z zaabsorbowanym przez metamateriał promieniowaniem elektromagnetycznym. Wyrażenie podcałkowe występujące w pierwszym składniku równania (2.6) należy rozumieć jako gęstość powierzchniową mocy fali elektromagnetycznej określoną wektorem Poyntinga $\vec{S}$:

$$\vec{S} = \vec{E}\times\vec{H}\,. \tag{2.7}$$

Wektor Poyntinga $\vec{S}$, nazywany często przepływem mocy (*ang. power flow*), określa kierunek transportu energii fali elektromagnetycznej i jest prostopadły do wektorów $\vec{E}$ i $\vec{H}$. Wartość tego wektora jest wielkością mianowaną, której jednostką jest W/m^2.

Pomiędzy polami indukcji elektrycznej i magnetycznej, $\vec{E}$ i $\vec{H}$, a natężeniami, $\vec{D}$ i $\vec{B}$ fali elektromagnetycznej w ośrodku materialnym występuje przesunięcie fazowe, które jest związane z jego dyspersyjno-absorpcyjnymi właściwościami. Z tego powodu wartości efektywnych przenikalności elektrycznej i magnetycznej są wielkościami zespolonymi:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\,\varepsilon_2(\omega)], \tag{2.8a}$$

$$\mu(\omega) = \mu_1(\omega)] + i\,\mu_2(\omega)]. \tag{2.8b}$$

Części rzeczywista $\varepsilon_1(\omega)$ i urojona $\varepsilon_2(\omega)$ efektywnej przenikalności elektrycznej są od siebie zależne, gdyż stanowią składowe transformacji Fouriera tej samej funkcji. Istniejąca między nimi zależność nosi nazwę relacji Kramersa-Kroniga [35] (analogiczne równania otrzymuje się dla $\mu_1(\omega)$ i μ_2 (ω)):

$$\varepsilon_1(\omega) - 1 = \frac{1}{\pi} PV \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varepsilon_2(\omega)}{\omega' - \omega} d\,\omega', \tag{2.9a}$$

$$\varepsilon_2(\omega) = -\frac{1}{\pi} PV \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varepsilon_1(\omega) - 1}{\omega' - \omega} d\,\omega', \tag{2.9b}$$

gdzie *PV* stanowi wartość główną całki w sensie Cauchy'ego (*ang. Cauchy principal value*).

Przesunięciu fazowemu między odpowiednimi polami elektrycznymi i magnetycznymi towarzyszą straty energii promieniowania w ośrodku. Część rzeczywista przenikalności elektrycznej, $\varepsilon_1(\omega)$, jest związana z gęstością energii pola elektrycznego w materiale, natomiast część urojona, $\varepsilon_2(\omega)$, określa energię związaną z falą padającą traconą na rzecz energii termicznej układu. Analogiczna zależność występuje dla przenikalności magnetycznej. Całkowita energia zaabsorbowana w jednostce czasu w objętości *V* ośrodka materialnego na skutek jego oddziaływania z falą elektromagnetyczną w całym zakresie częstotliwości, wyraża się wzorem [35] [36]:

$$P(\omega) = P_e(\omega) + P_m(\omega) = \int_V \int_{-\infty}^{\infty} \omega \left[\varepsilon_2\,(\omega) \left| \vec{E}\,(\vec{r}\,,\omega) \right|^2 + \mu_2\,(\omega) \left| \vec{H}\,(\vec{r}\,,\omega) \right|^2 \frac{d\omega}{2\pi} \right] d^3 r, \tag{2.10}$$

gdzie $P_e(\omega)$ i $P_m(\omega)$ są odpowiednio mocami elektryczną i magnetyczną promieniowania zaabsorbowanego w jednostkowej objętości przez ośrodek materialny. Ze wzoru (2.10) wynika, że w przypadku metamateriałów mających pełnić funkcję absorberów promieniowania elektromagnetycznego istotna jest maksymalizacja części urojonych przenikalności, $\varepsilon_2(\omega)$ oraz $\mu_1(\omega)$, w rozważanym zakresie częstotliwości.

Transmisja *T* dla fali elektromagnetycznej przechodzącej przez metamateriał, jak również odbicie *R* dla fali odbitej od powierzchni metamateriału, podobnie jak dla ośrodka naturalnego, zależą bezpośrednio od efektywnych wartości impedancji falowej *Z* oraz współczynnika załamania *n* ośrodka. Oba te parametry są liczbami zespolonymi i mogą być stosowane zamiennie z przenikalnością elektryczną ε oraz przenikalnością magnetyczną μ do charakteryzacji elektromagnetycznej ośrodka ze względu na ogólne związki:

$$Z = \sqrt{\mu/\varepsilon}\,, \tag{2.11}$$

$$n = \sqrt{\mu\varepsilon}\,. \tag{2.12}$$

Jak wspomniano, metamateriał może być traktowany jako ośrodek ciągły i efektywnie jednorodny, jeśli długość fali λ promieniowania z nim oddziałującego jest wielokrotnie większa od stałej sieciowej a ($\lambda \gg a$). Bazując na modelu Drudego plazmy elektronowej na powierzchni metalu, J. B. Pendry ze współpracownikami opublikował w 1996 roku wzór na efektywną zespoloną przenikalność elektryczną $\varepsilon(\omega)$ metamateriału zbudowanego z sieci cienkich, periodycznie rozłożonych w przestrzeni metalowych drutów [37]. Następnie, w 1999 roku przedstawił odpowiednie wzory na efektywną zespoloną przenikalność magnetyczną $\mu(\omega)$ typowego metamateriału zbudowanego z periodycznie rozłożonych metalowych elementów rezonansowych (ang. *Split Ring Resonators*) w oparciu o klasyczny model oscylatora Lorentza [3]. Właściwości elektryczne metamateriału zbudowanego z obu tych periodycznych struktur określone są przez częstotliwość plazmową ω_p oraz współczynnik tłumienia fali γ_p. Parametry te zależą od efektywnej koncentracji elektronów swobodnych na powierzchni metalu n_e oraz ich masy efektywnej m_e. Właściwości magnetyczne takiego metamateriału zależą natomiast od częstości rezonansowej ω_o, mocy oscylatora F oraz współczynnika tłumienia γ_o. Efektywne wartości $\varepsilon(\omega)$ i $\mu(\omega)$ metamateriału, będącego strukturą kompozytową, zależą między innymi od właściwości elektromagnetycznych materiałów dielektrycznych, metali i półprzewodników wchodzących w jego skład, jak również od parametrów geometrycznych charakteryzujących komórkę elementarną metamateriału. Ze względu na mnogość powiązanych ze sobą czynników mających wpływ na odpowiedź elektromagnetyczną metamateriału, nie jest możliwe precyzyjne określenie dyspersji efektywnych przenikalności elektrycznej i magnetycznej w sposób analityczny, przy użyciu modeli teoretycznych. Z pomocą przychodzą metody numeryczne, które dzięki zastosowaniu wydajnych jednostek obliczeniowych umożliwiają projektowanie i charakteryzację skomplikowanych struktur metamateriałowych bez konieczności przeprowadzania drogich i czasochłonnych eksperymentów.

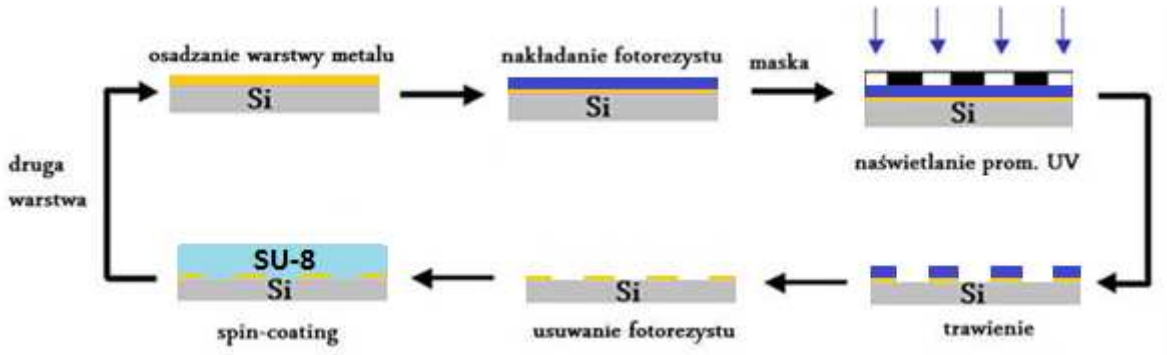
3. PLANARNE METAMATERIAŁOWE ABSORBERY TERAHERCOWE

3.1. Koncepcja i technologia wytwarzania

Metamateriałowe absorbery terahercowe (TMA) będące przedmiotem rozprawy doktorskiej zostały wytworzone w Zakładzie Technologii Mikrosystemów i Nanostruktur Krzemowych (Oddział Zamiejscowy Instytutu Technologii Elektronowej w Piasecznie). Absorbery te są trójwarstwową strukturą kompozytową typu metal-dielektryk-metal wykonaną na podłożu półprzewodnikowym. Aluminiowe elementarne struktury rezonansowe mają różne rozmiary mieszczące się w zakresie od 30 µm do 48 µm. Szerokości ścieżek metalowych tworzących te struktury są rzędu kilku mikrometrów, ale nie są mniejsze niż 2 µm. W związku z małymi wymiarami elementów struktur metalowych do wytwarzania metamateriałowych absorberów terahercowych zastosowano metodę wysokorozdzielczej fotolitografii.

Proces wytwarzania TMA składa się z wielu etapów przedstawionych schematycznie na rys. 3.1. Są to w szczególności:

- przygotowanie podłoża,
- osadzanie pierwszej warstwy aluminium,
- nakładanie pierwszej warstwy fotorezystu,
- wygrzewanie warstwy fotorezystu,
- przygotowanie masek,
- naświetlanie pierwszej warstwy fotorezystu,
- trawienie plazmowe warstw fotorezystu i aluminium,
- usunięcie pozostałego fotorezystu,
- naniesienie warstwy dielektrycznej SU-8 (żywica epoksydowa powszechnie wykorzystywana jako fotorezyst pozytywowy),
- osadzanie drugiej warstwy aluminium i wytworzenie w niej założonego wzoru w identyczny sposób jak dla pierwszej warstwy,
- cięcie wytworzonych absorberów na mniejsze fragmenty.



Rys. 3.1. Schemat ogólny wytwarzania metamateriałowych absorberów terahercowych.

Jako podłoże zastosowano płytkę z monokryształu krzemu o dużej rezystywności (> 10 kΩ/cm). Powierzchnia podłoża została odtłuszczona i poddana procesowi dehydratacji. Ze względu na dużą rezystywność monokryształu krzemu, na jego powierzchni osadzono warstwę SiO_2 o grubości około 10 nm, zapobiegającą przedostawaniu się ładunku elektrycznego do podłoża półprzewodnikowego. Na tak przygotowane podłoże osadzono pierwszą warstwę aluminium o grubości 200 nm, wykorzystując do tego celu metodę naparowywania próżniowego. W przypadku absorberów odbiciowych następnym krokiem było naniesienie warstwy dielektrycznej z fotorezystu SU-8, natomiast w przypadku absorberów transmisyjnych konieczne było wcześniejsze wytworzenie odpowiedniej struktury w warstwie aluminium z wykorzystaniem metody wysokorozdzielczej fotolitografii. W tym celu wykonano odpowiednie maski ze szkła kwarcowego pokrytego warstwą chromu. Na powierzchnię chromu naniesiono cienką warstwę światłoczułego fotorezystu. Wzory masek zostały zaprojektowane w ramach pracy doktorskiej z wykorzystaniem programu graficznego AutoCad, a następnie zaimplementowane w urządzeniu do litografii laserowej. Wzory te odtwarzano w fotorezyście przez jego naświetlanie wiązką laserową punkt po punkcie. W procesie trawienia usuwano naświetlone obszary fotorezystu, a następnie odsłonięte fragmenty warstwy chromu. W ostatnim kroku usunięta została również nienaświetlona część emulsji światłoczułej. W efekcie otrzymano kwadratową płytkę o rozmiarze 5 cali ze strefami przezroczystymi i nieprzezroczystymi, odpowiadającymi wzorom struktur metalowych w TMA.

Wytwarzanie struktur w warstwach aluminiowych wchodzących w skład TMA realizowane było w kilku krokach. Pierwszym z nich było nakładanie fotorezystu (emulsji światłoczułej) techniką rozwirowania (ang. *spin-coating*). Proces ten polega na naniesieniu niewielkiej ilości (około 1 ml) fotorezystu na powierzchnię aluminium, a następnie równomiernym jego rozprowadzeniu na podłożu przez rozwirowanie. Do wytwarzania struktur w warstwach aluminiowych użyto fotorezystu pozytywowego (w tym przypadku łatwiejsza do usunięcia w wywoływaczu jest naświetlona część warstwy fotorezystu). Naniesiona warstwa fotorezystu była następnie poddawana wygrzewaniu w celu jej wstępnego utwardzenia oraz zwiększenia przyczepności do podłoża. Wygrzane próbki umieszczano w naświetlarce projekcyjnej. Po umiejscowieniu przygotowanej maski w niewielkiej

odległości od powierzchni próbki, fotorezyst naświetlano promieniowaniem ultrafioletowym. Dzięki zastosowanemu układowi optycznemu wzór maski rzutowany na warstwę fotorezystu był pięciokrotnie pomniejszony. Po naświetleniu fragmentu powierzchni próbki, maska była przemieszczana nad sąsiadujący obszar warstwy, aż do naświetlenia całej powierzchni fotorezystu (tzw. metoda *stepper*).

Po naświetleniu fotorezystu przeprowadzono proces jego trawienia plazmowego wraz z odsłoniętymi fragmentami warstwy aluminium. Podczas oddziaływania plazmy z naświetlonym podłożem zachodzą jednocześnie zjawiska chemiczne oraz fizyczne. Przemiany chemiczne związane są z reakcjami wolnych rodników (Cl_2, BCl_3) z wytrawianym materiałem i powstaniem lotnych produktów tej reakcji, odpompowywanych z reaktora. Występujące jednocześnie zjawiska fizyczne polegają na wybijaniu atomów i/lub cząsteczek trawionego materiału przez wysokoenergetyczne wolne rodniki. Trawienie plazmowe umożliwia uzyskiwanie wzorów o większej rozdzielczości, charakteryzujące się lepszą selektywnością i anizotropią niż w przypadku trawienia na mokro. Dzięki temu trawienie plazmowe lepiej nadaje się do wykonywania elementarnych struktur aluminiowych o wymaganych w niniejszej pracy doktorskiej rozmiarach. Pozostałości emulsji światłoczułej usuwano stosując trawienie na mokro w rozpuszczalniku organicznym oraz ponowne mycie płytki.

Warstwa dielektryczna SU-8 nanoszona była na podłoże po wytworzeniu pierwszej warstwy aluminium (ze strukturą lub bez niej) techniką rozwirowywania. Warstwy SU-8 naświetlano promieniowaniem ultrafioletowym w celu ich utwardzenia oraz zwiększenia przyczepności do podłoża. Grubość tak wytworzonych warstw wynosiła 7 μm. Drugą warstwę aluminium o grubości 200 nm naparowywano próżniowo bezpośrednio na warstwie SU-8, a następnie wytwarzano jej strukturę w taki sam sposób jak w przypadku pierwszej warstwy. Ostatnią czynnością związaną z wytwarzaniem TMA było cięcie dużej płytki krzemowej z wytworzoną strukturą na mniejsze fragmenty o wymiarach 5 mm × 4 mm, które były wykorzystywane w badaniach metodą spektroskopii terahercowej. Z jednej płytki krzemowej otrzymano około 150 próbek metamateriałowych. Każda próbka reprezentuje sieć dwuwymiarową składającą się z około 5500 struktur elementarnych.

3.2. Zestawienie wytworzonych metamateriałowych absorberów terahercowych

Metamateriałowe absorbery terahercowe zaprojektowano z wykorzystaniem specjalistycznego modułu programistycznego CST Microwave Studio wchodzącego w skład rozbudowanego komercyjnego pakietu programistycznego CST Studio Suite służącego do zaawansowanych symulacji elektromagnetycznych. Moduł ten jest przeznaczony do symulacji pól elektromagnetycznych w zakresie mikrofalowym, ale może być również stosowany do analizy pól o częstotliwościach terahercowych. W ramach pracy doktorskiej zaprojektowano i wytworzono planarne metamateriałowe absorbery terahercowe różnego typu o strukturze sieci 2D, które charakteryzowały się wyraźną

absorpcją i dyspersją elektryczną i magnetyczną w zakresie od około 0,25 THz do około 2 THz. Schematy struktur elementarnych (komórek elementarnych 2D) absorberów oraz fotografie fragmentów powierzchni tych metamateriałów, wykonane z wykorzystaniem mikroskopu konfokalnego, przedstawione są na rysunkach 3.2–3.5. Absorbery te można formalnie podzielić na dwa podstawowe typy – transmisyjne i odbiciowe. W absorberach transmisyjnych (typ t) padające na powierzchnię metamateriału fale elektromagnetyczne z zakresu terahercowego ulegają zarówno odbiciu od tej powierzchni jak również transmisji przez absorber. Oznacza to, że dla tego typu absorberów istotne znaczenie mają widma transmisyjne i odbiciowe. Dla absorberów odbiciowych (typ r), dla których warstwa aluminium występująca bezpośrednio na podłożu krzemowym jest warstwą litą, bez wytrawionego wzoru, nie występuje transmisja promieniowania przez metamateriał.

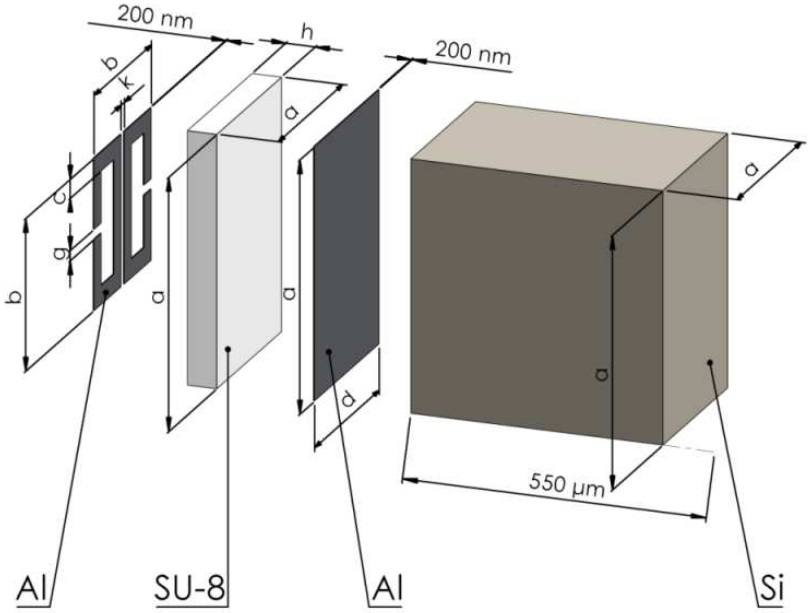
W TMA typu t przedstawionych na rysunkach 3.2–3.5 występują dwa rodzaje odseparowanych od siebie warstwą dielektryczną struktur metalowych. Są to w szczególności struktury liniowe bez występujących w nich przerw (pasek, krzyż, zamknięty kwadrat) oraz struktury zamknięte posiadające wąskie przerwy (prostokąt z przerwą, trójkąt z przerwą, kwadrat z przerwą). Zgodnie z pierwotnym modelem ośrodka metamateriałowego, [2], [3], [5] struktury liniowe odpowiedzialne są przede wszystkim za oddziaływanie z polem elektrycznym fali przechodzącej przez metamateriał i determinują w znacznym stopniu właściwości elektryczne (przenikalność elektryczną) tego ośrodka. Z kolei struktury zamknięte z przerwą zachowują się jak obwody rezonansowe oddziałujące efektywnie ze składową zmiennego pola magnetycznego prostopadłą do ich powierzchni, co w sposób oczywisty determinuje właściwości magnetyczne metamateriału (przenikalność magnetyczną). W przypadku modeli rozważanych w niniejszej pracy doktorskiej należy jednak przyjąć, że odseparowane od siebie elementy występujące w strukturze elementarnej mogą sprzęgać się wzajemnie, w związku z czym przedstawiona wyżej interpretacja nie jest w pełni poprawna. Efekt ten zasadniczo ogranicza możliwości wyprowadzenia odpowiednich wzorów analitycznych charakteryzujących właściwości elektromagnetyczne (przenikalności elektryczną i magnetyczną) konkretnego metamateriału i wymusza stosowanie metod symulacji numerycznych.

Na rysunkach 3.2 i 3.3 przedstawione są modele TMA (2C-r i 2C-t), których struktura elementarna posiada dwukrotną oś symetrii prostopadłą do jej powierzchni. Można się spodziewać, że w takim układzie oddziaływanie padającej prostopadle na tę powierzchnię spolaryzowanej liniowo fali elektromagnetycznej z metamateriałem zależy istotnie od kierunku polaryzacji tej fali. Z kolei na rysunkach 3.4–3.5 przedstawione są modele TMA (Krzyż-t, Kwadrat-t i Kwadrat-r), dla których rozważana oś symetrii jest osią czterokrotną. Dla tych absorberów można się spodziewać (i potwierdziły to eksperymenty), że oddziaływanie spolaryzowanej fali z metamateriałem jest w dużym stopniu niezależne od kierunku polaryzacji. Obie te cechy mogą być brane pod uwagę przy planowaniu potencjalnych zastosowań TMA.

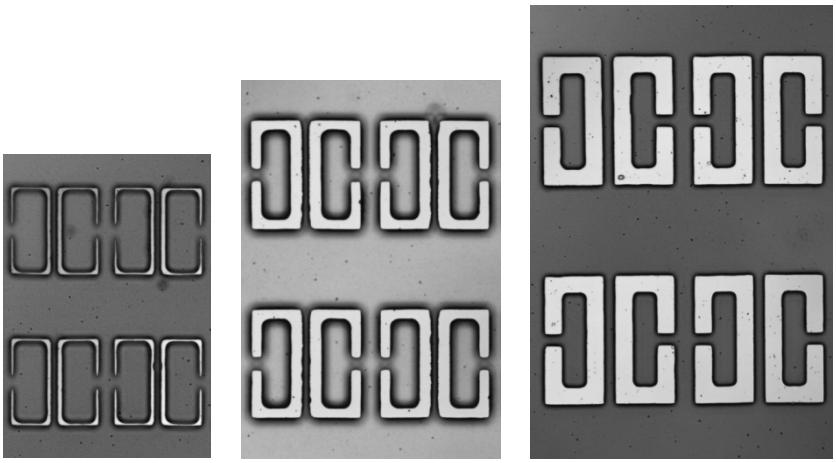
Wszystkie wytworzone próbki metamateriałowe poddano rygorystycznej procedurze selekcji z wykorzystaniem mikroskopu metalograficznego. Próbki sprawdzano pod kątem defektów powstałych

w procesie fotolitograficznym. W konsekwencji, do badań spektroskopowych zakwalifikowano ponad 80% próbek. Dla losowo wybranych próbek tego samego rodzaju zarówno widma transmisyjne jak i odbiciowe w zakresie terahercowym nie różniły się istotnie między sobą.

(a)

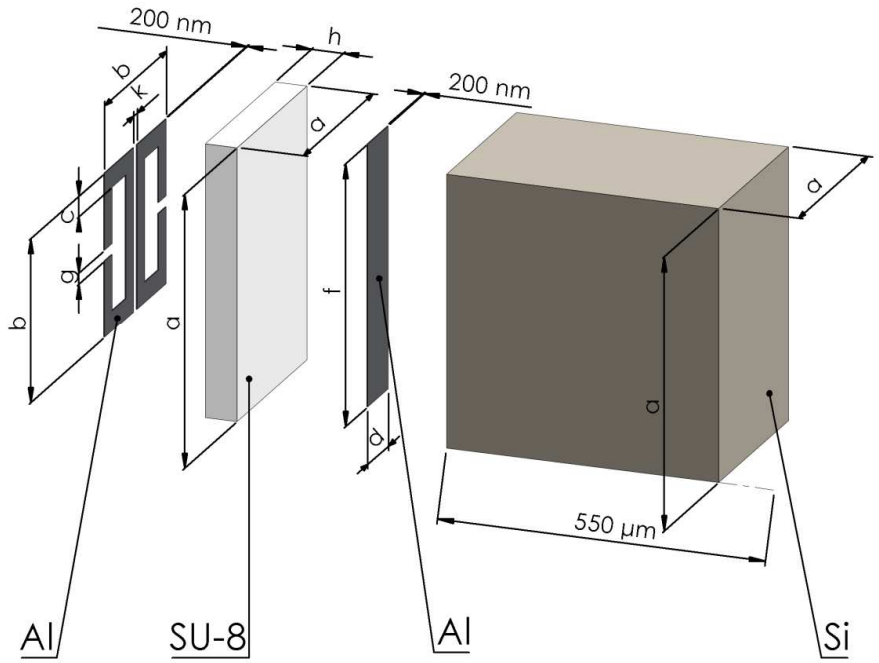


(b) (c) (d)

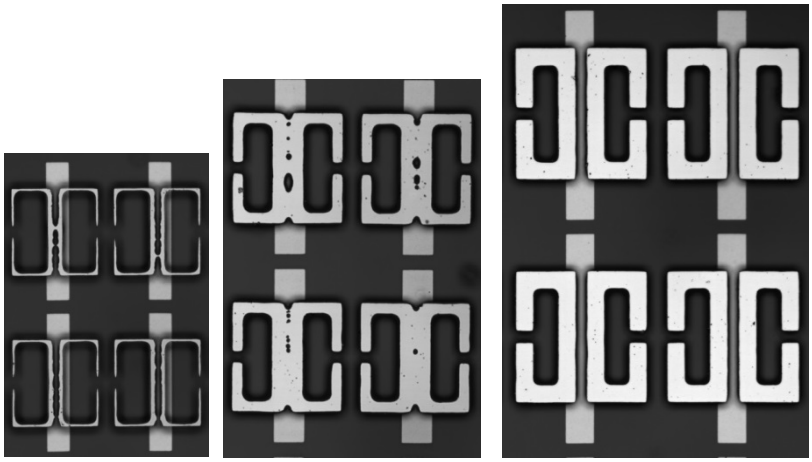


Rys, 3.2. Struktura metamateriałowa 2C-r (odbiciowa) – model komórki elementarnej wraz z naniesionymi charakterystycznymi wymiarami geometrycznymi (a), zdjęcia spod mikroskopu konfokalnego struktur 2C-r1 (b), 2C-r2 (c), 2C-r3 (d) (przedstawione obrazy są powiększone około czterystukrotnie w stosunku do rozmiarów rzeczywistych).

(a)

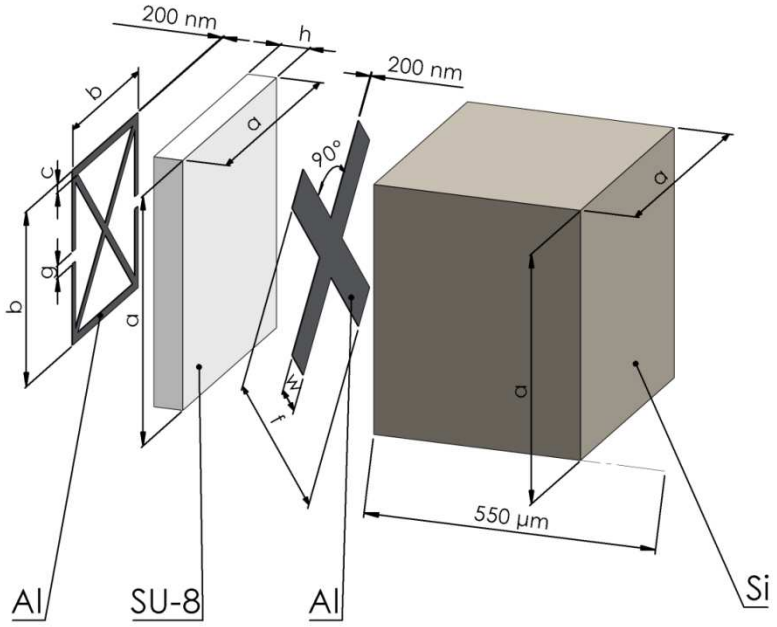


(b) (c) (d)

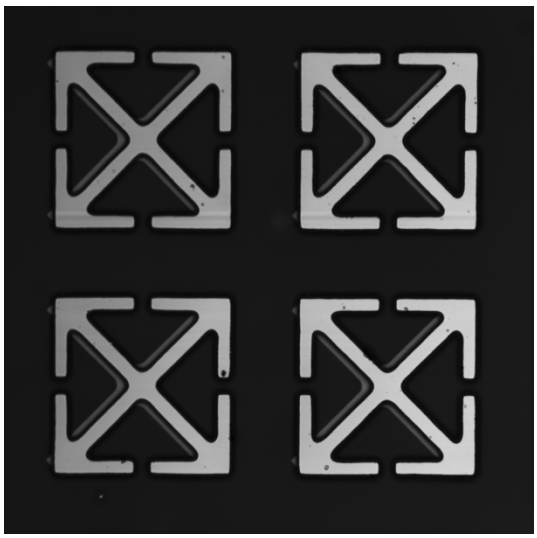


Rys, 3.3. Struktura metamateriałowa 2C-t (transmisyjna) – model komórki elementarnej wraz z naniesionymi charakterystycznymi wymiarami geometrycznymi (a), zdjęcia spod mikroskopu konfokalnego struktur 2C-t1 (b), 2C-t2 (c), 2C-t3 (d) (przedstawione obrazy są powiększone około czterystukrotnie w stosunku do rozmiarów rzeczywistych).

(a)

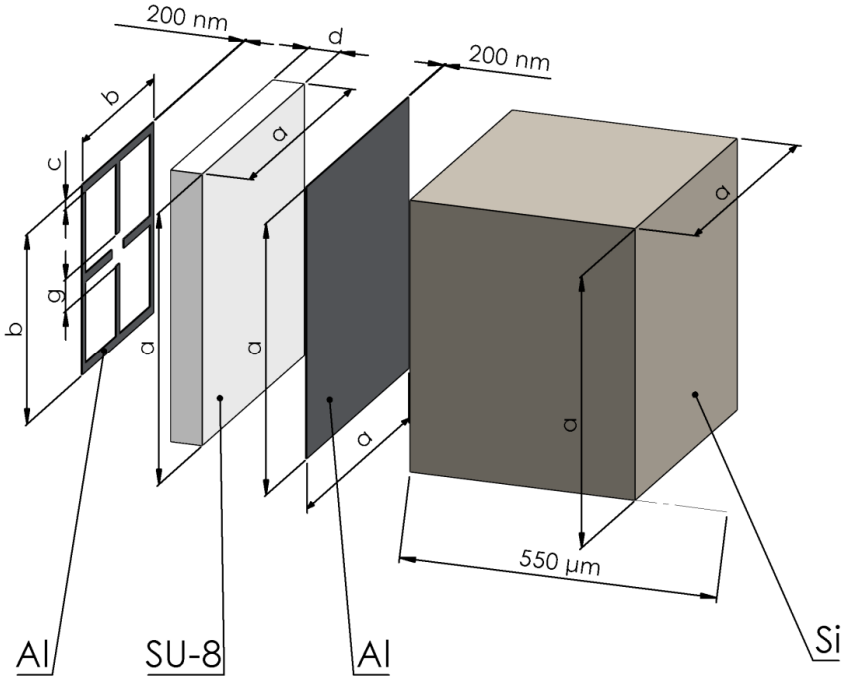


(b)

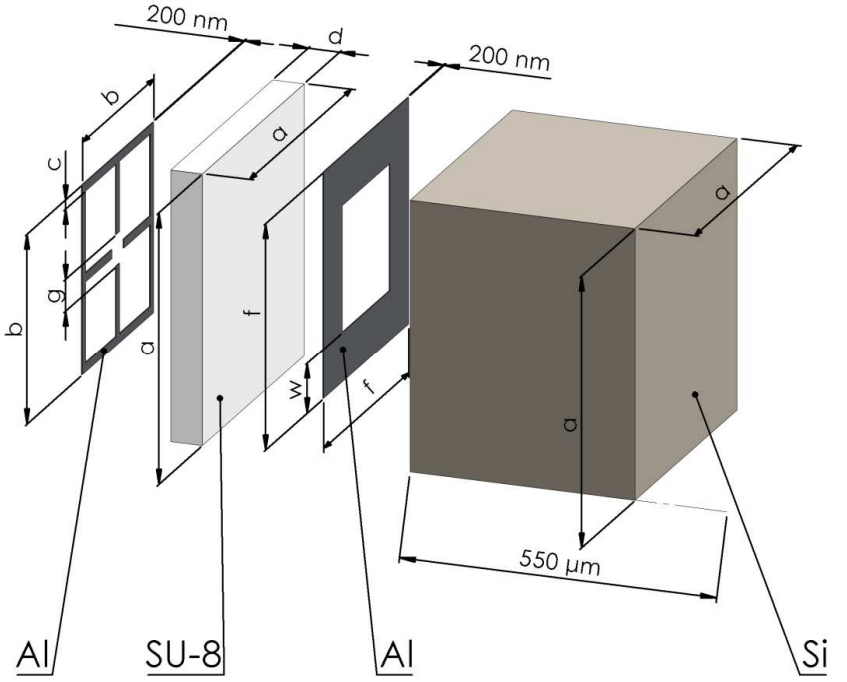


Rys. 3.4. Struktura metamateriałowa Krzyż-t (transmisyjna) – model komórki elementarnej wraz z naniesionymi charakterystycznymi wymiarami geometrycznymi (a), zdjęcie spod mikroskopu konfokalnego (b) (przedstawiony obraz jest powiększony około czterystukrotnie w stosunku do rozmiarów rzeczywistych).

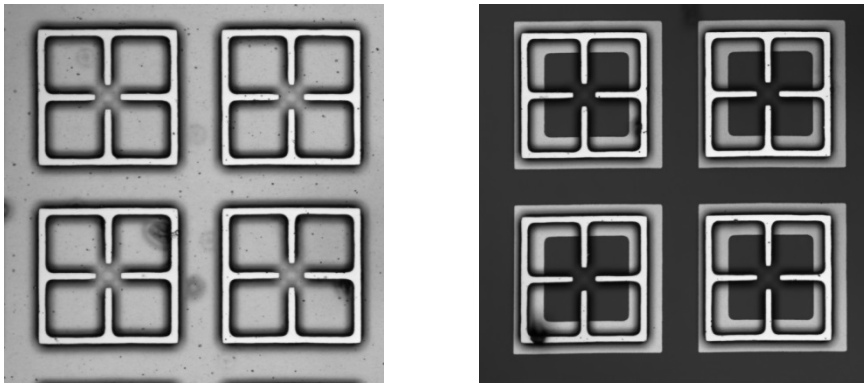
(a)


200 nm
d
200 nm
b
c
g
b
a
a
a
a
a
a
550 µm
Al
SU-8
Al
Si

(b)


200 nm
d
200 nm
b
c
g
b
a
f
w
f
a
a
a
550 µm
Al
SU-8
Al
Si

(c) (d)



Rys, 3.5. Struktury metamateriałowe Kwadrat-r (odbiciowa) i Kwadrat-t (transmisyjna) – modele komórek elementarnych Kwadrat-r (a) oraz Kwadrat-t (b) wraz z naniesionymi charakterystycznymi wymiarami geometrycznymi, zdjęcia spod mikroskopu konfokalnego struktury Kwadrat-r (c) i Kwadrat-t (d) (przedstawione obrazy są powiększone około czterystukrotnie w stosunku do rozmiarów rzeczywistych).

Tabela 3.1. Wymiary geometryczne komórek elementarnych TMA założone przy projektowaniu struktur (zaznaczone kolorem czarnym) i zmierzone dla wytworzonych struktur (zaznaczone kolorem czerwonym).

nazwa struktury	**charakterystyczne wymiary**								
	a	**b**	**c**	**d**	**f**	**g**	**h**	**k**	**w**
2C-r1	50/49,7	30/28,4	2/1,1	34/33,8	-	2/4,85	7	2/2,4	-
2C-r2	60/59,75	36/34,4	4,5/2,98	40,8/40,57	-	2,4/4,29	7	2,4/2,56	-
2C-r3	80/79,83	48/46,5	7,2/6,2	54,4/54,19	-	4,5/4,65	7	4,5/4,6	-
2C-t1	50/49,7	30/28,4	2/1,1	34/33,8	48/46,2	2/4,5	7	2/2,48	8/7,58
2C-t2	60/59,75	36/34,4	4,5/3,2	40,8/40,65	57/54,9	2,4/4,29	7	2,4/2,58	10/9,56
2C-t3	80/79,83	48/46,5	7,2/6,15	54,4/54,16	76,8/76,5	4,5/4,65	7	4,5/4,52	12/10,1
Kwadrat-r	60/60	42/40,1	3/2,1	-	-	6/7,3	7	-	-
Kwadrat-t	60/60	42/40,9	3/2,1	-	48/48,3	6/7,3	7	-	10/10
Krzyż-t	60/60	44/42,5	4/3.3	-	60/60	3/4,3	7	-	8/6

W Tabeli 3.1 zebrane są wymiary geometryczne komórek elementarnych TMA wynikające z projektów, jak również ich odpowiedników wytworzonych w ramach pracy doktorskiej. Dokładność odwzorowania i wymiary elementów komórek TMA określano za pomocą mikroskopu

metalograficznego przy czterystukrotnym powiększeniu. Na tej podstawie stwierdzono, że błąd względny wymiarów zewnętrznych wytworzonych struktur elementarnych jest zasadniczo znacznie mniejszy od błędu względnego wymiarów mniejszych detali tych struktur. W wytworzonych TMA występują również defekty wynikające z nadtrawień i niedotrawień. Nadtrawienia są przyczyną nadmiernego zwężenia poszczególnych ścieżek oraz poszerzenia szczelin w aluminiowych wzorach (rys. 3.2b, 3.3b), a także zaokrągleń narożników (rys. 3.3b–d, 3.4b, 3.5c–d) i przerw w ścieżkach (rys. 3.5d). Niedotrawienia przejawiają się występowaniem przypadkowych połączeń pomiędzy sąsiadującymi ze sobą aluminiowymi detalami danej struktury elementarnej (rys. 3.3b–c).

4. METODY BADAWCZE

4.1. Spektroskopia terahercowa w domenie czasu

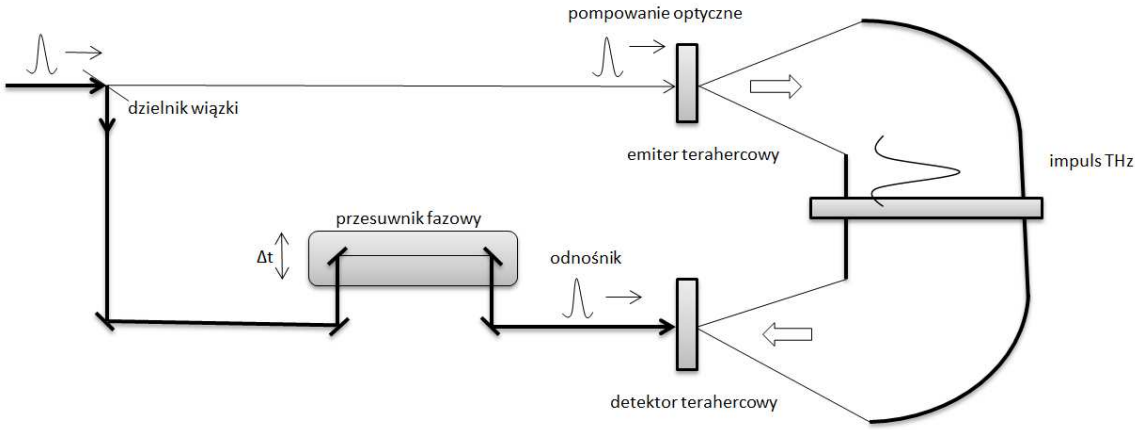
Spektroskopia terahercowa w domenie czasu (ang. *Time Domain Spectroscopy,* TDS) jest nowoczesną i wygodną metodą stosowaną do charakteryzacji i identyfikacji różnych materiałów (w tym również metamateriałów) w zakresie długości fali w próżni od około 1 mm do około 30 μm (0,3 THz–10 THz), odpowiadającym dalekiej podczerwieni. W porównaniu do tradycyjnej metody spektroskopii w podczerwieni, w której do detekcji wykorzystywane są układy z bolometrem, spektroskopia terahercowa pozwala wyznaczyć nie tylko natężenie fali przechodzącej przez próbkę lub fali od niej odbitej, ale również jej fazę. Dzięki temu, oprócz typowych widm związanych z absorpcją na poziomie molekularnym, możliwe jest badanie parametrów charakteryzujących makroskopowe właściwości elektromagnetyczne materiałów, takich jak przenikalność elektryczna, przenikalność magnetyczna, współczynnik załamania, impedancja falowa. Technika wykorzystywana w metodzie spektroskopii terahercowej była opracowana dla optoelektroniki pikosekundowej i stosowana do generacji mikrofal. Opiera się ona na skomplikowanym, zaawansowanym technologicznie i bardzo drogim systemie generacyjno-detekcyjnym. Spektroskopia terahercowa w domenie czasu posiada liczne odmiany i zostanie omówiona na przykładzie komercyjnie dostępnego, spektrometru terahercowego TPS Spectra 3000 firmy TeraView (rys. 4.1), który był wykorzystywany w badaniach metamateriałów w ramach pracy doktorskiej.



Rys. 4.1. Spektrometr terahercowy TPS Spectra 3000 (materiały reklamowe firmy TeraView).

Uproszczony schemat układu optycznego spektrometru terahercowego pracującego w domenie czasu przedstawiony jest na rys. 4.2. W spektrometrze tym wejściowy impuls laserowy ulega rozszczepieniu dzięki zastosowaniu dzielnika wiązki. Jedna wiązka, nazywana wiązką odniesienia,

jest kierowana na układ przesuwnych zwierciadeł tworzących linię opóźniającą i trafia bezpośrednio do detektora terahercowego. Druga wiązka jest ogniskowana na generatorze impulsów terahercowych. Teflonowe soczewki i zwierciadła kierują impuls terahercowy wychodzący z generatora (emitera terahercowego) na badaną próbkę, a następnie do detektora.



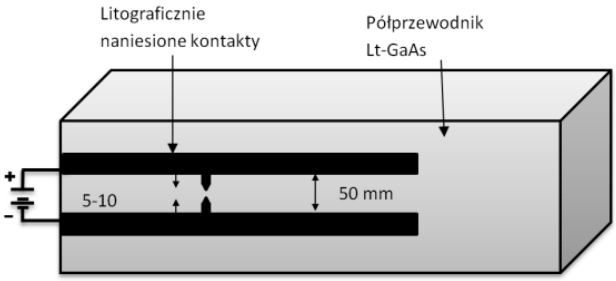
Rys. 4.2. Uproszczony schemat spektrometru terahercowego.

Generacja i detekcja sygnału terahercowego w przypadku spektrometru TPS Spectra 3000 odbywa się za pomocą półprzewodnikowych anten fotoprzewodzących, wytworzonych z niskotemperaturowego arsenku galu LT-GaAs (rys. 4.3a) z naparowanymi kontaktami, pobudzanych serią ultrakrótkich (o czasie trwania równym 50 fs) impulsów laserowych z zakresu widzialnego o częstotliwości repetycji 80 MHz i średniej mocy 300 mW. Anteny terahercowe są swego rodzaju przełącznikami elektrycznymi wykorzystującymi zjawisko fotoprzewodnictwa. W przypadku emitera terahercowego swobodne ładunki elektryczne (elektrony i dziury) powstałe na skutek oświetlania półprzewodnika impulsem laserowym są przyspieszane w spolaryzowanym złączu (rys. 4.3b) i po średnim czasie życia wynoszącym około 1 ps ulegają rekombinacji w silnie zdefektowanej sieci krystalicznej półprzewodnika. Powstały w ten sposób impuls prądowy w półprzewodniku jest źródłem pikosekundowego impulsu promieniowania elektromagnetycznego o widmie z zakresu terahercowego.

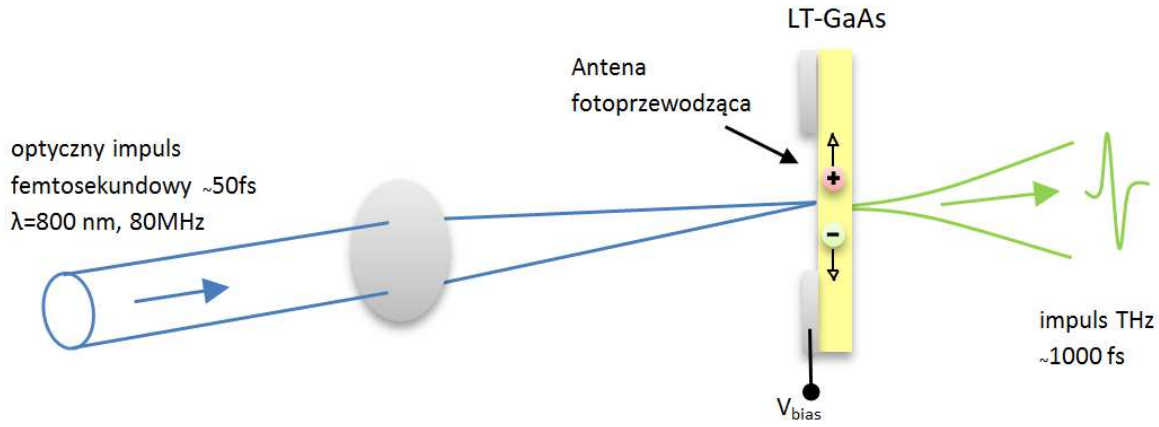
Detektor terahercowy działa w podobny sposób (rys. 4.4). Również w tym przypadku koncentracja swobodnych nośników ładunku w półprzewodniku gwałtownie rośnie na skutek oświetlania kryształu laserowym impulsem odniesienia. Na nośniki te działa pole elektryczne impulsu terahercowego powodując ich przemieszczenie. Powstały impuls prądowy jest proporcjonalny do impulsu terahercowego. Przebieg czasowy impulsu terahercowego jest w ten sposób „skanowany" punkt po punkcie przez serię przesuniętych w czasie laserowych femtosekundowych impulsów

odniesienia. Prąd o wartościach rzędu pojedynczych nanoamperów płynący w detektorze jest proporcjonalny do pola elektrycznego impulsu terahercowego w danej chwili czasu.

(a)



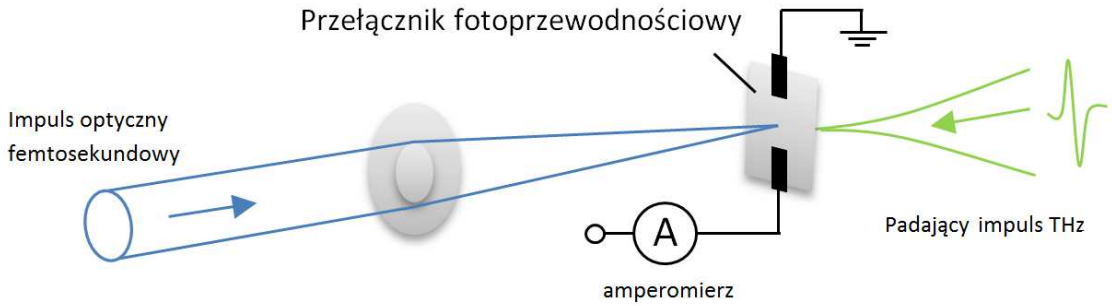
(b)



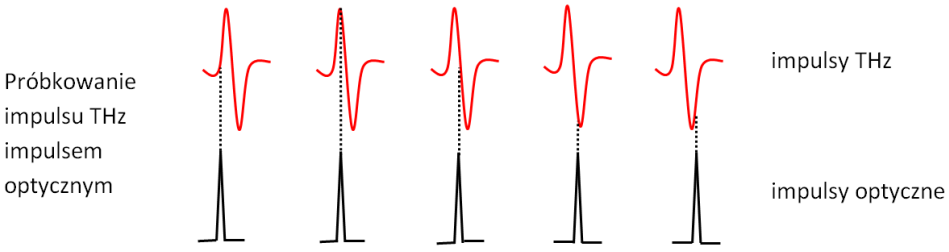
Rys. 4.3. Budowa półprzewodnikowej anteny fotoprzewodzącej (a), schemat działania emitera terahercowego (b).

Komora pomiarowa spektrometru terahercowego przedmuchiwana jest podczas pomiaru suchym powietrzem. Unika się w ten sposób rejestracji występujących w tym zakresie częstotliwości intensywnych pików absorpcyjnych związanych z niepożądaną obecnością pary wodnej. W zależności od rodzaju zastosowanej wymiennej przystawki, pomiary mogą być wykonywane zarówno w trybie transmisyjnym jak i odbiciowym. Podczas pomiarów transmisyjnych, spolaryzowany liniowo impuls terahercowy pada na próbkę prostopadle do jej powierzchni i jest rejestrowany po przejściu przez nią. W trybie odbiciowym impuls terahercowy pada na powierzchnię badanego materiału pod kątem 45° lub 22,5° i jest rejestrowany po odbiciu od próbki. Na rys. 4.5 przedstawiono schematycznie bieg wiązki impulsu terahercowego podczas pracy spektrometru w każdym z tych trybów.

(a)

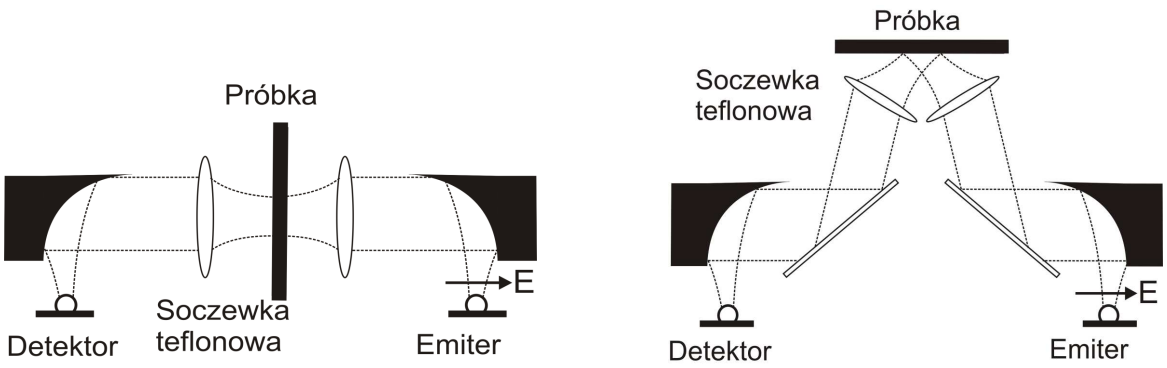


(b)



Rys. 4.4. Schemat działania detektora terahercowego (a), próbkowanie impulsu THz serią impulsów optycznych (femtosekundowych) (b).

(a) (b)

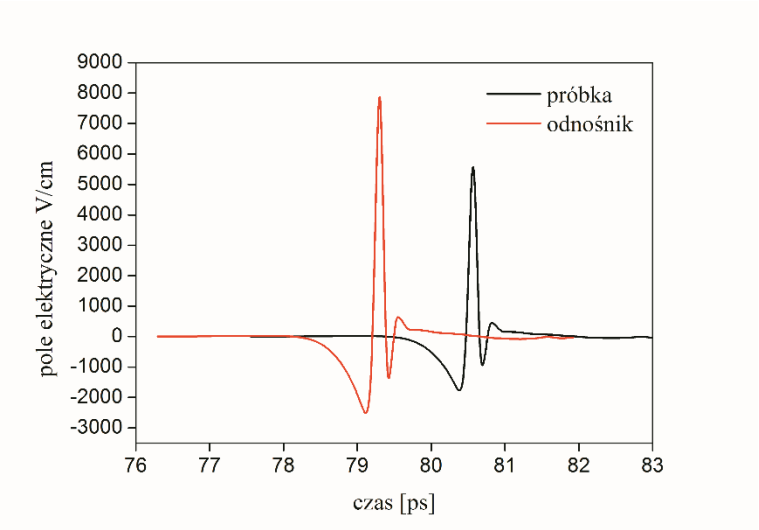


Rys. 4.5. Schemat biegu wiązki impulsu terahercowego w spektrometrze terahercowym podczas pracy w modzie transmisyjnym (a) i odbiciowym (b).

Pomiar z wykorzystaniem spektrometru terahercowego wykonywany jest zawsze dwuetapowo. Najpierw rejestrowany jest sygnał terahercowy odnośnika, którym w trybie transmisyjnym jest suche powietrze o transmisji w badanym zakresie równej jedności ($T = 1$), natomiast w trybie odbiciowym odnośnikiem jest zwierciadło z naparowanego złota o odbiciu równym jedności ($R = 1$). Następnie rejestrowany jest sygnał badanej próbki. Program obsługujący spektrometr porównuje wyniki

otrzymane dla odnośnika i próbki. Po przeprowadzeniu obliczeń uzyskuje się zestaw zmierzonych oraz przeliczonych danych liczbowych oraz odpowiadających im wykresów. Sposób analizy i interpretacji danych pomiarowych omówiony zostanie na przykładzie wyników uzyskanych dla wysokorezystywnego monokryształu krzemu, wykonanych w Instytucie Optoelektroniki WAT.

Na rys. 4.6 przedstawiony jest sygnał terahercowy odnośnika, którym jest powietrze (pusta komora pomiarowa) oraz sygnał sumaryczny powietrza i próbki. Sygnał ten może być w szczególności interpretowany jako zależne od czasu natężenie pola elektrycznego impulsu terahercowego. W badaniach spektroskopowych podstawowe znaczenie ma widmo elektromagnetyczne sygnału, które można uzyskać przeprowadzając transformację Fouriera natężenia pola elektrycznego będącego funkcją czasu.



Rys. 4.6. Natężenie pola elektrycznego impulsu terahercowego po przejściu przez odnośnik (powietrze) oraz próbkę (płytka wysokorezystywnego krzemu i powietrze) w funkcji czasu (Pomiary wykonano w Instytucie Optoelektroniki WAT).

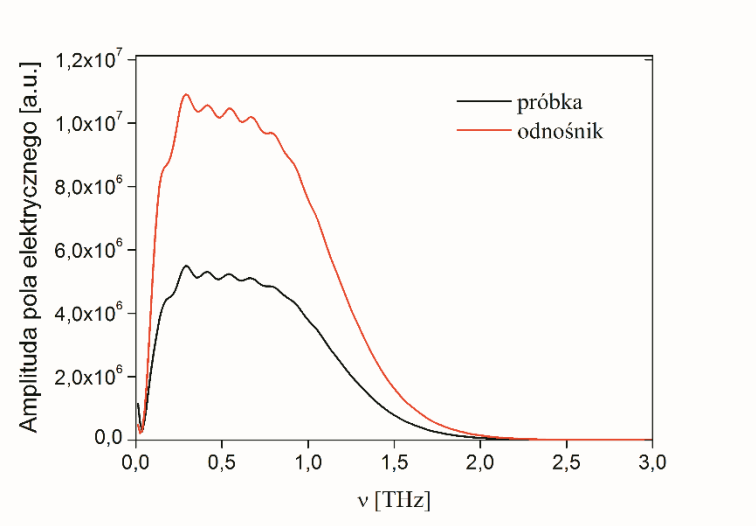
Transformacja Fouriera pozwala wyznaczyć udział monochromatycznych płaskich fal elektromagnetycznych o określonych częstotliwościach w impulsie elektromagnetycznym [38]. Fale tego typu opisane są matematycznie w następujący sposób:

$$E_S(\nu) = A_S(\nu)e^{i(\omega t - kx - \varphi_S)}, \tag{4.1}$$

gdzie A_S jest amplitudą, a φ_S – fazą sygnału terahercowego po przejściu przez próbkę i odnośnik.

W wyniku zastosowania transformacji Fouriera uzyskuje się amplitudę i fazę każdej z fal płaskich wchodzących w skład impulsu terahercowego. W ten sposób otrzymuje się pełną informację o tym impulsie wyrażoną w domenie częstotliwości.

Na rys. 4.7 przedstawiono amplitudę pola elektrycznego sygnału terahercowego w funkcji częstotliwości po przejściu przez odnośnik (powietrze), $A_R(\nu)$, oraz przez próbkę (płytka krzemowa i powietrze), $A_S(\nu)$.



Rys. 4.7. Widmo sygnału terahercowego odnośnika (powietrze) oraz próbki (płytka krzemowa i powietrze) (pomiary wykonano w Instytucie Optoelektroniki WAT).

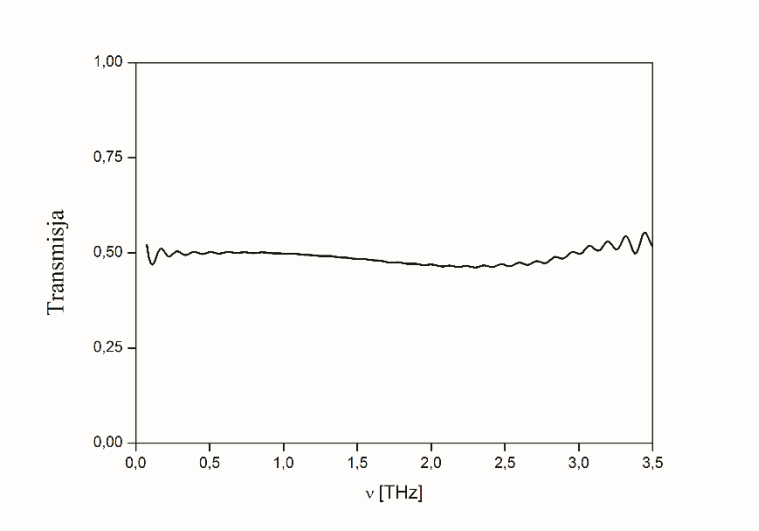
Zarejestrowane amplitudy sygnałów terahercowych dla odnośnika i próbki, będące w ogólności wielkościami zespolonymi, umożliwiają obliczenie natężenia promieniowania terahercowego po przejściu przez odnośnik, $I_R = E_R(\nu)E_R^*(\nu)$ i próbkę, $I_S = E_S(\nu)E_S^*(\nu)$ (symbol *oznacza sprzężenie zespolone).

Podstawowe znaczenie w badaniach spektroskopowych ma transmisja T, która określa jaka część energii promieniowania padającego prostopadle na powierzchnię próbki (płytki płasko-równoległej) jest przez nią przepuszczana [39]:

$$T = \frac{I_S}{I_R}. \tag{4.2}$$

Transmisja dla płytki z wysokorezystywnego monokryształu krzemu w zakresie terahercowym jest przedstawiona na rys. 4.8. Jak można zauważyć, transmisja jest w przybliżeniu stała i wynosi około 0,5 w zakresie częstotliwości od około 0,3 THz do 3,5 THz.

Przeprowadzając pomiary w modzie odbiciowym można wyznaczyć odbicie R, czyli względne natężenie promieniowania po odbiciu na granicy powietrze-próbka. Na podstawie tych pomiarów stwierdzono, że w zakresie częstotliwości od około 0,3 THz do 3,5 THz odbicie jest w przybliżeniu stałe i wynosi około 0,45



Rys. 4.8. Transmisja dla płytki z wysokorezystywnego monokryształu krzemu w zakresie terahercowym (pomiary wykonano w Instytucie Optoelektroniki WAT).

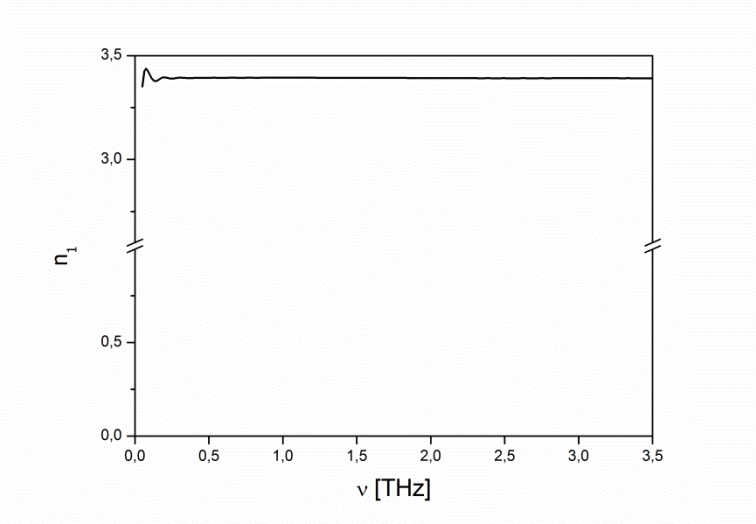
.

Na podstawie różnicy faz sygnałów przechodzącego przez próbkę $\varphi_S(\nu)$, i odnośnik o identycznej grubości $\varphi_R(\nu)$, można obliczyć część rzeczywistą współczynnika załamania korzystając z następującego wzoru [39]:

$$n_1 = 1 + c_0 \frac{[\varphi_S(\nu) - \varphi_R(\nu)]}{2\,\pi\,d\,\nu}, \tag{4.3}$$

gdzie *d* jest grubością próbki, a c_0 prędkością światła w próżni. Jak wynika z (4.3), część rzeczywista współczynnika załamania jest proporcjonalna do różnicy faz obu sygnałów.

Na rys. 4.9 przedstawiona jest część rzeczywista współczynnika załamania dla wysokorezystywnego monokryształu krzemu, wyznaczona na podstawie (4.3) z wykorzystaniem oprogramowania będącego częścią składową spektrometru terahercowego. Współczynnik załamania n_1 ma stałą wartość równą około 3,38 w rozpatrywanym przedziale częstotliwości.



Rys. 4.9. Część rzeczywista współczynnika załamania wysokorezystywnego monokryształu krzemu w zakresie terahercowym (pomiary wykonano w Instytucie Optoelektroniki WAT).

Współczynnik absorpcji α, definiowany jako odwrotność grubości warstwy próbki, po przejściu której światło ma e-krotnie mniejsze natężenie, wyraża się wzorem:

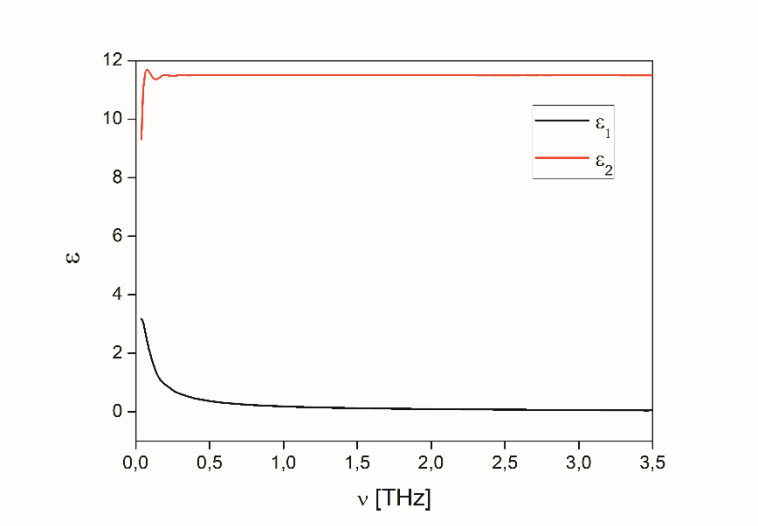
$$\alpha = \frac{1}{d}\ln\frac{I_R}{I_S}\,. \tag{4.4}$$

Współczynnik α jest charakterystyczny dla danej substancji (dla promieniowania o ustalonym składzie widmowym). Duża wartość tego współczynnika oznacza silne pochłanianie promieniowania elektromagnetycznego o określonej częstotliwości.

Część urojona współczynnika załamania, n_2, zależy od współczynnika α i wyraża się następującym wzorem:

$$n_2 = \frac{\alpha c_0}{4\pi\nu} \tag{4.5}$$

Określenie zespolonego współczynnika załamania, przy założeniu, że badany materiał jest niemagnetyczny ($\mu = 1$), umożliwia wyznaczenie części rzeczywistej i urojonej przenikalności elektrycznej (rys. 4.10) na podstawie (2.12).



Rys. 4.10. Część rzeczywista i urojona przenikalności elektrycznej wysokorezystywnego monokryształu krzemu w zakresie terahercowym (pomiary wykonano w Instytucie Optoelektroniki WAT).

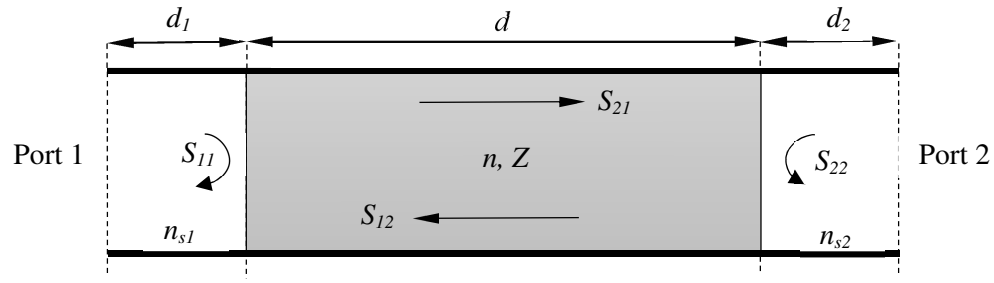
4.2. Metoda symulacji numerycznych

4.2.1. Zagadnienie odwrotne – związki konstytutywne

Fale elektromagnetyczne padające na TMA mogą ulegać odbiciu od powierzchni próbki lub transmisji na jej drugą stronę, a także mogą zostać w niej zaabsorbowane. Transmisję T i odbicie R fali płaskiej padającej na jednorodną płytkę metamateriałową można scharakteryzować za pomocą macierzy rozpraszania o wymiarze 2×2, której elementy S_{ij}, nazywane parametrami S, są liczbami zespolonymi [40]. Pojęcie macierzy rozpraszania i parametrów S funkcjonuje powszechnie w teorii obwodów elektrycznych, gdzie urządzenia tego typu są często traktowane jako „czarne skrzynki" posiadające dwa porty – wejściowy i wyjściowy. Parametry elektromagnetyczne urządzeń wysokiej częstotliwości powiązane są wtedy poprzez związki konstytutywne z sygnałami elektromagnetycznymi rejestrowanymi w tych portach. W przypadku płaskiej fali elektromagnetycznej padającej na TMA, elementy macierzy rozpraszania określane są jako odpowiednie stosunki natężeń pól elektrycznych (lub magnetycznych) fali padającej, odbitej i transmitowanej przez metamateriał, zgodnie ze schematem przedstawionym na rys. 4.11 [40], [41], [42], [36], a w szczególności:

- parametr S_{11} jest stosunkiem natężeń pola elektrycznego (magnetycznego) fali odbitej i padającej od strony portu 1,
- parametr S_{22} jest stosunkiem natężeń pola elektrycznego (magnetycznego) fali odbitej i padającej od strony portu 2,

- parametr S_{12} jest stosunkiem natężenia pola elektrycznego (magnetycznego) fali po przejściu przez TMA od strony portu 2 do portu 1 do natężenia fali padającej od strony portu 2,
- parametr S_{21} jest stosunkiem natężenia pola elektrycznego (magnetycznego) fali po przejściu przez TMA od strony portu 1 do portu 2 do natężenia fali padającej od strony portu 1.



Rys. 4.11. Schemat TMA określający parametry macierzy rozpraszania (S_{ij}) i parametry charakteryzujące właściwości elektromagnetyczne TMA (n, Z).

Na schemacie uwzględniono warstwy z naturalnych bezstratnych materiałów występujące między portami a metamateriałem o grubościach, odpowiednio, d_1 i d_2 i współczynnikach załamania n_{s1} i n_{s2}.

W ramach pracy doktorskiej, w oparciu o model TMA przedstawiony na rys. 4.11 wyprowadzono związki konstytutywne wiążące ze sobą parametry macierzy rozpraszania (S_{ij}) i parametry elektromagnetyczne TMA (n, Z) [43]. W modelu uwzględniono warstwy z naturalnych bezstratnych materiałów o grubościach, odpowiednio, d_1 i d_2 o współczynnikach załamania n_{s1} i n_{s2} występujących między portami a metamateriałem o grubości d i parametrach n i Z . Stanowi to istotne rozszerzenie w stosunku do zaprezentowanych wcześniej związków, w których zakładano, że warstwy te są identyczne [42]. Podstawowym celem wprowadzenia uogólnionych związków konstytutywnych było lepsze odwzorowanie rzeczywistych struktur TMA wraz z ich najbliższym otoczeniem w założeniach przyjmowanych w symulacjach numerycznych. Zespolone parametry S_{21} i S_{11} związane są w tym przypadku z impedancją falową Z i współczynnikiem załamania światła n rozważanych TMA następująco:

$$S_{21} = e^{in_{s1}kd_1} e^{in_{s2}kd_2} \frac{\left[1-(Z-1)^2(Z+1)^{-2}\right]e^{inkd}}{1-(Z-1)^2(Z+1)^{-2}e^{2inkd}}, \tag{4.6}$$

$$S_{11} = e^{2in_{s1}kd_1} \frac{(Z-1)(Z+1)^{-1}\left(1-e^{2inkd}\right)}{1-(Z-1)^2(Z+1)^{-2}e^{2inkd}}, \tag{4.7}$$

gdzie d jest grubością płytki metamateriałowej, k jest liczbą falową w próżni, natomiast i oznacza jednostkę urojoną.

Przeprowadzone w ramach pracy doktorskiej symulacje numeryczne z wykorzystaniem oprogramowania CST Microwave Studio pokazały, że ich wynik zależy w znacznym stopniu od

przyjętych wartości parametrów d_1, d_2, n_{s1} i n_{s2}. Szczególnie silnie od położenia portów zależą wartości składowych macierzy rozpraszania, co w konsekwencji ma wpływ na efektywne parametry elektromagnetyczne TMA. Odległość pomiędzy powierzchniami zewnętrznymi TMA a portami powinna być na tyle mała, aby wkład otaczającego metamateriał ośrodka naturalnego (powietrza, wysokorezystywnego krzemu) był możliwie najmniejszy, ale jednocześnie na tyle duży, aby stacjonarne pole elektromagnetyczne (ewanescentne), występujące przy powierzchni metamateriału, było odpowiednio małe na powierzchni portów.

Związki konstytutywne (4.6) i (4.7) obowiązują zasadniczo dla ośrodków izotropowych. Jednak w przypadku gdy fale elektromagnetyczne rozprzestrzeniają się wzdłuż osi głównych ośrodka anizotropowego, to wówczas można je również wykorzystywać do obliczania składowych tensora efektywnej impedancji falowej Z oraz współczynnika załamania n metamateriału. Rozwiązując układ równań (4.7) i (4.8), parametry te można wyrazić za pomocą następujących wzorów [40]:

$$Z = \pm\left[(1+S'_{11})^2 - S'^2_{21}\right]^{\frac{1}{2}}\left[(1-S'_{11})^2 - S'^2_{21}\right]^{-\frac{1}{2}}, \tag{4.8}$$

$$e^{inkd} = \frac{1}{2S'_{21}}\left(1 - S'^2_{11} + S'^2_{21}\right) \pm i\left\{1 - \left[\frac{1}{2S'_{21}}\left(1 - S'^2_{11} + S'^2_{21}\right)\right]^2\right\}^{\frac{1}{2}}, \tag{4.9}$$

gdzie $S'_{11} = S_{11}/e^{2in_{s1}kd_1}$ i $S'_{21} = S_{21}/e^{in_{s1}kd_1}e^{in_{s2}kd_2}$.

TMA jest ośrodkiem pasywnym - absorpcyjnym i dyspersyjnym, w związku z czym spełnione są następujące warunki [40], [43]:

$$Z_1(\omega) \geq 0, \tag{4.10.a}$$

$$n_2(\omega) \geq 0. \tag{4.10.b}$$

Znaki „+” lub „-” w (4.8) i (4.9) wybierane są w taki sposób, aby powyższe warunki były zawsze spełnione. Przekształcenie równania (4.9) przez jego obustronne zlogarytmowanie prowadzi do następującego wzoru na zespolony współczynnik załamania:

$$n = \frac{1}{kd}\left\{\left[Re\left(\ln\left(e^{inkd}\right)\right) + 2m\pi\right] - i\left[Im\left(e^{inkd}\right)\right]\right\}, \tag{4.11}$$

gdzie funkcje eksponencjalne należy zastąpić wyrażeniem występującym po prawej stronie równania (4.9), zależnym wyłącznie od parametrów S uzyskanych w symulacjach numerycznych lub z eksperymentu.

Wzór (4.11) uwidacznia fakt, że część rzeczywista współczynnika załamania, n_1, przyjmuje nieskończenie wiele różnych wartości, które różnią się od siebie stałą 2π pomnożoną przez dowolną liczbę całkowitą *m*. Ze względu na silną dyspersję parametrów elektromagnetycznych metamateriału (w okolicy rezonansu) właściwy wybór liczby *m* w przypadku metamateriałów wymaga kompleksowej analizy zmian współczynnika załamania w obszarze rezonansowym. Prawidłowe określenie parametru *m* ma kluczowe znaczenie przy obliczeniach efektywnych parametrów elektromagnetycznych matamateriałów [36]. W przypadku ośrodków o słabej dyspersji, takich jak jednorodne materiały dielektryczne, o wyborze stałej *m* decyduje stosunek grubości tego materiału do długości propagującej się w nim fali elektromagnetycznej. Gdy grubość warstwy dielektrycznej jest mniejsza od długości fali, to wtedy *m* przyjmuje wartość równą 0. W przypadku TMA badanych w pracy doktorskiej stosowane jest podłoże z wysokorezystywnego krzemu o grubości rzędu kilkuset mikrometrów charakteryzujące się małą dyspersją, które wprowadza łatwe do określenia przesunięcie fazowe fali wzdłuż całej próbki. W konsekwencji, ta część przesunięcia fazowego może być pominięta w numerycznej analizie warstwy metamateriałowej bez istotnego wpływu na jej dyspersję i absorpcję. Uwzględniając w obliczeniach numerycznych odpowiednio cienkie podłoże krzemowe, można prosto rozwiązać problem wyboru liczby *m* w (4.11), unikając jednocześnie efektów interferencyjnych związanych z wielokrotnymi odbiciami fali elektromagnetycznej na granicach krzem/metamateriał i krzem/powietrze.

Pewnym problemem pojawiającym się podczas wyznaczania efektywnych parametrów n i Z metamateriału na podstawie parametrów S jest duża czułość parametrów materiałowych na zmiany parametrów S, co może prowadzić do stosunkowo dużych błędów w obliczeniach współczynnika załamania i impedancji falowej [42].

Pomijając rozpraszanie fal elektromagnetycznych w metamateriale, absorpcję *A* można wyznaczyć korzystając ze wzoru:

$$A = 1 - T - R \ , \tag{4.12}$$

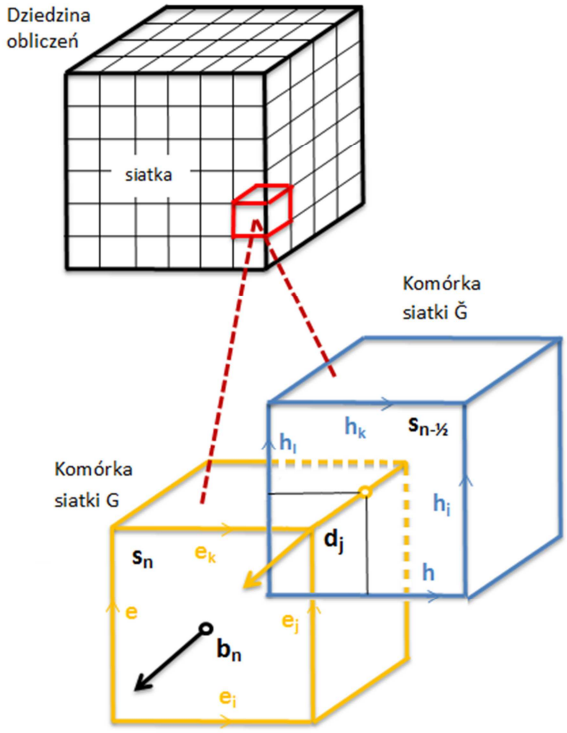
gdzie $T = |S_{21}|^2$ i $R = |S_{11}|^2$ są odpowiednio transmisją i odbiciem.

Jak wynika z (4.7), odbicie maleje do zera ($R \to 0$), gdy impedancja falowa jest bliska jedności ($Z \to 1$). Na podstawie (4.6) można stwierdzić, że dla $Z = 1$ transmisja T wyraża się w prosty sposób jako funkcja n_2: $T = e^{-2n_2 kd}$ i wtedy $T \to 0$ dla $n_2 \to \infty$ [44]. Spełniając powyższe warunki otrzymuje się bliską jedności absorpcję promieniowania elektromagnetycznego w określonym zakresie częstotliwości.

4.2.2. Metoda całkowania skończonego

W przypadku skomplikowanych ośrodków kompozytowych, takich jak metamateriały, w praktyce niemożliwe jest wyprowadzenie wzorów analitycznych określających ich właściwości elektromagnetyczne w oparciu o modele teoretyczne w sposób precyzyjny. Konieczne jest w takich przypadkach przeprowadzenie eksperymentów na rzeczywistych modelach, które jest kosztowne i czasochłonne, bądź też wykorzystanie zaawansowanych metod numerycznych. Istnieje wiele metod numerycznych umożliwiających rozwiązywanie równań Maxwella oraz równań konstytutywnych w dowolnie zdefiniowanym obszarze przestrzeni. Do najbardziej znanych metod numerycznych należą: metoda elementów skończonych *(ang. Finite Element Method – FEM,* stosowany jest również polski skrót *MES)*, metoda różnic skończonych w dziedzinie czasu *(ang. Finite Difference Time Domain – FDTD)*, metoda dyskretnych dipoli *(ang. Discrete Dipole Approximation – DDA)* oraz metoda całkowania skończonego (*ang. Finite Integration Technique - FIT*). Modele metamateriałów prezentowane w dalszej części niniejszej rozprawy projektowane były przy użyciu komercyjnego oprogramowania Microwave Studio firmy CST wykorzystującego do obliczeń metodę *FIT* [45]. Metoda ta została zaproponowana przez T. Weilanda w 1997 roku i umożliwia w sposób efektywny rozwiązywanie skomplikowanych zagadnień z zakresu pól elektromagnetycznych statycznych, jak również pól o wysokiej częstotliwości w domenie czasu oraz w domenie częstotliwości.

W metodzie *FIT* ograniczona przestrzeń Ω, wewnątrz której znajduje się badany model, dzielona jest na dwa kompleksy skończonych komórek prostych (np. sześciennych), nazywanych również siatkami komórek prostych (rys. 4.12). Pierwsza siatka, nazywana siatką podstawową lub podstawowym kompleksem komórek i oznaczana jako G, jest wykorzystywana przy rozwiązywaniu całkowych równań Faradaya oraz Gaussa dla pola magnetycznego. Druga siatka, nazywana siatką dualną lub dualnym kompleksem komórek i oznaczana jako $\tilde{G}$, przesunięta w przestrzeni Ω względem pierwszej, służy jako baza do rozwiązywania całkowego uogólnionego równania Ampera oraz równania Gaussa dla pola elektrycznego.



Rys. 4.12 Podział przestrzeni w metodzie FIT na siatkę pierwotną G i dualną $\tilde{G}$.

Rozkład przestrzeni Ω, która stanowi dziedzinę obliczeń numerycznych, na kompleks komórek prostych o objętościach V_n musi spełniać warunek ich wzajemnego dopasowania. Oznacza to, że część wspólna dowolnych dwóch różnych komórek jest pusta lub musi być dwuwymiarową ścianką $A_m \in G$ ($\tilde{A}_m \in \tilde{G}$) albo jednowymiarową krawędzią $L_k \in G$ ($\tilde{L}_k \in \tilde{G}$) lub wierzchołkiem $N_l \in G$ ($\tilde{N}_l \in \tilde{G}$).

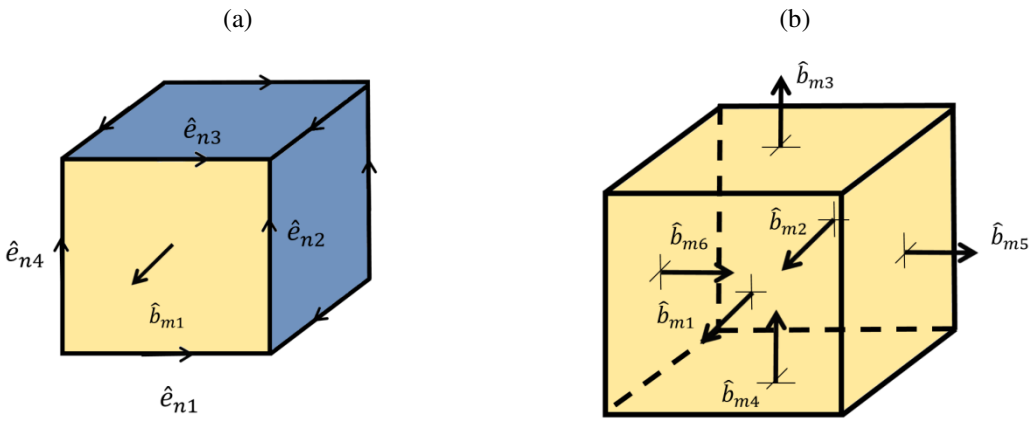
Przed rozpoczęciem obliczeń numerycznych równania Maxwella należy przekształcić z postaci całkowej do postaci dyskretnej. Prawo Faraday'a w postaci całkowej, które wyraża się wzorem

$$\oint_{L(S)} \vec{E}\, d\vec{l} = -\int_{S} \frac{\partial}{\partial t}\vec{B}\, d\vec{s}, \tag{4.13}$$

jest przekształcane dla wybranej ścianki komórki do następującej postaci dyskretnej:

$$\hat{e}_{n1} + \hat{e}_{n2} - \hat{e}_{n3} - \hat{e}_{n4} = -\frac{d}{dt}\hat{b}_{m1}\,, \tag{4.14}$$

gdzie $\hat{e}_{nl}$ ($l = 1, 2, \ldots, 4$) są napięciami elektrycznymi wzdłuż krawędzi komórki siatki G otaczających jedną z jej ścian (rys. 4.13a), a $\hat{b}_{m1}$ jest strumieniem magnetycznym związanym z tą ścianą (rys. 4.13b).



Rys. 4.13 Napięcia elektryczne wzdłuż krawędzi (a) strumienie magnetyczne na ścianach (b) komórki elementarnej siatki G – ilustracja prawa Faraday'a w postaci dyskretnej.

Napięcia elektryczne wzdłuż krawędzi wszystkich komórek siatki G można traktować jako składowe pewnego wektora kolumnowego $\hat{\boldsymbol{e}} = \{\hat{e}_n\}_{n:L_n \in G}$, podobnie jak strumienie magnetyczne przez ściany wszystkich komórek: $\widehat{\boldsymbol{b}} = \{\hat{b}_m\}_{m:A_m \in G}$. Prawo Faraday'a w odniesieniu do wszystkich powierzchni komórek otoczonych krawędziami, przynależnych do siatki G, można wtedy zapisać jako układ liniowych równań różniczkowych zwyczajnych w następujący sposób:

$$\sum_{n:L_n \in G} C_{m,n}\hat{e}_n = -\frac{d}{dt}\hat{b}_m \quad \wedge m: A_m \in G \tag{4.15}$$

lub w postaci skróconej jako

$$\boldsymbol{C}\hat{\boldsymbol{e}} = -\frac{d\widehat{\boldsymbol{b}}}{dt}, \tag{4.16}$$

gdzie macierz $\boldsymbol{C} = \{C_{m,n}\}$ jest dyskretnym operatorem rotacji w siatce podstawowej G wyrażonym przez macierz o współczynnikach $C_{m,n} \in \{-1, 0, 1\}$.

Analogicznie prawo Gaussa dla pola magnetycznego w zastosowaniu do wszystkich komórek siatki G, przedstawiane w postaci całkowej równaniem

$$\oint_{S(V)} \vec{B}\, d\vec{S} = 0, \tag{4.17}$$

można wyrazić w sposób dyskretny zależnością (rys. 4.13b):

$$-\hat{b}_{m1} + \hat{b}_{m2} - \hat{b}_{m3} + \hat{b}_{m4} - \hat{b}_{m5} + \hat{b}_{m6} = 0\ , \tag{4.18}$$

gdzie $\hat{b}_{ml}$ ($l = 1, 2, \ldots, 6$) są strumieniami magnetycznymi związanymi z odpowiednimi ścianami komórki siatki podstawowej G.

Prawo Gaussa dla pola magnetycznego w postaci dyskretnej można, podobnie jak prawo Faraday'a, zapisać w postaci układu liniowych równań różniczkowych zwyczajnych następująco:

$$\sum_{n:A_n \in G} S_{m,n}\hat{\boldsymbol{b}}_n = 0 \quad \wedge m: V_m \in G \tag{4.19}$$

lub w postaci skróconej jako

$$\boldsymbol{S}\hat{\boldsymbol{b}} = 0\ , \tag{4.20}$$

gdzie macierz $\boldsymbol{S} = \{S_{m,n}\}$ jest dyskretnym operatorem dywergencji w siatce podstawowej G wyrażonym przez macierz o współczynnikach $S_{m,n} \in \{-1, 0, 1\}$.

Podobnie jak w przypadku równania Faraday'a, przeprowadzana jest dyskretyzacja uogólnionego równania Ampere'a, które w postaci całkowej wyraża się wzorem:

$$\oint_{L(S)} \vec{H}\, d\vec{l} = \int_S \left(\frac{\partial}{\partial t}\vec{D} + \vec{J}\right)\, d\vec{s}. \tag{4.21}$$

Po dyskretyzacji otrzymuje się następującą postać skróconą układu równań Ampere'a dla siatki dualnej $\tilde{G}$:

$$\tilde{\boldsymbol{C}}\hat{\boldsymbol{h}} = -\frac{d}{dt}\hat{\boldsymbol{d}} + \hat{\boldsymbol{j}}\ , \tag{4.22}$$

gdzie $\tilde{\boldsymbol{C}}$ jest dyskretnym operatorem rotacji w siatce dualnej $\tilde{G}$, $\hat{\boldsymbol{h}}$ jest wektorem kolumnowym zawierającym wszystkie siły magnetomotoryczne określone dla krawędzi komórek siatki dualnej, natomiast $\hat{\boldsymbol{d}}$ i $\hat{\boldsymbol{j}}$ są odpowiednio wektorami kolumnowymi zawierającymi strumienie indukcji elektrycznej (związane z prądami przesunięcia) oraz prądy przewodzenia przez ścianki komórek siatki dualnej.

Prawo Gaussa dla pola elektrycznego jest wyrażone wzorem

$$\oint_{S(V)} \vec{D}\, d\vec{S} = q, \tag{4.23}$$

a w postaci dyskretnej przedstawia się następująco:

$$\tilde{\boldsymbol{S}}\hat{\boldsymbol{d}} = q, \tag{4.24}$$

gdzie q jest całkowitym ładunkiem elektrycznym zgromadzonym w ograniczonej przestrzeni Ω.

Wartość napięcia oczkowego $\hat{e}_{nl}$ pomiędzy węzłami siatki połączonymi krawędzią komórki siatki podstawowej G jest reprezentowana przez różnicę dwóch dyskretnych potencjałów elektrycznych φ_{m1} i φ_{m2} w sąsiednich węzłach siatki (w narożach danej komórki) następująco:

$$-\varphi_{m1} + \varphi_{m2} = \hat{e}_{nl}\ . \tag{4.25}$$

Po utworzeniu ze wszystkich wartości potencjału elektrycznego φ_n w wierzchołkach komórek siatki podstawowej wektora kolumnowego $\boldsymbol{\varphi}$, otrzymuje się następujący związek:

$$\hat{\boldsymbol{e}} = -\boldsymbol{G}\boldsymbol{\varphi}\ , \tag{4.26}$$

gdzie $\boldsymbol{G}$ jest dyskretnym operatorem gradientu w siatce podstawowej.

Analogiczną zależność otrzymuje się dla siły magnetomotorycznej $\hat{\boldsymbol{h}}$:

$$\hat{\boldsymbol{h}} = -\tilde{\boldsymbol{G}}\boldsymbol{\psi}\ , \tag{4.27}$$

gdzie $\tilde{\boldsymbol{G}}$ jest dyskretnym operatorem gradientu w siatce dualnej, a $\boldsymbol{\psi}$ wektorem kolumnowym o składowych będących skalarnymi potencjałami magnetycznymi w wierzchołkach komórek.

Można wykazać, że $\boldsymbol{G} = -\tilde{\boldsymbol{S}}^{\boldsymbol{T}}$ oraz $\tilde{\boldsymbol{G}} = -\boldsymbol{S}^{\boldsymbol{T}}$.

Dyskretyzacja całkowych równań Maxwella jest dokonywana w ograniczonej przestrzeni, w której zdefiniowane są siatka podstawowa i dualna, na zmiennych przypisanych do punktów (φ, ψ)**,** na krawędziach ($\hat{e}$, $\hat{h}$), na powierzchniach ($\hat{b}, \hat{d}, \hat{\jmath}$) lub w objętości ($q$). Zmienne te, zawierające się w obrębie dwóch różnych grup komórek (G, $\tilde{G}$) powiązane są ze sobą dzięki równaniom konstytutywnym.

Układ równań Maxwella nie jest układem zupełnym i może być rozwiązany w sposób jednoznaczny pod warunkiem jego uzupełnienia o równania konstytutywne. Równania konstytutywne można wyrazić następująco:

$$\widehat{\boldsymbol{d}} = \boldsymbol{M}_{\varepsilon}\widehat{\boldsymbol{e}}\,, \tag{4.28}$$

$$\widehat{\boldsymbol{b}} = \boldsymbol{M}_{\mu}\widehat{\boldsymbol{h}}\,, \tag{4.29}$$

$$\hat{\boldsymbol{j}} = \boldsymbol{M}_{\sigma}\hat{\boldsymbol{e}}\,, \tag{4.30}$$

gdzie $\boldsymbol{M}_{\varepsilon}$ jest macierzą przenikalności elektrycznej, $\boldsymbol{M}_{\mu}$ – macierzą przenikalności magnetycznej, natomiast $\boldsymbol{M}_{\sigma}$ – macierzą przewodności elektrycznej.

Warunki określające relacje między siatką podstawową a dualną dotyczą warunków przecinania się ścianek i krawędzi komórek obu siatek (każda ścianka komórki siatki podstawowej przecina się tylko z jedną krawędzią komórki siatki dualnej i odwrotnie) oraz całkowitych objętości obu kompleksów komórek (powinny być sobie równe).

Wykazuje się także, że znana z teorii pól wektorowych tożsamość $\operatorname{div}\operatorname{rot} = 0$, obowiązuje również dla dyskretnych operatorów $\boldsymbol{C}$ i $\boldsymbol{S}$ oraz $\widetilde{\boldsymbol{C}}$ i $\widetilde{\boldsymbol{S}}$:

$$\boldsymbol{S}\boldsymbol{C} = 0, \tag{4.31}$$

$$\widetilde{\boldsymbol{S}}\widetilde{\boldsymbol{C}} = 0. \tag{4.32}$$

Ponadto z warunków dotyczących orientacji i sposobu numerowania krawędzi komórek w siatce podstawowej G i ścianek komórek w siatce dualnej $\hat{G}$ wynika tożsamość wiążąca macierzowe operatory rotacji zdefiniowane w obu siatkach:

$$\widetilde{\boldsymbol{C}} = \boldsymbol{C}^{\boldsymbol{T}}. \tag{4.33}$$

W wyniku transponowania iloczynu macierzy w (4.31) i (4.32) oraz wykorzystaniu (4.33) otrzymuje się następujące równania dla macierzowych operatorów rotacji i dywergencji:

$$\widetilde{\boldsymbol{C}}\boldsymbol{S}^{\boldsymbol{T}} = 0, \tag{4.34}$$

$$\boldsymbol{C}\widetilde{\boldsymbol{S}}^{\boldsymbol{T}} = 0. \tag{4.35}$$

Z (4.31)–(4.35) wynika zasada zachowania ładunku w postaci dyskretnej:

$$\tilde{\boldsymbol{S}}\left(-\frac{d\hat{\boldsymbol{d}}}{dt} + \hat{\boldsymbol{j}}\right) = \tilde{\boldsymbol{S}}\left(\widetilde{\boldsymbol{C}}\widehat{\boldsymbol{h}}\right) = 0\,. \tag{4.36}$$

Zasada zachowania ładunku w postaci dyskretnej (4.36) może być wykorzystywana do weryfikacji wyników obliczeń numerycznych, które w przypadku pojawienia się istotnych błędów mogłyby wskazywać na występowanie tzw. „fałszywych" ładunków elektrycznych, których istnienie nie miałoby podstaw fizycznych.

W przypadku obliczeń numerycznych metodą *FIT* w domenie czasu spełniona jest również (w formie dyskretnej) zasada zachowania energii [46], którą można wykorzystywać do kontroli błędów w symulacjach zjawiska propagacji fali elektromagnetycznej z tłumieniem tej fali. Kontrola spełnienia wymienionych zasad zachowania w metodzie *FIT*, pozwala na osiągnięcie dużej dokładności wyników obliczeń iteracyjnych.

4.2.3. Procedura modelowania numerycznego TMA

CST Studio Suite® (CST to skrót angielskiego określenia *Computer Simulation Technology*) jest pakietem programistycznym umożliwiającym charakteryzowanie, projektowanie i optymalizację urządzeń elektromagnetycznych przed wytworzeniem prototypowych modeli, wykorzystującym do obliczeń metodę całkowania skończonego (*FIT*) [45]. Pakiet *CST Studio Suite* został podzielony na kilka niezależnych modułów. Szczególne znaczenie w kontekście niniejszej pracy doktorskiej ma moduł programistyczny CST Microwave Studio, przeznaczony do rozwiązywania zagadnień dotyczących pól elektromagnetycznych o wysokiej częstotliwości. Moduł ten jest odpowiednim narzędziem do analizy zagadnień związanych z metametriałami dla zakresu terahercowego, a w szczególności do projektowania i badania metamateriałowych absorberów terahercowych.

Modelowanie numeryczne TMA przy wykorzystaniu programu CST Microwave Studio realizowane było w ramach pracy doktorskiej w standardowy sposób, w następujących krokach.

Ustalanie jednostek i zakresu częstotliwości

Program CST Microwave Studio umożliwia łatwy dobór jednostek obliczanych wielkości elektromagnetycznych oraz swobodny wybór zakresu częstotliwości, w którym planowana jest analiza układu elektromagnetycznego. Dla zagadnień omawianych w pracy wybraną jednostką częstotliwości jest teraherc (THz) a jednostką długości – mikrometr (μm). Ustalony został również zakres częstotliwości, w którym zaplanowano realizację symulacji numerycznych: 0 THz–3 THz. Zakres ten jest powiązany z obszarem zainteresowań badawczych, a także uwzględnia potencjalne możliwości eksperymentalne dotyczące badań transmisji i odbicia fal elektromagnetycznych wytworzonych próbek metamateriałowych.

Kształtowanie modelu

Program CST Microwave Studio posiada cały szereg funkcji umożliwiających wykonywanie trójwymiarowych (3D) modeli geometrycznych struktur metamateriałowych. Funkcje te pozwalają nadać określony kształt wszystkim elementom komórki elementarnej TMA, a także określić ich wymiary geometryczne i ustalić ich wzajemne położenia. W celu ułatwienia optymalizacji projektowanych struktur metamateriałowych sparametryzowano ich wymiary charakterystyczne, a następnie przyporządkowano wykorzystywanym materiałom (aluminium, fotorezyst SU-8, wysokorezystywny krzem) parametry elektromagnetyczne (przenikalności elektryczna i magnetyczna, przewodnictwo właściwe itp.) w zakresie terahercowym.

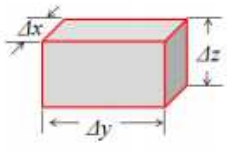
Wybór metody obliczeniowej

Analizę właściwości elektromagnetycznych struktur metamateriałowych w programie CST Microwave Studio przeprowadzano w dziedzinie czasu z wykorzystaniem odpowiedniego modułu obliczeniowego (*Transient Solver*). Proces wykonywania obliczeń w trybie *Transient Solver* przebiega następująco. Po zdefiniowaniu przestrzeni obliczeniowej zawierającej badany model następuje wzbudzenie sygnału, najczęściej w postaci impulsu gaussowskiego. Następnie przeprowadzana jest symulacja numeryczna propagacji tego sygnału w przestrzeni obliczeniowej do czasu, gdy na skutek różnych procesów związanych ze stratami jego energia zmaleje do zdefiniowanego poziomu konwergencji. Prędkość z jaką sygnał ulega propagacji w objętości obliczeniowej określona jest na podstawie kroku czasowego (*ang. time-step*) – sygnał elektromagnetyczny przemieszcza się o jeden krok czasowy po każdej iteracji. Wielkość kroku czasowego określana jest na podstawie rozmiarów komórek siatki, która dzieli przestrzeń obliczeniową. Szerokość sygnału wzbudzenia jest dobierana automatycznie w taki sposób, aby zawierała zakres częstotliwości określony przez użytkownika. Odpowiedź częstotliwościowa jest otrzymywana automatycznie dzięki wykorzystaniu w programie szybkiej transformacji Fouriera (*ang. Fast Fourier Transform*), przez co możliwe jest uzyskiwanie komplementarnych wyników w szerokim zakresie częstotliwości w trakcie pojedynczego cyklu obliczeniowego. Wiąże się to z oszczędnością czasu oraz pamięci wykorzystywanej jednostki obliczeniowej. W praktyce, jak można się przekonać, tryb *Transient Solver* jest najbardziej uniwersalną oraz wydajną metodą obliczeniową spośród wszystkich oferowanych przez program CST Microwave Studio i idealnie nadaje się do modelowania metamateriałowych absorberów terahercowych.

Dobór siatki komórek do analizowanego modelu

Stosowanym zazwyczaj w trybie *Transient Solver* rodzajem siatki jest siatka prostopadłościenna, w której przestrzeń obliczeniowa zawierająca analizowany model jest podzielona na komórki w kształcie prostopadłościanów różnej wielkości ($\Delta x \neq \Delta y$, $\Delta x \neq \Delta z$, $\Delta y \neq \Delta z$) (rys. 4.14). Im więcej komórek jest wykorzystywanych do dyskretyzacji przestrzeni, tym dokładniej odtworzone

są gradienty pola elektrycznego i magnetycznego. Z drugiej strony, całkowita liczba komórek wpływa bezpośrednio na czas wykonywania obliczeń. W związku z tym, podczas definiowania siatki należy szukać kompromisu pomiędzy czasem trwania symulacji, a dokładnością wykonywanych obliczeń. Pakiet programistyczny CST Studio Suite® posiada odpowiednie narzędzie umożliwiające adaptacyjne dopasowanie siatki (*ang. Adaptive Mesh Refinement*). Procedura ta polega na badaniu zbieżności wyniku poprzez automatyczne dopasowanie gęstości siatki oraz poprzez wizualizację zbieżności procesu obliczeń.



Rys. 4.14. Komórka siatki prostopadłościennej stosowana w trybie *Transient Solver*.

Definiowanie tła, określanie źródeł wzbudzenia i warunków brzegowych

We wszystkich prowadzonych w ramach pracy doktorskiej symulacjach numerycznych przyjmowano, że otaczająca model TMA przestrzeń jest próżnią, dla której względne przenikalności elektryczna i magnetyczna są z zasady równe jedności, niezależnie od częstotliwości ($\varepsilon = 1, \mu = 1$).

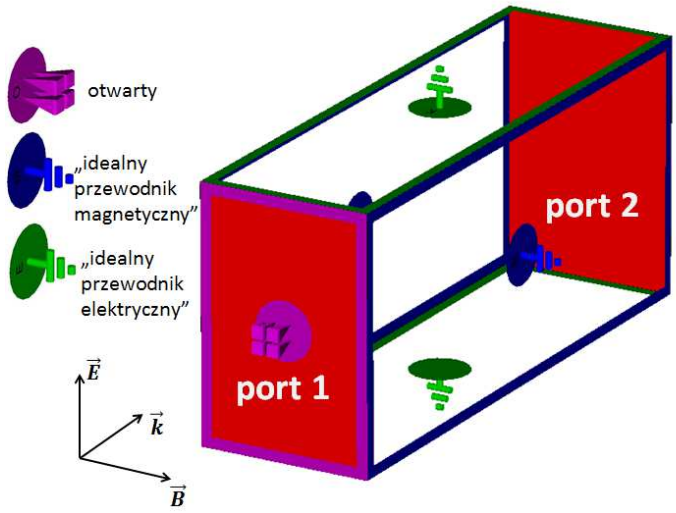
W celu wyznaczenia parametrów S dla TMA konieczne jest zdefiniowanie portów falowodowych, przez które następuje przekaz energii związanej z promieniowaniem wchodzącym i opuszczającym przestrzeń z umieszczoną w niej strukturą metamateriałową. Impuls elektromagnetyczny o zadanym przebiegu czasowym docierający do portów może być traktowany jako zbiór fal poprzecznych (TEM) spolaryzowanych liniowo. Przestrzeń obliczeniowa pomiędzy portami zamknięta jest ścianami bocznymi, z których dwie przeciwległe nazywane są umownie ścianami górną i dolną, a dwie pozostałe – ścianami bocznymi. Ułożenie portów i ścian bocznych ograniczających przestrzeń obliczeniową oraz układ wektorów charakteryzujących liniowo spolaryzowaną falę elektromagnetyczną przedstawione są na rys. 4.15.

Na górnej i dolnej ścianie przestrzeni obliczeniowej umieszczony został idealny przewodnik elektryczny (ang. *Perfect Electric Conductor – PEC*), natomiast na dwóch powierzchniach bocznych – idealny przewodnik magnetyczny (ang. *Perfect Magnetic Conductor – PMC*). *PEC* oraz *PMC* stanowią wyidealizowane materiały nieistniejące naturalnie, które podczas oddziaływania z padającą na nie falą elektromagnetyczną spełniają następujące warunki brzegowe:

$$\vec{E}_{||} = 0, \quad \vec{B}_{\perp} = 0 \quad (PEC)\,, \tag{4.37.a}$$

$$\vec{B}_{||} = 0, \quad \vec{E}_{\perp} = 0 \quad (PMC)\,, \tag{4.37.b}$$

gdzie $\vec{E}_{||}$ i $\vec{E}_{\perp}$ oznaczają składowe styczną i normalną wektora natężenia pola elektrycznego odpowiednio na ścianach górnej i dolnej (*PEC*) i ścianach bocznych (*PMC*). Analogicznie $\vec{B}_{||}$ i $B_{\perp}$ są składowymi styczną i normalną wektora indukcji magnetycznej odpowiednio na ścianach bocznych (*PMC*) i ścianach górnej i dolnej (*PEC*). Z warunków (4.37a) oraz (4.37b) wynika, że na ścianach górnej i dolnej (PEC) różna od zera może być tylko składowa normalna pola elektrycznego, a na ścianach bocznych (PMC) różna od zera może być tylko składowa normalna pola magnetycznego. Określone w ten sposób warunki brzegowe uniemożliwiają przenikanie fal elektromagnetycznych poza przestrzeń obliczeniową, wymuszając jednocześnie propagację fal w kierunku zdefiniowanym przez wektor falowy na źródle wzbudzenia (porcie).



Rys. 4.15. Przestrzeń obliczeniowa zdefiniowana przed umieszczeniem w jej wnętrzu komórki elementarnej modelu TMA. Na dwóch przeciwległych ścianach umieszczone zostały porty stanowiące źródło i detektor spolaryzowanych liniowo fal typu TEM. Na ścianach zdefiniowanej przestrzeni można nakładać warunki brzegowe typu: otwarta przestrzeń, idealny przewodnik elektryczny oraz idealny przewodnik magnetyczny.

Analiza wyników symulacji numerycznych

Obliczenia numeryczne w trybie *Transient Solver* pozwalają wyznaczyć elementy macierzy rozpraszania S_{ij}, na podstawie których obliczane są współczynniki transmisji T, odbicia R oraz absorpcji A zaprojektowanych metamateriałów. Program CST Microwave Studio umożliwia również obliczanie w każdym punkcie zdefiniowanej przestrzeni pola elektrycznego, pola magnetycznego, gęstości prądu elektrycznego, gęstości energii pól elektrycznego i magnetycznego, napięcia, przepływu mocy i innych parametrów elektromagnetycznych. Program posiada funkcje pozwalające na szybką wizualizację w postaci pól 2D/3D, sygnałów 1D lub wartości skalarnych (wyniki 0D), a także na elastyczne przetwarzanie oraz import i eksport danych. Podczas parametryzacji lub optymalizacji analizowanego modelu, otrzymywane kolejno wyniki są przechowywane w tabelach (na wykresach), a dostęp do nich jest łatwy.

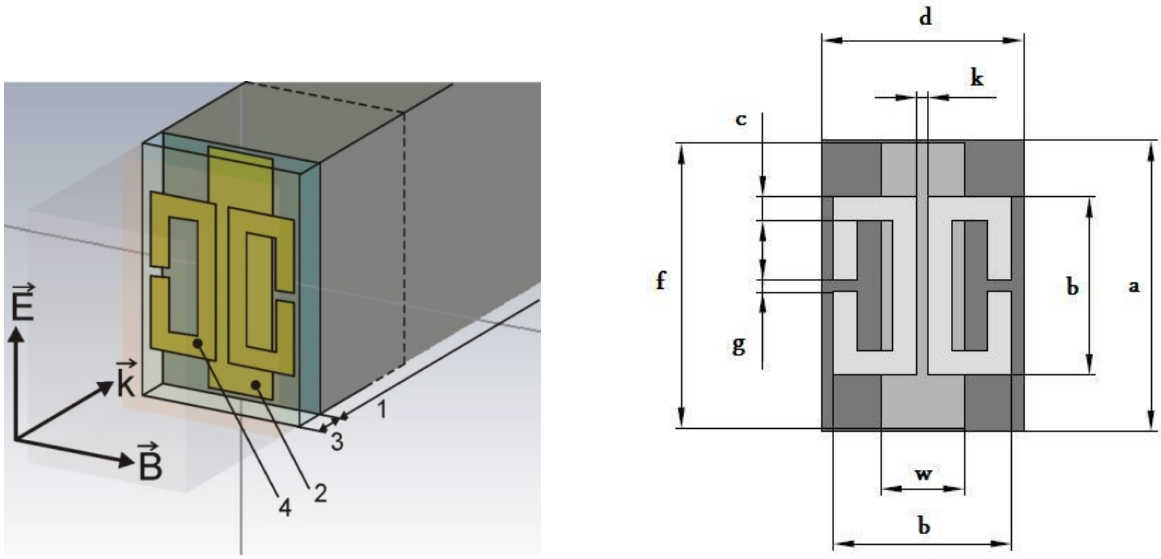
5. WYNIKI I DYSKUSJA

5.1. Koncepcja oraz właściwości elektromagnetyczne TMA 2C-t

Transmisyjny metamateriałowy absorber terahercowy 2C-t (rys. 3.3) został zaprezentowany w artykule w Przeglądzie Elektrotechnicznym w 2013 roku [47]. W oparciu o model komórki elementarnej tego TMA zostanie przedstawiona ogólna koncepcja struktury i zasada działania metamateriałowych absorberów terahercowych prezentowanych w pracy doktorskiej.

Planarne absorbery terahercowe są materiałami kompozytowymi o strukturze dwuwymiarowej sieci (sieć 2D) tworzonej przez komórki zawierające elementarne struktury rezonansowe. Model komórki elementarnej TMA 2C-t z zaznaczonymi charakterystycznymi wymiarami geometrycznymi jest przedstawiony na rys. 5.1. Komórka elementarna rozważanego TMA składa się z dwóch planarnych struktur aluminiowych o grubości 200 nm, oddzielonych od siebie warstwą dielektryczną SU-8 o grubości 7 µm. Wewnętrzna struktura aluminiowa jest osadzona bezpośrednio na podłożu z wysokorezystywnego krzemu o grubości 550 µm izolowanego cienką warstwą SiO_2, natomiast zewnętrzna struktura metalowa – na warstwie SU-8.

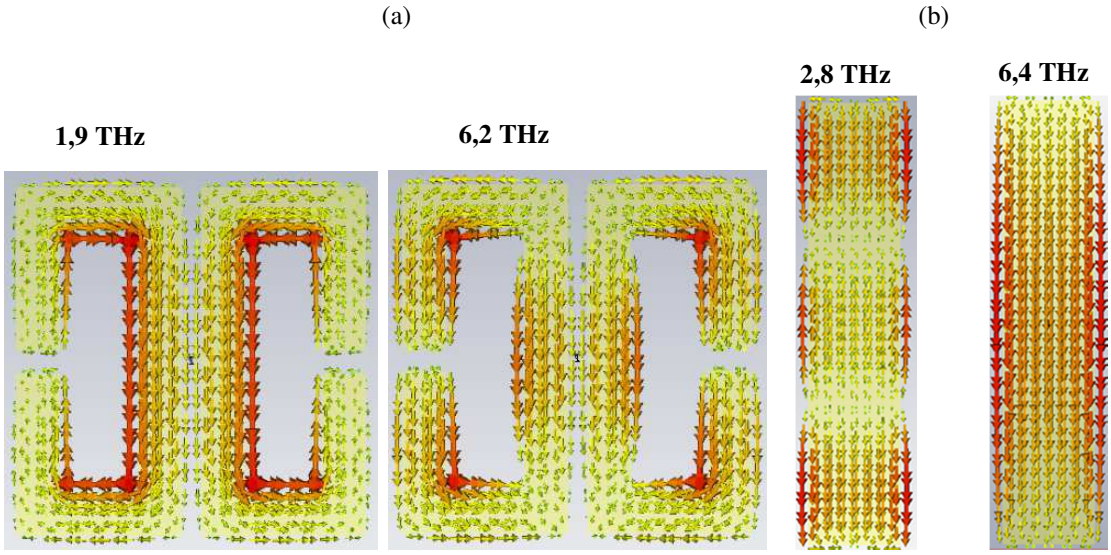
(a) (b)



Rys. 5.1. Komórka elementarna metamateriałowego absorbera terahercowego 2C-t: widok ogólny (1 – podłoże (wysokorezystywny krzem), 2 – pasek metalowy (CW), 3 – warstwa dielektryczna (SU-8), 4 – rezonator metalowy (SRR) (a), schemat komórki elementarnej TMA z zaznaczonymi charakterystycznymi wymiarami (a=50, b=30, c=2, d=34, f=48, g=2, k=2,5, w=10 [µm]) (b) [47].

Zewnętrzna struktura metalowa określana skrótem SRR (ang. *Split Rectangle Resonator*) jest rezonatorem składającym się z dwóch prostokątów z przerwą, natomiast wewnętrzna struktura, określana skrótem CW (ang. *Cut Wire*), jest rezonatorem metalowym w kształcie paska. Ze względu na strukturę komórki elementarnej, TMA 2C-t jest ośrodkiem elektromagnetycznie bianizotropowym.

W przypadku gdy wektor natężenia pola elektrycznego fali elektromagnetycznej padającej prostopadle na powierzchnię TMA jest równoległy do długich boków struktur SRR i CW (rys. 5.1a), to zarówno w rezonatorach SRR, jak również w pasku CW występuje oscylacyjny ruch ładunku elektrycznego (rys. 5.2). Prądy powierzchniowe płynące w dwóch leżących obok siebie rezonatorach SRR indukują momenty magnetyczne prostopadłe do powierzchni TMA, ale o przeciwnych zwrotach. W związku z tym prostopadły do powierzchni rezonatorów SRR wypadkowy indukowany moment magnetyczny jest równy zeru i w konsekwencji składowa wektora magnetyzacji materiału w tym kierunku jest również równa zeru. Oznacza to, że w tym przypadku bianizotropia TMA nie ujawnia się. Należy ponadto zauważyć, że zmienne w czasie pole magnetyczne fali elektromagnetycznej (rys. 5.1a) nie wpływa w znaczący sposób na przemieszczenia ładunku wzdłuż metalowych ścieżek struktur SRR i CW. Wynika to stąd, że siły Lorentza działające na ładunki w ruchu mają kierunek prostopadły do tych ścieżek. Można więc przyjąć, że również w tym przypadku efekty związane z bianizotopią TMA, wynikające z oddziaływania każdej ze struktur SRR i CW z osobna z polem magnetycznym fali, nie będą obserwowane.



Rys. 5.2. Rozkład gęstości prądu elektrycznego na powierzchni struktury SRR dla częstotliwości rezonansowych 1,9 THz – rezonans LC, 6,2 THz – rezonans dipolowy (a), rozkład natężenia prądu na powierzchni struktury CW w obszarach rezonansowych dla częstotliwości 2,8 THz i 6.4 THz (b)

Bianizotropowy charakter TMA 2C-t ujawnia się jednak, jeśli rozpatruje się jednocześnie obie struktury metalowe, SRR i CW, wraz z rozdzielającą je warstwą dielektryczną SU-8. Istotne znaczenie ma w tym przypadku przesunięcie fazowe pola elektrycznego fali w komórce elementarnej, które zależy od grubości warstwy dielektrycznej i jej współczynnika załamania. Konsekwencją tego jest przesunięcie fazowe ruchu oscylacyjnego elektronów w pasku CW w stosunku do oscylacji elektronów w przylegających do siebie bokach rezonatorów SRR. W komórce elementarnej TMA pojawia się wtedy równoległy do jej powierzchni indukowany dipolowy moment magnetyczny, który osiąga maksymalną wartość dla przesunięcia fazowego równego π. Można więc stwierdzić, że pole

elektryczne fali powoduje, że w ośrodku występuje niezerowy wektor magnetyzacji o kierunku równoległym do powierzchni TMA i jednocześnie prostopadłym do długich boków struktur SRR i CW. Stanowi to potwierdzenie bianizotropowości TMA.

Analiza oddziaływania fali elektromagnetycznej ze strukturami występującymi w komórce elementarnej TMA 2C-t pozwala stwierdzić, że w układzie mogą występować różnego rodzaju rezonanse elektromagnetyczne. W szczególności są to rezonans indukcyjno-pojemnościowy (LC) związany z oddziaływaniem pola elektrycznego ze strukturą SRR-SU-8-CW oraz rezonans dipolowy wynikający z oddziaływania pola elektrycznego ze strukturą CW [48].

Konsekwencją ruchu elektronów w strukturach metalowych komórki jest dyssypacja energii fali elektromagnetycznej związana ze zwiększaniem energii termicznej elementów metalowych i rozpraszaniem fali pierwotnej. W procesie rozpraszania swój udział mają indukowane w komórce elementarnej momenty dipolowe zmieniające się z częstotliwością fali pierwotnej. Istotne znaczenie w procesie dyssypacji energii ma również warstwa dielektryczna SU-8 separująca struktury metalowe SRR i CW. W warstwie tej mogą zachodzić różne procesy relaksacyjne związane z oddziaływaniem pola elektrycznego fali z ładunkami związanymi. Materiał dielektryczny SU-8 odgrywa znaczącą rolę w termicznej dyssypacji energii fali pierwotnej (zostało to potwierdzone w symulacjach numerycznych dla podobnych struktur elementarnych rozważanych w tej pracy). Udział warstwy dielektrycznej w termicznej dyssypacji energii jest z reguły większy niż struktur metalowych, co wynika z faktu, że metale (w tym przypadku Al) w rozważanym zakresie częstotliwości charakteryzują się stosunkowo małą opornością elektryczną. Należy także zauważyć, że dynamiczne przemieszczenia ładunku elektrycznego w strukturach SRR i CW mają wpływ na gęstość pola elektromagnetycznego w warstwie dielektrycznej, co bezpośrednio przyczynia się do zwiększenia termicznej dyssypacji energii w tej warstwie.

Dyssypacja energii w TMA jest zależna od częstotliwości fali elektromagnetycznej. Traktując TMA jako ośrodek ciągły (taka sytuacja ma miejsce, gdy długość fali elektromagnetycznej jest wielokrotnie większa od rozmiarów komórki elementarnej metamateriału), dyssypację energii fali elektromagnetycznej można określić na podstawie efektywnych zespolonych przenikalności elektrycznej ε i magnetycznej μ. W związku z tym, przy projektowaniu TMA należy uwzględnić częstotliwościową charakterystykę tych parametrów. W szczególności dotyczy to części urojonych przenikalności elektrycznej, ε_2, i magnetycznej. μ_2, które mają bezpośredni wpływ na dyssypację energii w metamateriale.

W przypadku TMA podstawowe praktyczne znaczenie ma zakres częstotliwości, w którym występuje dyssypacja energii, a także jej udział w całkowitym bilansie energetycznym uwzględniającym energie fal pierwotnej, odbitej i transmitowanej. Przeprowadzone w ramach pracy doktorskiej symulacje numeryczne pozwoliły stwierdzić, że dla TMA w zadanym zakresie częstotliwości efektywną dyssypację można uzyskać między innymi przez zmianę rozmiarów struktur metalowych (SRR, CW) lub odległości między nimi, przy zachowaniu parametrów

elektromagnetycznych materiałów dielektrycznych i metali wykorzystanych do wytworzenia struktur metamateriałowych, takich jak przenikalności elektryczna i magnetyczna, przewodność elektryczna.

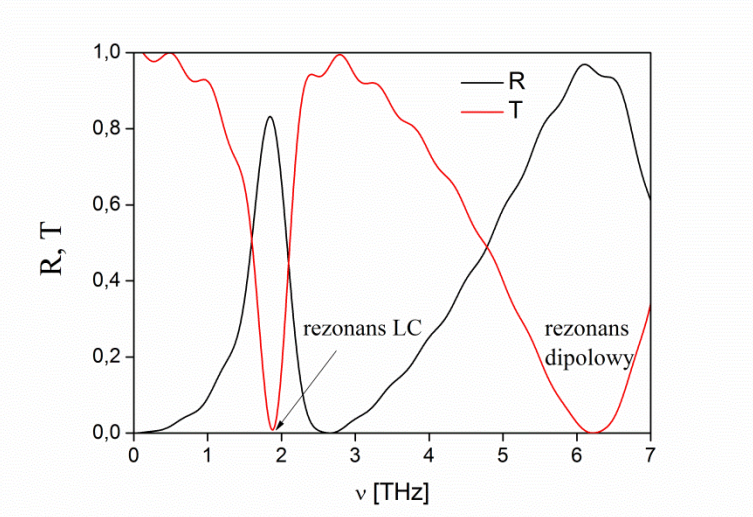
Ze względu na złożoną strukturę komórki elementarnej wyznaczanie parametrów absorpcyjnych, odbiciowych i transmisyjnych TMA w sposób analityczny nie jest ogólnie zadaniem trywialnym. W praktyce parametry te są określane na podstawie parametrów *S* obliczanych metodami symulacji numerycznych jako zagadnienie odwrotne, omówione w rozdziale 4.2.1. Na podstawie parametrów *S* można określić jednoznacznie, jaka część energii pierwotnej fali elektromagnetycznej padającej na jedną z powierzchni ograniczających TMA jest unoszona przez falę odbitą od tej powierzchni, a jaka przez falę transmitowaną na drugą stronę planarnego metamateriału. Na tej podstawie można obliczyć energię związaną z całkowitą dyssypacją energii wewnątrz komórki elementarnej metamaterialu, tzn. sumaryczną energię odpowiadającą stratom termicznym i rozpraszaniu. Nie ma jednak możliwości rozdzielenia strat energii związanych z tymi dwoma procesami. Dlatego w stosunku do łącznych strat energii związanej z dyssypacją termiczną i rozpraszaniem w dalszej części pracy używany jest termin „absorpcja". W przypadku idealnych TMA absorpcja jest równa jedności, a to znaczy, że fale odbita i transmitowana przez metamateriał są całkowicie tłumione. Należy jednak zaznaczyć, że warunki idealnej absorpcji dla TMA są spełnione tylko dla ściśle określonej częstotliwości.

Na podstawie wzorów Fresnela, a także w oparciu o przewidywania teoretyczne dla komórek elementarnych TMA (rozdział 4.2.1), można stwierdzić, że dla fali padającej prostopadle na powierzchnię graniczną dwóch ośrodków materiałowych odbicie nie występuje jeśli spełniony jest warunek dopasowania impedancji falowych tych ośrodków. W przypadku metamateriału umieszczonego w próżni oznacza to, że względna impedancja falowa Z (określona jako stosunek impedancji falowych materiału i próżni) równa się jedności. Z rozważań teoretycznych wynika także, że transmisja jest tym mniejsza, im większa jest część urojona współczynnika załamania, n_2. Warunek ten jest spełniony dla absorberów idealnych dla częstotliwości rezonansowej.

Dla komórki elementarnej przedstawionej na rys. 5.1, na podstawie zespolonych parametrów S_{11} i S_{21} wyznaczonych eksperymentalnie, a także uzyskanych niezależnie z symulacji numerycznych, można obliczyć zespolony współczynnik załamania oraz impedancję falową ośrodka metamateriałowego (zagadnienie to zostało szczegółowo omówione w rozdziale 4.2.1). Ogólne związki między parametrami *S* a efektywnymi przenikalnościami elektryczną i magnetyczną metamateriału ($n = \sqrt{\mu\varepsilon}$ oraz $Z = \sqrt{\mu/\varepsilon}$), pozwalają na alternatywny opis właściwości elektromagnetycznych z wykorzystaniem zależnych od częstotliwości przenikalności elektrycznej i magnetycznej.

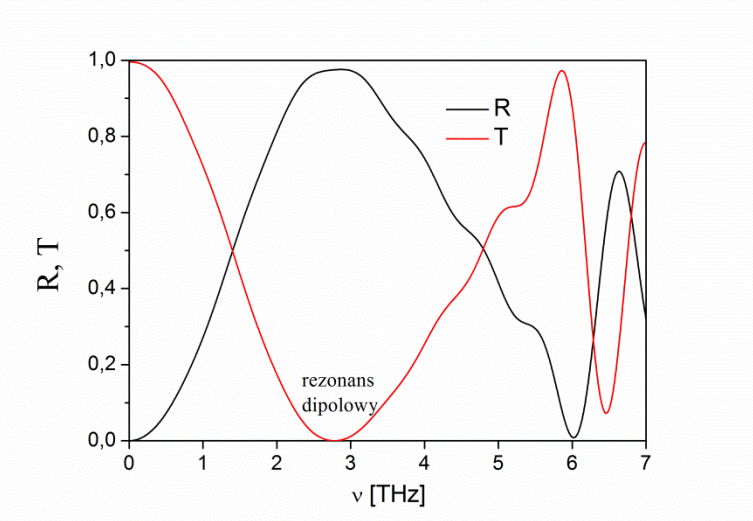
W celu lepszego poznania właściwości odbiciowych i transmisyjnych TMA 2C-t, oprócz symulacji numerycznych dla modelowej komórki elementarnej, przeprowadzono również symulacje numeryczne dla każdej z obu struktur metalowych, SRR i CW, z osobna. Na rys. 5.3 przedstawione są

transmisja i odbicie w zakresie od 0 Hz do 7 THz dla struktury SRR o wymiarach podanych na rys. 5.1b. W symulacjach numerycznych założono, że wektor elektryczny fali padającej prostopadle do powierzchni komórki elementarnej jest równoległy do sąsiadujących ze sobą boków prostokątów w strukturze SRR. Dla tego typu struktury, w zakresie terahercowym w widmie transmisji występują dwa minima związane z charakterystycznymi rezonansami: indukcyjno-pojemnościowym (1,9 THz) i dipolowym elektrycznym (6,2 THz). W przypadku rezonansu indukcyjno-pojemnościowego, na powierzchni struktury SRR indukuje się prąd elektryczny płynący dookoła każdego prostokąta (rys. 5.2a). W wyniku przemieszczania się elektronów, w okolicach przerw, w obu metalowych obwodach tej struktury następuje akumulacja nośników ładunku. Struktura SRR może w związku z tym być traktowana jako obwód RLC, w którym rezystancja *R* jest związana ze skończoną wartością oporności ścieżek aluminiowych, indukcyjność *L* – z kształtem tych ścieżek i ich rozmiarami, a pojemność elektryczna *C* – z rozmiarami przerw w prostokątnych rezonatorach. W przypadku rezonansu dipolowego, występującego dla wyższych częstotliwości, gęstości prądu elektrycznego w równoległych do wektora natężenia pola elektrycznego fali bokach rezonatorów SRR mają zgodne zwroty (Rys. 5.2a). Cała struktura SRR zachowuje się wtedy jak typowy układ dipolowy. Należy zwrócić uwagę, że obniżenie występujące w widmie transmisji w obszarze rezonansu indukcyjno-pojemnościowego ma znacznie mniejszą szerokość połówkową niż w obszarze rezonansu dipolowego. W obu przypadkach transmisja minimalna jest równa zeru.



Rys. 5.3. Transmisja i odbicie dla pojedynczej struktury SRR.

Na rys. 5.3 przedstawiono również widmo odbicia dla SRR, z którego wynika, że położenia maksimów na tym wykresie pokrywają się z położeniami minimów transmisji. Jednak dla rezonansów indukcyjno-pojemnościowego i dipolowego odbicia w maksimach różnią się od jedności i wynoszą odpowiednio 0,82 i 0,95. Oznacza to, że dla struktury SRR absorpcja jest znacznie większa w obszarze rezonansu indukcyjno-pojemnościowego (0,18) niż rezonansu dipolowego (0,05).

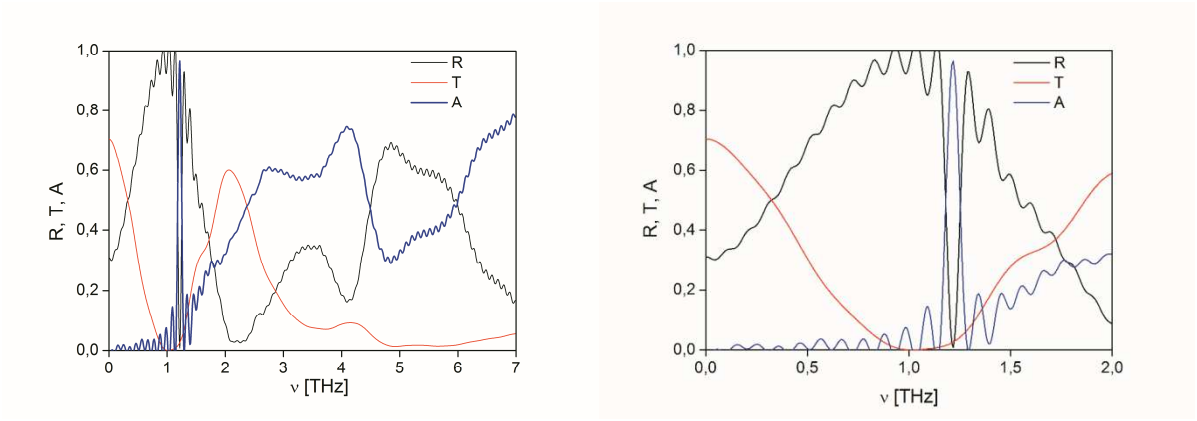


Rys. 5.4 Transmisja i odbicie dla pojedynczej struktury CW.

Na rys. 5.4 przedstawione są widma transmisji i odbicia dla struktury CW stanowiącej wewnętrzną warstwę metalową w komórce elementarnej (rys. 5.1a), uzyskane metodą symulacji numerycznych w zakresie od 0 Hz do 7 THz. Fala elektromagnetyczna padająca prostopadle do powierzchni struktury CW jest spolaryzowana w kierunku dłuższego boku paska metalowego. W widmie transmisyjnym występują dwa minima, odpowiednio dla częstotliwości 2,8 THz i 6,4 THz, związane z rezonansami dipolowymi elektrycznymi pierwszego i trzeciego rzędu ($m\,\lambda/2 = a, m = 1,$ 3), charakterystycznymi dla struktury CW. Dipolowy charakter tych rezonansów potwierdzają wyniki symulacji gęstości prądu elektrycznego w pasku metalowym dla częstotliwości rezonansowych (rys. 5.2b). Szerokość połówkowa pasma transmisji związanego z rezonansem pierwszego rzędu jest znacznie większa niż odpowiednia szerokość połówkowa dla rezonansu trzeciego rzędu. Analizując jednocześnie transmisję i odbicie dla struktury CW można stwierdzić, że absorpcja tej struktury dla częstotliwości odpowiadającej minimum transmisji pierwszego rzędu jest stosunkowo mała i wynosi około 0,05, natomiast jest znacznie większa dla częstotliwości odpowiadającej minimum transmisji trzeciego rzędu i wynosi około 0,25.

Symulacje numeryczne transmisji i odbicia struktur SRR i CW w zakresie terahercowym, pozwalają stwierdzić, że obie te struktury z osobna charakteryzują się stosunkowo małą absorpcją energii fali elektromagnetycznej zarówno w obszarach rezonansowych jak i poza nimi. Z tego powodu możliwości zastosowania tych struktur w postaci pojedynczych warstw metalowych jako selektywnych absorberów terahercowych są ograniczone. W dalszej części omówiony zostanie układ składający się z występujących wspólnie warstw typu SRR i CW, rozdzielonych warstwą dielektryczną.

(a) (b)



Rys 5.5 Transmisja, odbicie i absorpcja dla TMA 2C-t (SRR-SU-8-CW) w zakresie częstotliwości od 0 do 7 THz (a) oraz od 0 do 2 THz (b).

Na rys. 5.5 przedstawione są widma transmisji, odbicia i absorpcji w funkcji częstotliwości uzyskane metodą symulacji numerycznych dla struktury TMA przedstawionej na rys. 5.1. Struktura ta, oprócz warstw metalowych SRR i CW, zawiera separującą warstwę dielektryczną SU-8 i osadzona jest na podłożu z wysokorezystywnego krzemu. Padająca prostopadle na powierzchnię komórki elementarnej TMA fala elektromagnetyczna jest spolaryzowana w kierunku równoległym do sąsiadujących ze sobą boków prostokątów w strukturze SRR i jednocześnie do długiego boku struktury CW. Jak łatwo zauważyć, widma transmisji i odbicia dla struktury złożonej nie przypominają tych dla struktur SRR i CW z osobna. Rezonanse widoczne na wykresach dla struktur SRR i CW nie mogą być w sposób jednoznaczny powiązane z rezonansami widocznymi na odpowiednich wykresach transmisji i odbicia dla komórki elementarnej TMA 2C-t, co wskazuje na występowanie silnych wzajemnych sprzężeń pomiędzy elementami struktur SRR i CW. Należy również zwrócić uwagę, że w rozważanym zakresie terahercowym, zarówno dla materiału dielektrycznego jak i wysokorezystywnego krzemu nie występuje selektywna absorpcja promieniowania elektromagnetycznego. Właściwości dielektryczne tych materiałów nie wpływają więc bezpośrednio na częstotliwościową charakterystykę transmisji i odbicia komórki elementarnej TMA, a jedynie pośrednio, poprzez wprowadzenie przesunięcia fazowego dla fali elektromagnetycznej w tej komórce. Transmisja dla komórki elementarnej TMA posiada jedno wyraźne minimum dla częstotliwości nieznacznie większej od 1 THz i kilka słabo zaznaczonych minimów dla częstotliwości większych od 3 THz. Pasmo związane ze zmniejszoną transmisją w obszarze 1 THz charakteryzuje się stosunkowo dużą szerokością połówkową.

W widmie odbicia dla komórki elementarnej TMA 2C-t występuje wyraźnie zaznaczone, stosunkowo szerokie pasmo związane ze zwiększonym odbiciem, które pokrywa się ze wspomnianym pasmem o zmniejszonej transmisji w obszarze 1 THz. Jednak w odróżnieniu od pasma transmisji, w paśmie odbicia, dla częstotliwości 1,2 THz, występuje wąskie jego obniżenie do wartości bliskiej zeru

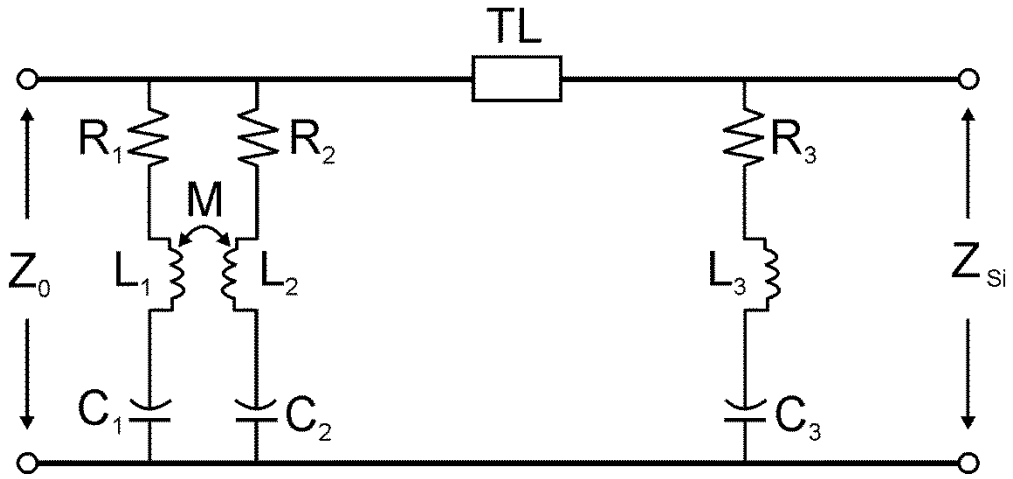
w postaci odwrotnego piku o szerokości połówkowej równej 0,15 THz. W konsekwencji, dla rozważanej komórki elementarnej TMA, dla tej częstotliwości występuje wąski pik absorpcyjny o absorpcji w maksimum równej 0,91. Szerokość połówkowa tego piku jest identyczna jak dla odpowiedniego piku na wykresie odbicia (rys. 5.5). Ponieważ wąskie pasmo absorpcyjne przy częstotliwości 1,2 THz jest charakterystyczne dla struktury złożonej i jednocześnie nie występuje dla odpowiednich struktur SRR i CW z osobna, to można przyjąć, że jest ono wynikiem sprzężenia rezonansowego występującego pomiędzy paskiem struktury CW a obu sąsiadującymi ze sobą bokami kwadratów struktury SRR. Oba te elementy są rozdzielone warstwą dielektryczną SU-8 i tworzą obwód rezonansowy indukcyjno-pojemnościowy, który oddziałuje zarówno z polem elektrycznym (oddziaływanie to omówiono wcześniej w bieżącym podrozdziale), jak również z polem magnetycznym fali o wektorze natężenia prostopadłym do powierzchni tego obwodu.

Jak można zauważyć, w widmie absorpcji, uzyskanym na podstawie transmisji i odbicia, dla częstotliwości większych od 2 THz widoczne są szerokie pasma o absorpcji większej od 0,5. Rozważany absorber metamateriałowy posiada w związku z tym właściwości terahercowego filtru wąskopasmowego w zakresie częstotliwości mniejszych od 2 THz i szerokopasmowego – dla częstotliwości większych od 2 THz, co może mieć istotne znaczenie aplikacyjne. Rozważając częstotliwościową charakterystykę odbicia i absorpcji dla komórki elementarnej TMA 2C-t, należy zwrócić uwagę na występowanie fluktuacji o małej amplitudzie w obu widmach w całym analizowanym przedziale częstotliwości. Efekt ten jest związany z interferencją monochromatycznej fali elektromagnetycznej ulegającej wielokrotnym odbiciom w podłożu krzemowym, dla którego w symulacjach numerycznych przyjęto grubość rzędu kilkuset mikrometrów.

Warunek jednorodności ośrodka metamateriałowego jest spełniony, gdy rozmiar komórki elementarnej TMA jest z założenia mały w stosunku do długości fali terahercowej w tym ośrodku. W takim przypadku można założyć, że pola elektryczne i magnetyczne fali w każdej chwili czasu mają w przybliżeniu jednakowe wartości w obrębie pojedynczych komórek elementarnych. W takim metamateriale, traktowanym jako ośrodek jednorodny, propagacja fali elektromagnetycznej może być rozważana jako zagadnienie dotyczące transmisji sygnału elektrycznego w obwodzie zbudowanym z elementów skupionych w ramach modelu linii transmisyjnej [49]. Model linii transmisyjnej może dotyczyć ośrodka składającego się z wielu komórek elementarnych rozmieszczonych periodycznie w przestrzeni. W szczególnym przypadku model ten może być zastosowany do pojedynczego obwodu rezonansowego składającego się z elementów indukcyjnego, pojemnościowego i opornościowego, w którym zdefiniowane są porty wejściowy i wyjściowy. Charakterystyka komórki elementarnej metamateriału jako obwodu rezonansowego RLC określona jest w modelu linii transmisyjnej podobnie jak w zagadnieniu odwrotnym, wykorzystującym macierz rozpraszania S dla fal transmitowanych i odbitych. Jednak w modelu linii transmisyjnej parametrami rozpraszania są odpowiednie stosunki napięć i prądów elektrycznych w obu portach. Formalne przyporządkowanie poszczególnym strukturom komórki elementarnej metamateriału określonych wartości indukcyjności,

pojemności i oporności realizowane jest przez dopasowywanie numeryczne wartości parametrów rozpraszania dla ekwiwalentnego obwodu rezonansowego do wartości odpowiednich parametrów macierzy rozpraszania *S* w określonym przedziale częstotliwości [50].

Model linii transmisyjnej dla pojedynczej komórki elementarnej składającej się z struktur SRR i CW rozdzielonych warstwą dielektryczną SU-8 przedstawiony jest na rys. 5.6. W modelu tym rezonans indukcyjno-pojemnościowy oraz dipolowy struktury SRR jest reprezentowany przez rezonanse dla dwóch elementów o takich samych parametrach skupionych $L_1 = L_2$, $C_1 = C_2$, $R_1 = R_2$. Sprzężenie między tymi elementami określone jest przez parametr M. Pojedynczy rezonans dipolowy struktury CW jest reprezentowany przez parametry skupione L_3, C_3, R_3. Warstwa dielektryczna jest reprezentowana za pomocą linii transmisyjnej z zadanymi efektywnymi parametrami $\varepsilon_{SU\text{-}8}$, $\mu_{SU\text{-}8}$. Na przedstawionym schemacie Z_0 i Z_{Si} oznaczają odpowiednio impedancję wejściową na granicy próżnia–metamateriał i impedancję wyjściową na granicy metamateriał–wysokorezystywny krzem.



Rys.5.6. Model linii transmisyjnej dla TMA 2C-t.

Model linii transmisyjnej został zastosowany do zbadania charakterystyki częstotliwościowej odbicia i transmisji komórki elementarnej typu SRR–SU-8–CW przez Wena i Zhanga [50]. W tym przypadku struktura SRR jest tworzona przez dwa połączone ze sobą prostokąty z przerwą, natomiast w strukturze SRR omawianej w rozprawie doktorskiej oba prostokąty są rozdzielone. Jednak, jak wynika z obliczeń, nie powoduje to istotnej zmiany charakterystyk odbiciowej i transmisyjnej komórki elementarnej TMA. Model linii transmisyjnej daje wyniki zgodne z wynikami symulacji numerycznych parametrów *S* w zakresie od około 0,2 THz do 2 THz, jednak dla częstotliwości powyżej 2 THz występują znaczne rozbieżności w charakterystykach uzyskanych tymi metodami. Przyczyną może być nieuwzględnienie dodatkowych sprzężeń elektromagnetycznych w modelu linii transmisyjnej dla rozważanej komórki elementarnej TMA. Model linii transmisyjnej ma ważne znaczenie dla poglądowego wyjaśnienia oddziaływania fali elektromagnetycznej z poszczególnymi elementami strukturalnymi komórki elementarnej TMA, a także sprzężeń elektromagnetycznych między tymi elementami. Jednak analiza elektromagnetyczna metamateriałów wykorzystująca metody

numeryczne opierające się bezpośrednio na formalizmie równań Maxwella, np. metoda całkowania skończonego (FIT) jest lepiej uzasadniona i daje dokładniejsze wyniki dotyczące odbicia i transmisji dla TMA.

5.2. Wpływ wymiarów geometrycznych komórki elementarnej na właściwości spektralne i parametry elektromagnetyczne TMA 2C-r i 2C-t

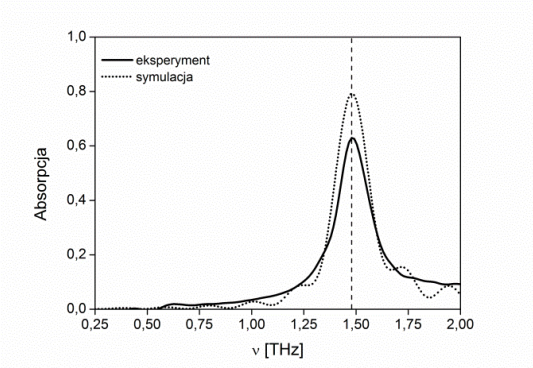
W poprzednim podrozdziale omówiono szczegółowo przykładowy transmisyjny TMA 2C-t. Aktualnie przedstawione zostaną wyniki symulacji numerycznych oraz eksperymentalnych badań spektroskopowych dla trzech odbiciowych (2C-r) i trzech transmisyjnych (2C-t) TMA różniących się rozmiarami komórki elementarnej i wymiarami występujących w komórce struktur metalowych. Pełen wykaz tych absorberów wraz z charakterystycznymi wymiarami określającymi ich geometrię znajduje się w tabeli 3.1 (rozdział 3.3). Stałe sieciowe *a* i *d* absorberów, traktowanych jako struktury dwuwymiarowe, przyjęte w symulacjach numerycznych oraz w projekcie wykonawczym wynoszą, odpowiednio, 50 μm i 34 μm dla 2C-r1, 60 μm i 40,8 μm dla 2C-r2 oraz 80 μm i 54,4 μm dla 2C-r3. Struktury metalowe SRR tych absorberów zawierają się w obrysach w kształcie kwadratu o długości boku *b* równej, odpowiednio, 30 μm, 36 μm i 48 μm. Wymienione wymiary geometryczne absorberów 2C-r1, 2C-r2 i 2C-r3 pozostają w stosunku 1:1,2:1,6. Pozostałe parametry, takie jak szerokość ścieżek metalowych *c*, szerokość przerwy w rezonatorach *g* oraz odstęp między rezonatorami *k*, zostały dobrane arbitralnie i ogólnie nie spełniają stosunku dotyczącego wymiarów geometrycznych absorberów. W tabeli 3.1 zebrane są również parametry geometryczne komórek elementarnych wytworzonych absorberów, zmierzone z wykorzystaniem mikroskopu konfokalnego. Jak można zauważyć, różnią się one nieznacznie od założonych wartości parametrów w przypadku wymiarów *a*, *d* i *b*, natomiast w większym stopniu – dla wymiarów *c*, *g* i *k*.

Na rys. 5.7 przedstawiono widma absorpcji TMA oznaczonych jako 2C-r1, 2C-r2 i 2C-r3, uzyskane z symulacji numerycznych dla pojedynczych komórek elementarnych i z badań spektroskopowych dla wytworzonych próbek odbiciowych TMA o wymiarach 5 mm × 4 mm, składających się z wielu komórek elementarnych. Podobnie jak w eksperymencie, w symulacjach numerycznych założono, że wektor elektryczny fali elektromagnetycznej padającej na TMA jest równoległy do sąsiadujących ze sobą boków prostokątów w strukturze SRR. Można zauważyć, że dla wszystkich badanych absorberów 2C-r, zarówno w widmach symulowanych jak i eksperymentalnych, w zakresie poniżej 2 THz występuje pojedynczy ostry pik absorpcyjny. Należy także zwrócić uwagę, że wyniki symulacji numerycznych i wyniki eksperymentalne dla rozważanych TMA 2C-r są zasadniczo ze sobą zgodne. Różnice są związane z mniejszą absorpcją w maksimach pików uzyskaną w eksperymencie dla wszystkich badanych absorberów 2C-r oraz z różnicami w położeniu obliczonych i zarejestrowanych maksimów tych pików, obserwowanymi wyraźnie w przypadku absorberów 2C-r2 i 2C-r3. Przyczyną tych rozbieżności są przede wszystkim różnice pomiędzy

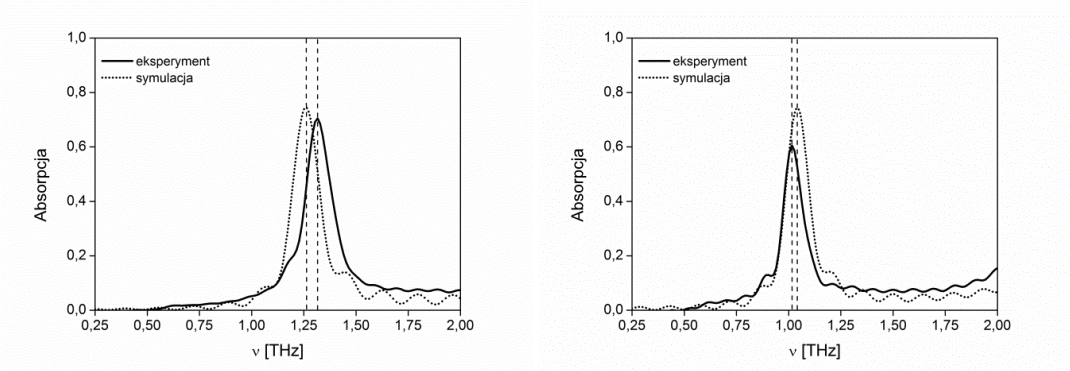
założonymi parametrami geometrycznymi TMA a uzyskanymi w procesie wytwórczym. Istotne znaczenie może mieć również fakt, że w symulacjach numerycznych nie są uwzględnione wzajemne sprzężenia pomiędzy rezonatorami z sąsiadujących ze sobą komórek elementarnych w dwuwymiarowej strukturze TMA.

Absorpcja w maksimum pików dla rozważanych absorberów 2C-r uzyskana z symulacji numerycznych mieści się w zakresie od 0,75 do 0,80. Oznacza to, że te absorbery nie są absorberami idealnymi. Jak można zauważyć, wpływ wartości stałych sieciowych *a* i *d* oraz rozmiaru struktury metalowej *b*, które w pierwszym rzędzie określają rozmiar komórki elementarnej TMA na absorpcję w maksimum, jest stosunkowo niewielki. Z analogicznych symulacji numerycznych przeprowadzonych dla TMA Kwadrat-r omawianych w rozdziale 5.3 wynika, że absorpcja w maksimum piku absorpcyjnego zależy przede wszystkim od grubości warstwy SU-8 rozdzielającej warstwy metalowe, która w przypadku TMA 2C-r jest równa 7 μm. Opierając się na wynikach symulacji numerycznych dla TMA Kwadrat-r można przyjąć, że w celu uzyskania idealnego absorbera 2C-r, grubość warstwy dielektrycznej należy zwiększyć około dwukrotnie.

(a)



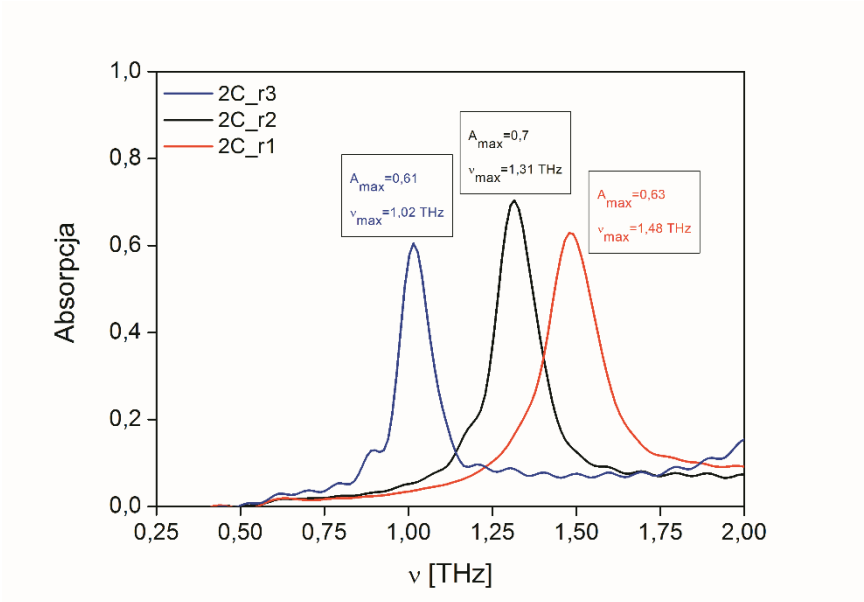
(b) (c)



Rys. 5.7. Widma absorpcji uzyskane z symulacji numerycznych oraz z badań eksperymentalnych dla odbiciowych TMA typu 2C: 2C-r1 (a), 2C-r2 (b), 2C-r3 (c).

Porównując ze sobą widma absorpcji 2C-r1, 2C-r2 i 2C-r3 można zauważyć, że położenie piku absorpcyjnego na skali częstotliwości jest skorelowane z rozmiarami komórki elementarnej

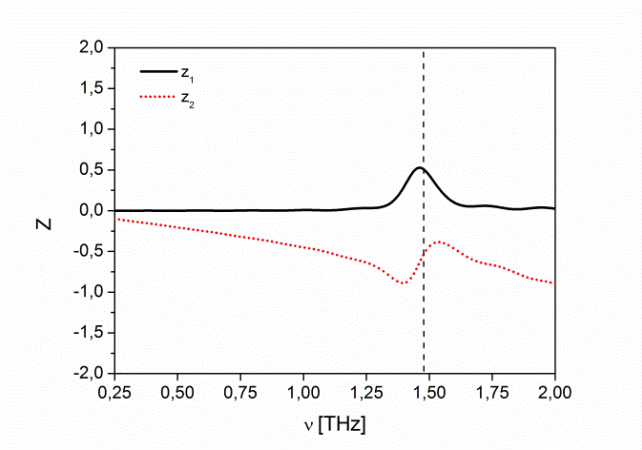
TMA. Dla absorbera 2C-r1 maksimum absorpcji w widmie uzyskanym z symulacji numerycznych występuje dla częstotliwości równej 1,48 THz, a dla absorbera 2C-r2, dla którego stałe sieciowe, *a* i *d*, oraz rozmiar struktury metalowej, *b*, są zwiększone o 20%, maksimum jest obserwowane dla częstotliwości równej 1,25 THz. Zwiększenie rozmiarów komórki elementarnej o 60% przesuwa częstotliwość odpowiadającą maksimum do wartości równej 1,04 THz. Tego typu zależność występuje również dla TMA Kwadrat-r (rozdział 5.3). W celu pełniejszego zilustrowania wpływu rozmiaru komórki elementarnej TMA na położenie maksimum absorpcji, na rys. 5.8 przedstawiono łącznie widma absorpcji 2C-r1, 2C-r2 i 2C-r3 uzyskane z badań spektroskopowych wytworzonych próbek oraz podstawowe parametry (częstotliwość, absorpcję odpowiadającą maksimom) charakteryzujące poszczególne piki absorpcyjne.



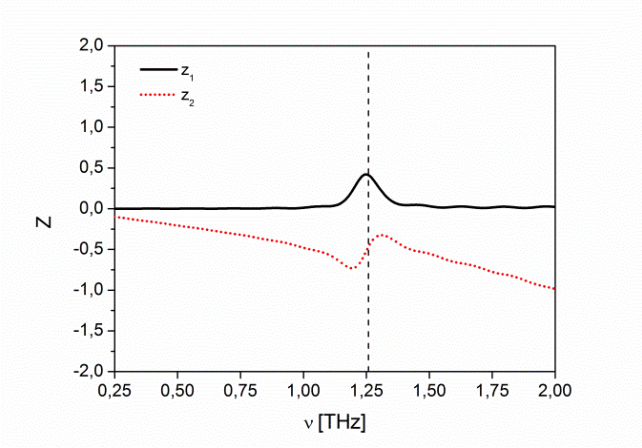
Rys. 5.8. Widma absorpcji uzyskane z badań spektroskopowych wytworzonych próbek oraz podstawowe parametry (częstotliwość, absorpcja odpowiadająca maksimom) dla odbiciowych TMA typu 2C: 2C-r1, 2C-r2, 2C-r3.

Na rys. 5.9 przedstawione są wykresy części rzeczywistej i części urojonej impedancji falowej w funkcji częstotliwości dla absorberów odbiciowych 2C-r1, 2C-r2 i 2C-r3, obliczonej na podstawie widm odbicia uzyskanych z symulacji numerycznych (widma odbicia powiązane są w tym przypadku z widmami absorpcji relacją $R = 1 - A$). Jak wynika ze wzoru 4.8 (rozdział 4.2.1), zespolona impedancja falowa, Z, absorbera idealnego dla częstotliwości odpowiadającej maksimum absorpcji jest równa jedności ($Z_1 = 1$, $Z_2 = 0$). W przypadku rozpatrywanych absorberów odbiciowych warunek ten nie jest spełniony. Można w związku z tym stwierdzić, że absorbery 2C-r1, 2C-r2 i 2C-r3 nie są absorberami idealnymi. Oczywiście, należy to podkreślić, wniosek ten wynika również bezpośrednio z analizy widm absorpcji.

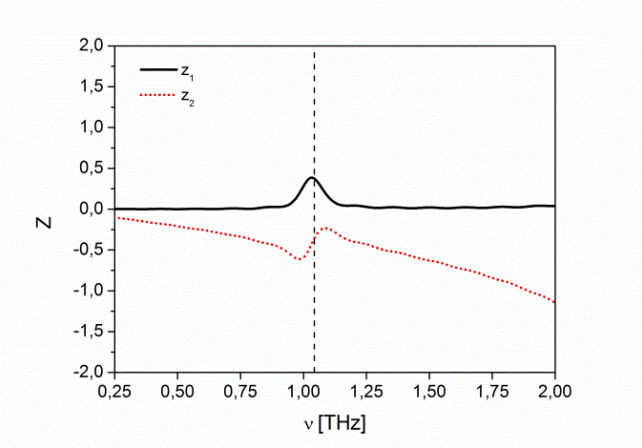
(a)



(b)



(c)



Rys. 5.9. Impedancja falowa w funkcji częstotliwości obliczona na podstawie widm odbicia uzyskanych z symulacji numerycznych dla odbiciowych TMA typu 2C: 2C-r1 (a), 2C-r2 (b), 2C-r3 (b).

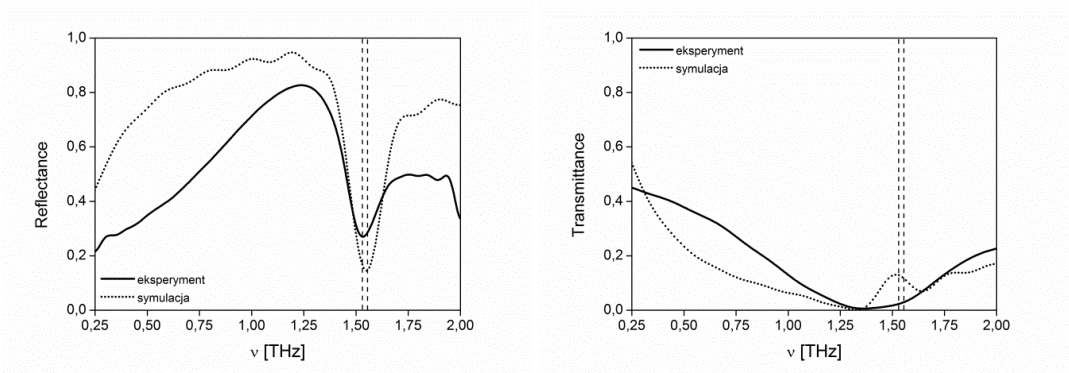
W dalszej części tego podrozdziału omówione zostaną właściwości absorpcyjne i elektromagnetyczne transmisyjnych TMA typu 2C: 2C-t1, 2C-t2 i 2C-t3. Wykaz tych absorberów wraz z charakterystycznymi wymiarami określającymi ich geometrię znajduje się w tabeli 3.1

(rozdział 3.3). Absorbery te różnią się od omawianych TMA odbiciowych tym, że wewnętrzna lita warstwa aluminiowa jest zastąpiona przez warstwę tworzoną przez dwuwymiarową sieć pasków aluminiowych (CW) ulokowanych bezpośrednio pod strukturami SRR z zewnętrznej warstwy, wzdłuż ich wewnętrznych ścieżek. Długości *f* i szerokości *w* pasków w absorberach założone w symulacjach numerycznych oraz w projekcie wykonawczym, wynoszą, odpowiednio, 48 μm i 8 μm dla 2C-t1, 57 μm i 10 μm dla 2C-t2 oraz 76,8 μm i 12 μm dla 2C-t3. Stałe sieciowe, wymiary geometryczne aluminiowych struktur SRR oraz wymiary aluminiowych pasków CW dla absorberów 2C-t1, 2C-t2 i 2C-t3 pozostają w stosunku 1:1,2:1,6, podobnie jak w przypadku TMA odbiciowych. Grubość warstwy dielektrycznej oraz pozostałe założone w symulacjach numerycznych i przyjęte w projekcie parametry geometryczne absorberów transmisyjnych są identyczne jak dla ich odpowiedników odbiciowych.

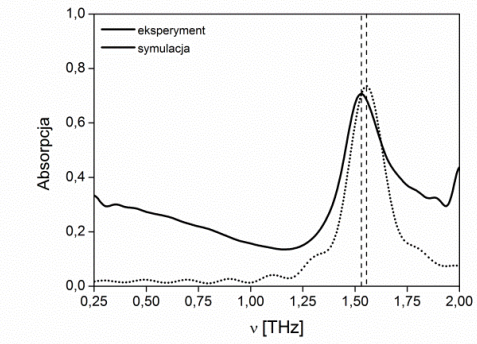
Na rys. 5.10, 5.11 i 5.12 przedstawione są widma odbicia i transmisji oraz wyznaczone na ich podstawie, ze wzoru $A = 1 - R - T$, widma absorpcji dla transmisyjnych TMA 2C-t1, 2C-t2 i 2C-t3. Widma te są wynikiem symulacji numerycznych dla pojedynczych komórek elementarnych i badań spektroskopowych rzeczywistych próbek TMA o wymiarach 5 mm × 4 mm, zawierających wiele komórek elementarnych. W symulacjach numerycznych założono, że fala elektromagnetyczna pada prostopadle na powierzchnię absorbera. Jej wektor elektryczny jest równoległy do sąsiadujących ze sobą boków prostokątów w strukturze SRR w aluminiowej warstwie zewnętrznej, a tym samym do długiego boku aluminiowego paska CW w warstwie wewnętrznej. Jak można zauważyć na rys. 5.10a, 5.11a i 5.12a, absorbery 2C-t1, 2C-t2 i 2C-t3 charakteryzują się stosunkowo dużym odbiciem w zakresie terahercowym (od 0,25 THz do 2 THz) poza względnie wąskimi zakresami odpowiednio wokół częstotliwości około 1,5 THz, 1,3 THz i 1 THz, gdzie odbicie jest zdecydowanie mniejsze. Obserwacja ta dotyczy zarówno widm uzyskanych z symulacji numerycznych jak również z eksperymentu, przy czym częstotliwości minimów widm uzyskanych obiema metodami dla danego absorbera są do siebie zbliżone. W otoczeniu minimum obliczona transmisja jest większa od zarejestrowanej, natomiast w pozostałym obszarze zachodzi relacja odwrotna. Częstotliwość odpowiadająca minimum transmisji jest powiązana ze stałymi sieci oraz rozmiarami elementów metalowych występujących w komórce elementarnej, podobnie jak dla odbiciowych TMA – zwiększenie tych parametrów powoduje przesunięcie minimum w stronę mniejszych częstotliwości. Widma transmisji (rys. 5.10b, 5.11b i 5.12b) nie mają tak wyraźnej selektywnej charakterystyki jak widma odbicia. Dla badanych absorberów transmisyjnych transmisja jest największa w dolnych i górnych obszarach rozważanego zakresu terahercowego (od 0,25 THz do 2 THz), a dla częstotliwości nieco mniejszej od częstotliwości odpowiadającej minimum odbicia jest bliska zeru. W przypadku widm transmisyjnych uzyskanych z symulacji numerycznych wyraźnie widoczne są artefakty interferencyjne związane z podłożem krzemowym (w widmach uzyskanych eksperymentalnie zostały one zredukowane w związku z odpowiednią procedurą obróbki danych spektroskopowych).

Widma absorpcji transmisyjnych TMA 2C-t1, 2C-t2 i 2C-t3 przedstawione na rys. 5.10c, 5.11c i 5.12c są bezpośrednio związane z ich charakterystyką odbiciową i transmisyjną. W widmach tych występują pojedyncze piki, dla których częstotliwości odpowiadające ich maksimom zależą od rozmiaru komórki elementarnej, podobnie jak w przypadku absorberów odbiciowych. Częstotliwości odpowiadające maksimom tych pików w widmach uzyskanych z symulacji numerycznych i z eksperymentu różnią się nieznacznie między sobą i wynoszą odpowiednio 1,55 THz i 1,53 THz dla 2C-t1, 1,32 THz i 1,38 THz dla 2C-t2 i 1,06 THz i 1,06 THz dla 2C-t3, a absorpcja w maksimum mieści się w zakresie od 0,6 do 0,75. Absorbery te nie są absorberami idealnymi, o czym decyduje przede wszystkim grubość warstwy SU-8, podobnie jak dla absorberów odbiciowych. W przypadku transmisyjnych TMA absorpcja uzyskana eksperymentalnie, rejestrowana w zakresach częstotliwości poza obszarem piku jest znacznie większa od zera, inaczej niż absorpcja uzyskana z symulacji numerycznych. Wynika to stąd, że w symulacjach numerycznych założono znacznie mniejszą grubość podłoża z wysokorezystywnego krzemu (12 μm) niż w przypadku rzeczywistych próbek (550 μm). W eksperymentalnych widmach uzyskanych dla transmisyjnych TMA występuje dodatkowy wkład do absorpcji od podłoża, którego nie ma z oczywistych względów dla absorberów odbiciowych.

(a) (b)

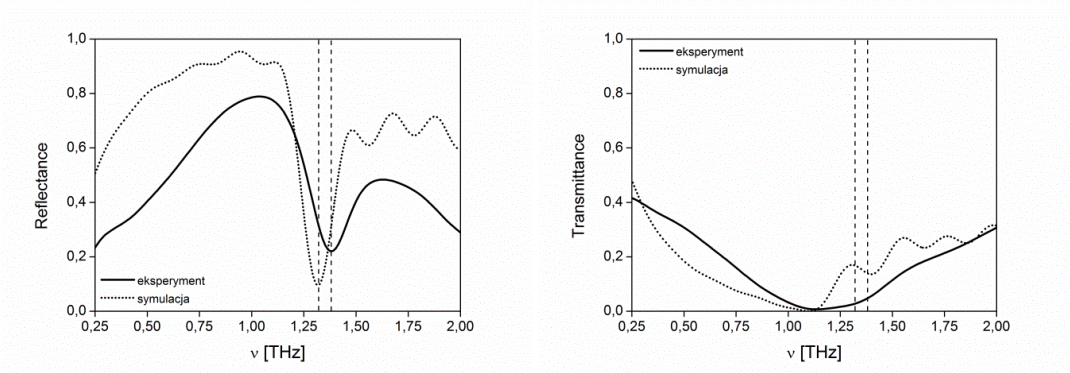


(c)

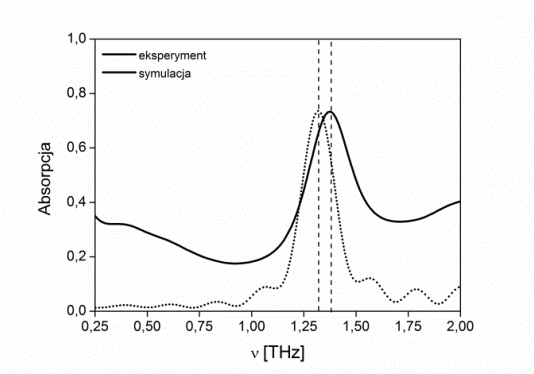


Rys. 5.10. Odbicie (a), transmisja (b) i absorpcja (c) w funkcji częstotliwości dla TMA 2C-t1.

(a) (b)

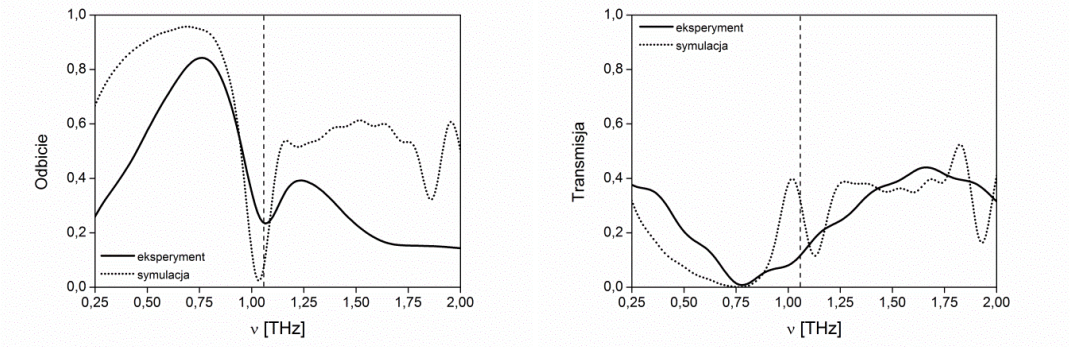


(c)

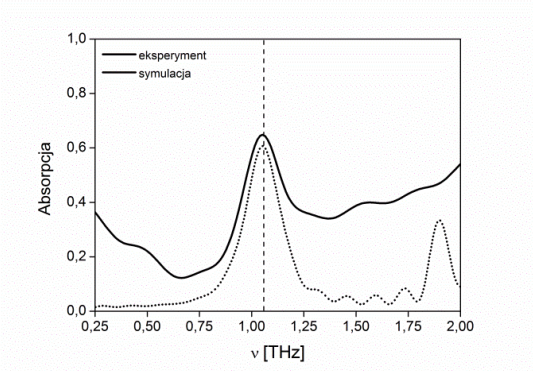


Rys. 5.11. Odbicie (a), trnsmisja (b) i absorpcja (c) w funkcji częstotliwości dla TMA 2C-t2.

(a) (b)



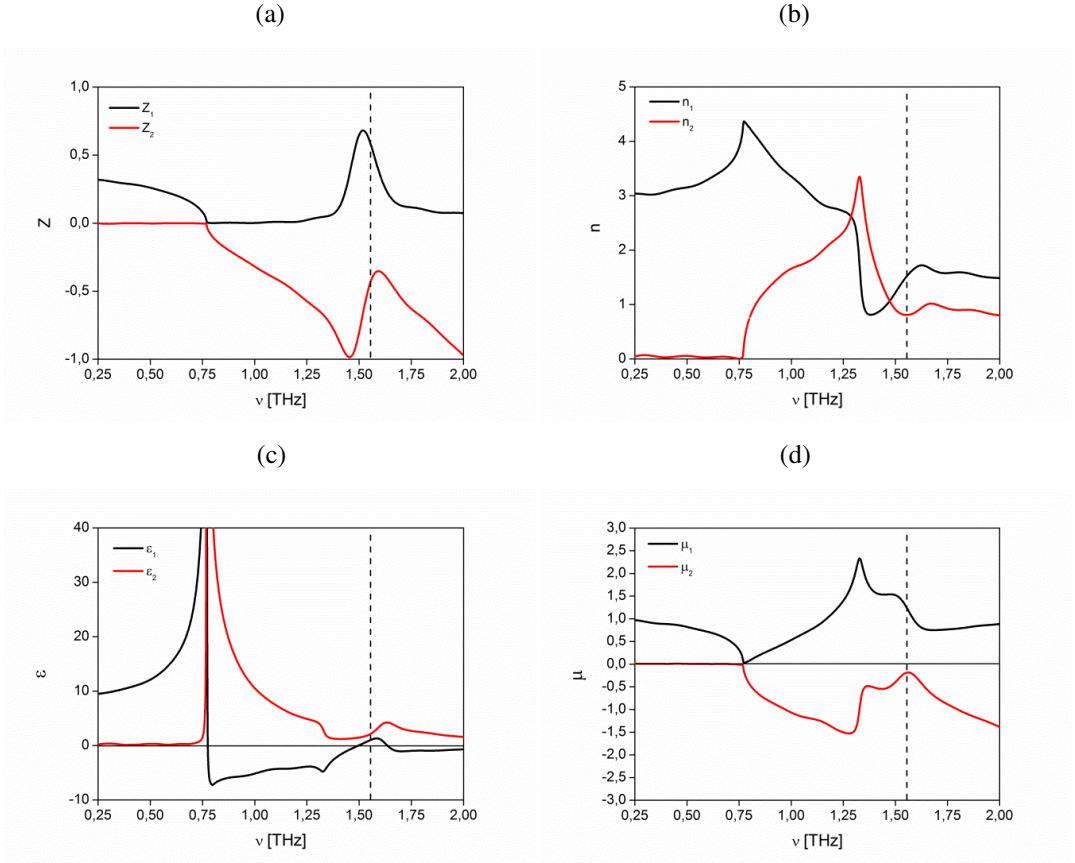
(c)



Rys. 5.12. Odbicie (a), transmisja (b) i absorpcja (c) w funkcji częstotliwości dla TMA 2C-t3.

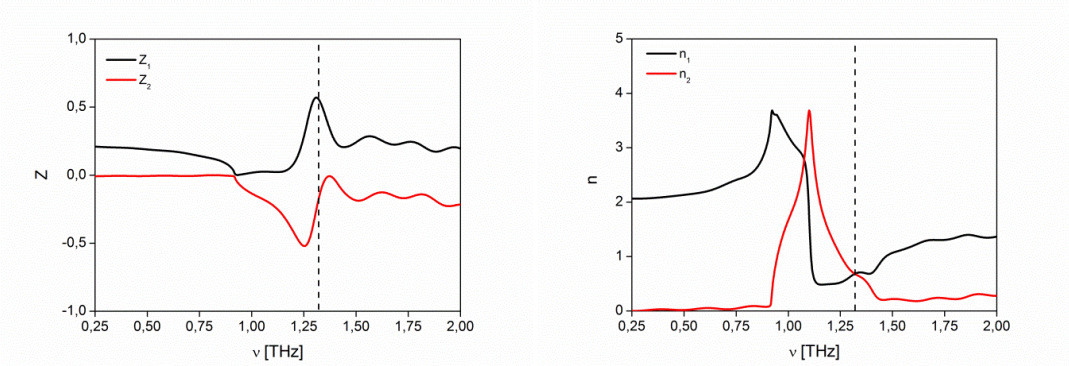
Ponieważ symulacje numeryczne dla TMA transmisyjnych pozwalają wyznaczyć parametry S_{11} i S_{21} macierzy rozpraszania, to możliwe jest na ich podstawie obliczenie efektywnych parametrów elektromagnetycznych tych absorberów, takich jak impedancja falowa i współczynnik załamania albo, alternatywnie, przenikalność elektryczna i przenikalność magnetyczna. Takiej możliwości nie ma w przypadku TMA odbiciowych, gdzie można wyznaczyć tylko jeden parametr efektywny, np. impedancję falową. Na rys. 5.13, 5.14 i 5.15 przedstawione są wykresy parametrów efektywnych charakteryzujących właściwości elektromagnetyczne transmisyjnych absorberów 2C-t1, 2C-t2 i 2C-t3. Na podstawie wykresów impedancji falowej (rys. 5.13a, 5.14a i 5.15a) oraz współczynnika załamania (rys. 5.13b, 5.14b i 5.15b) można stwierdzić, że dla częstotliwości mniejszych, odpowiednio, od 0,75 THz, 0,82 THz i 0,68 THz, traktowanych jako częstotliwości graniczne, rozważane absorbery transmisyjne mają właściwości elektromagnetyczne typowe dla transparentnych materiałów naturalnych. W tym zakresie części urojone impedancji falowej i współczynnika załamania są w przybliżeniu równe zeru, a części rzeczywiste dodatnie. Wraz ze zwiększaniem częstotliwości część rzeczywista impedancji falowej, Z_1, stopniowo maleje aż do wartości bliskiej zeru dla częstotliwości granicznej, natomiast część rzeczywista współczynnika załamania, n_1, zwiększa się osiągając przy częstotliwości granicznej swoje maksimum. Dla częstotliwości większych od częstotliwości granicznej, w tym w obszarach pików absorpcyjnych, Z_1 jest dodatnie dla wszystkich rozpatrywanych transmisyjnych TMA, podobnie jak n_1. Na wykresie części rzeczywistej impedancji falowej w obszarze maksimum absorpcyjnego występuje wyraźny pik, jednak Z_1 dla częstotliwości odpowiadającej maksimum absorpcji są znacznie mniejsze od jedności. Wykresy części rzeczywistej współczynnika załamania dla częstotliwości większej od granicznej mają dla każdego z absorberów swój indywidualny charakter. Dla częstotliwości większej od granicznej części urojone impedancji falowej, Z_2, są ujemne (poza wąskimi zakresami w przypadku 2C-t3), a części urojone współczynnika załamania, n_2, dodatnie. Dla częstotliwości odpowiadających maksimom badanych TMA parametr n_2 jest mniejszy od jedności, w przeciwieństwie do przewidywań teoretycznych dla absorbera idealnego ($n_2 >> 0$).

Przenikalności elektryczną (rys. 5.13c, 5.14c i 5.15c) i magnetyczną (rys. 5.13d, 5.14d i 5.15d) dla TMA transmisyjnych można obliczyć bezpośrednio na podstawie impedancji falowej i współczynnika załamania. Z wykresów części rzeczywistych przenikalności elektrycznej, ε_1, i magnetycznej, μ_1, wynika, że dla częstotliwości mniejszych od częstotliwości granicznych parametry te są dodatnie. Jednocześnie części urojone tych parametrów (ε_2, μ_2) przyjmują wartości bliskie zera. Oznacza to, że w tym zakresie częstotliwości rozważane TMA 2C-t mają właściwości typowe dla materiałów naturalnych, co zostało już stwierdzone przy analizie impedancji falowej i współczynnika załamania tych absorberów. Dla częstotliwości większych od częstotliwości granicznych charakterystyki przenikalności elektrycznej i magnetycznej rozważanych absorberów transmisyjnych są nietypowe dla materiałów naturalnych. Szczególne znaczenie w kontekście rozważań dotyczących dyssypacji energii w tego typu materiałach (metamateriałach) mają części urojone przenikalności elektrycznej i magnetycznej. Problem ten jest szczegółowo omówiony w pracy doktorskiej przy rozważaniach dotyczących TMA Kwadrat-t i Krzyż-t (rozdziały 5.4 i 5.6).

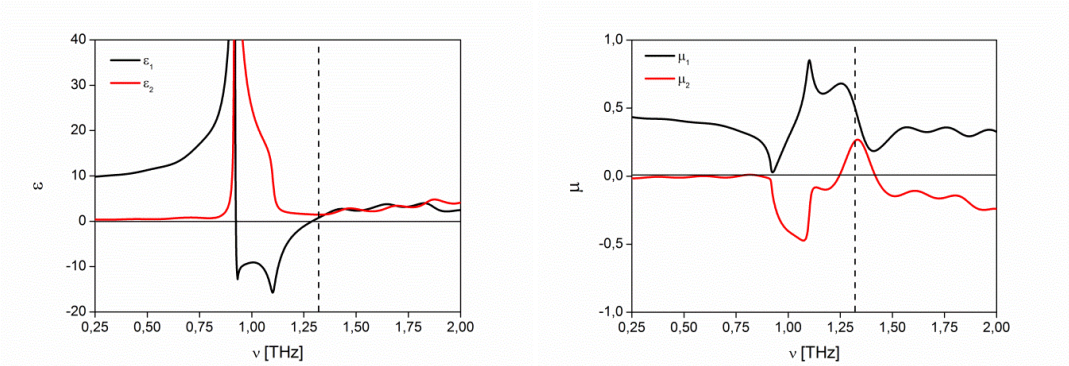


Rys. 5.13. Efektywne wartości impedancji falowej (a), współczynnika załamania (b), przenikalności elektrycznej (c) i magnetycznej (d) w funkcji częstotliwości dla TMA 2C-t1 – obliczenia Z, n, ε, μ zostały wykonane na podstawie danych z symulacji numerycznych.

(a) (b)

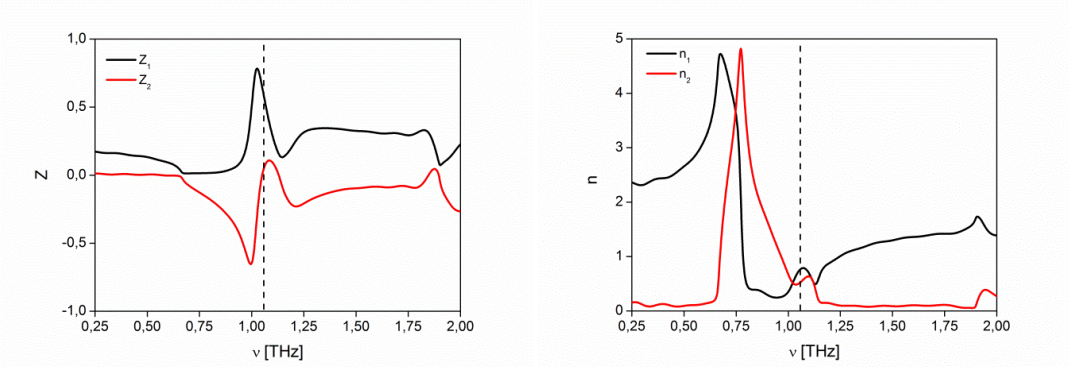


(c) (d)

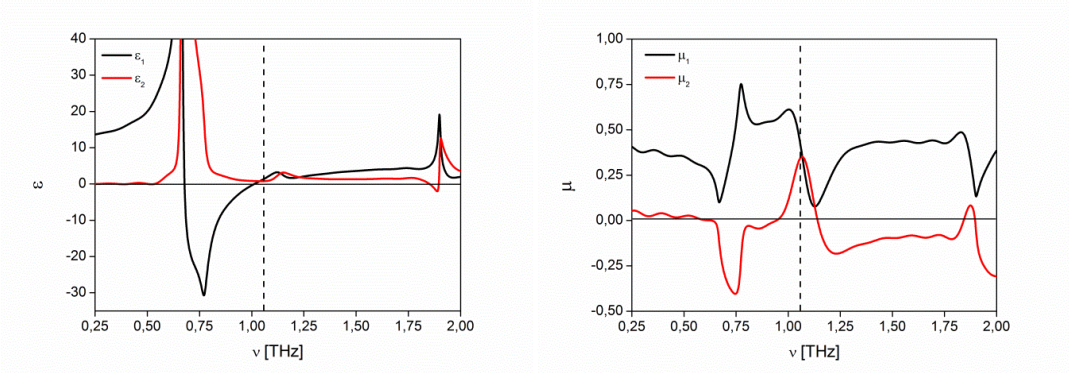


Rys. 5.14. Efektywne wartości impedancji falowej (a), współczynnika załamania (b), przenikalności elektrycznej (c) i magnetycznej (d) w funkcji częstotliwości dla TMA 2C-t2 – obliczenia Z , n, ε, μ zostały wykonane na podstawie danych z symulacji numerycznych.

(a) (b)



(c) (d)



Rys. 5.15. Efektywne wartości impedancji falowej (a), współczynnika załamania (b), przenikalności elektrycznej (c) i magnetycznej (d) w funkcji częstotliwości dla TMA 2C-t3 – obliczenia Z, n, ε, μ zostały wykonane na podstawie danych z symulacji numerycznych.

5.3. Właściwości absorpcyjne i elektromagnetyczne TMA Kwadrat-r

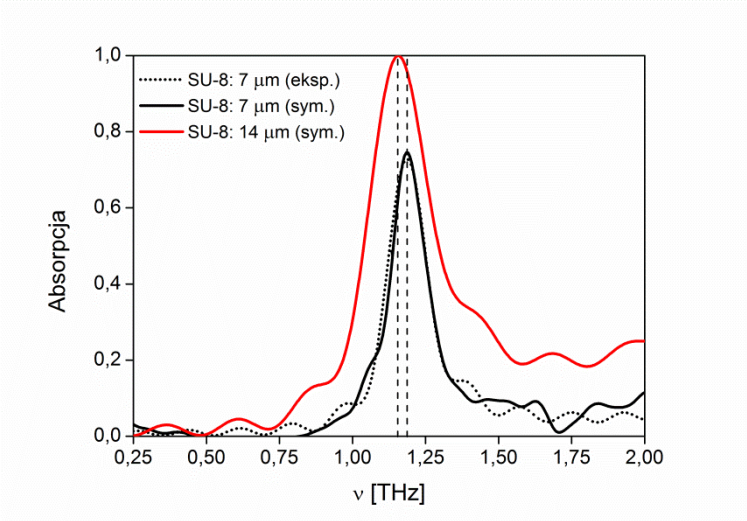
Omawiany w aktualnym podrozdziale metamateriałowy absorber terahercowy Kwadrat-r typu odbiciowego został zaprezentowany w artykule z 2018 r. [43]. Zewnętrzna warstwa metalowa tego absorbera tworzona jest przez dwuwymiarową sieć o komórce elementarnej w kształcie kwadratu z dwoma wewnętrznymi, rozciętymi w środku paskami, przedstawionej na rys. 3.5a, c (rozdział 3,2). W rozważanej strukturze występują cztery połączone ze sobą kwadratowe obwody rezonansowe typu LC posiadające wspólną przerwę w środku całej struktury. Wewnętrzna, lita warstwa metalowa wchodząca w skład komórki elementarnej TMA jest odseparowana od zewnętrznej struktury metalowej warstwą dielektryczną SU-8. W odróżnieniu od omawianej w rozdziałach 5.1 i 5.2 struktury elementarnej TMA składającej się z dwóch prostokątów z rozcięciem, komórka elementarna typu Kwadrat-r posiada czterokrotną oś symetrii prostopadłą do tworzących ją warstw metalowych i warstwy dielektrycznej. W takim przypadku odbicie i absorpcja nie zależą od polaryzacji fali elektromagnetycznej padającej prostopadle na powierzchnię TMA [51].

Na rys. 5.16 przedstawione są widma absorpcji w funkcji częstotliwości dla TMA Kwadrat-r otrzymane eksperymentalnie i uzyskane niezależnie z symulacji numerycznych. Symulacje numeryczne przeprowadzono dla dwóch komórek elementarnych TMA: o parametrach geometrycznych i elektromagnetycznych takich jak parametry wytworzonej próbki metamateriałowej oraz dla hipotetycznej komórki idealnego TMA o odpowiednio dobranych parametrach, przy których absorpcja w maksimum jest równa 1. W przypadku komórki elementarnej Kwadrat-r absorpcja obliczana jest ze wzoru (4.12), przy założeniu, że $T = 0$. Na podstawie rys. 5.16 można stwierdzić, że widmo absorpcji zarejestrowane dla wytworzonego absorbera jest zgodne z widmem absorpcji uzyskanym z symulacji numerycznych dla modelowej komórki TMA identycznej z komórką

wytworzonego absorbera. Maksymalna absorpcja w obu przypadkach przyjmuje wartość $A_{max} = 0{,}75$ i występuje dla częstotliwości $\nu_{max} = 1{,}18$ THz. Szerokość połówkowa obu pików absorpcyjnych wynosi $\Delta\nu = 0{,}17$ THz, natomiast wartość współczynnika dobroci $Q = 6{,}9$ ($Q = \nu_{max}/\Delta\nu$).

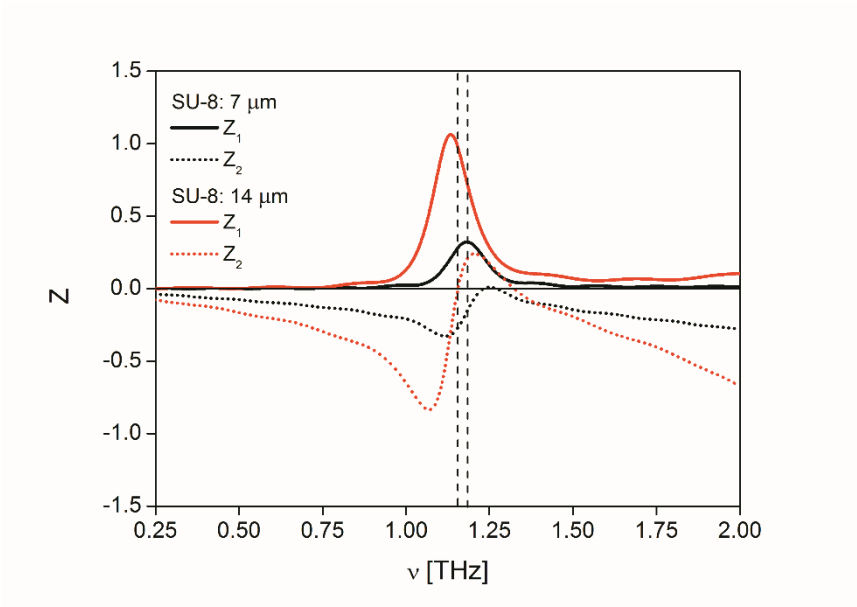
W symulacjach numerycznych założono, że fala padająca i odbita rozprzestrzeniają się w kierunku prostopadłym do powierzchni komórki elementarnej TMA. W metodzie THz TDS w modzie odbiciowym promieniowanie terahercowe pada na powierzchnię TMA pod kątem 22,5° i pod tym samym kątem jest realizowana detekcja promieniowania odbitego (rys. 4.5b). Na podstawie analizy zależności intensywności wiązki promieniowania odbitego od kąta jaki tworzy ona z normalną do powierzchni odbijającej z wykorzystaniem wzorów Fresnela można stwierdzić, że intensywność ta może się różnić o nie więcej niż 1% od intensywności dla przypadku gdy kąt ten wynosi 0°. Przyjęto w związku z tym, że wpływ kąta padania wiązki i kąta ustawienia detektora na odbicie można zaniedbać.

Dla wytworzonego TMA Kwadrat-r, absorpcja zarejestrowana dla częstotliwości 1,18 THz, odpowiadającej położeniu maksimum piku, jest mniejsza od 1. Z tego powodu absorber ten nie jest absorberem idealnym, dla którego $A_{max} = 1$. Z analizy wpływu parametrów geometrycznych komórki elementarnej TMA Kwadrat-r, prezentowanych w dalszej części pracy, wynika, że w celu uzyskania absorpcji bliskiej 1 dla rozważanej struktury metamateriałowej, należy zwiększyć grubość warstwy dielektrycznej SU-8 z 7 μm do 14 μm. W wyniku takiej zmiany, maksimum absorpcji ulega przesunięciu w stosunku do maksimum dla absorbera nieidealnego w kierunku mniejszych częstotliwości i występuje dla $\nu = 1{,}15$ THz (rys. 5.16). Jednocześnie następuje zwiększenie szerokości połówkowej piku absorpcyjnego do wartości $\Delta\nu = 0{,}25$ THz, a współczynnik dobroci Q ulega zmniejszeniu do wartości równej 4,3. Zwiększenie absorpcji maksymalnej TMA Kwadrat-r jest związane ze zmniejszeniem jego selektywności.



Rys. 5.16. Absorpcja dla TMA Kwadrat-r otrzymana z eksperymentu (grubość warstwy SU-8 jest równa 7 μm, czarna linia kropkowana) i z symulacji numerycznych dla tego absorbera (czarna linia ciągła) oraz dla absorbera idealnego (grubość warstwy SU-8 jest równa 14 μm, czerwona linia ciągła).

W przypadku TMA typu odbiciowego parametr S_{21} jest z definicji równy zeru. W związku z tym, do obliczeń efektywnych parametrów elektromagnetycznych metamateriału może być wykorzystywane jedynie równanie (4.7). Korzystając z tego równania, wyznaczono impedancję falową absorberów Kwadrat-r w funkcji częstotliwości (rys. 5.17). Podstawą tych obliczeń były wartości parametru S_{11} uzyskane z symulacji numerycznych w zakresie częstotliwości od 0,25 THz do 2 THz dla TMA Kwadrat-r o parametrach identycznych jak w przypadku wytworzonego absorbera (o grubości warstwy SU-8 równej 7 μm). Obliczenia wykonano także dla absorbera idealnego Kwadrat-r (rys. 5.17) o grubości warstwy SU-8 równej 14 μm, dla którego częstotliwość odpowiadającą maksymalnej absorpcji obliczono z warunku $S_{11} = 0$. W tym przypadku, zgodnie z (4.7), odpowiednio, dla części rzeczywistej i urojonej impedancji falowej spełnione są warunki: $Z_1 = 1$, $Z_2 = 0$. Na podstawie wykresów zależności impedancji falowej od częstotliwości, przedstawionych na rys. 5.17 można stwierdzić, że warunki te są spełnione dla idealnego TMA, dla częstotliwości równej 1,15 THz. Dla tej częstotliwości występuje również maksimum absorpcji dla tego absorbera (rys. 5.16). W przypadku absorbera Kwadrat-r o parametrach odpowiadających wytworzonemu absorberowi, w całym rozpatrywanym zakresie częstotliwości spełnione są warunki: $Z_1 < 1$ i $Z_2 < 0$, co oznacza, że absorber ten nie jest idealny.



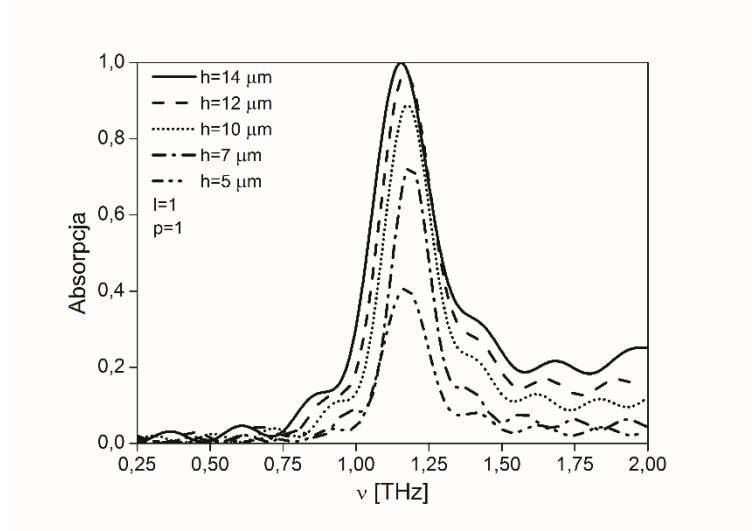
Rys. 5.17. Części rzeczywiste (linie ciągłe) i urojone (linie kropkowane) impedancji falowej TMA Kwadrat-r o grubości warstwy SU-8 równej 7 µm (linie czarne) i 14 µm (linie czerwone), obliczone na podstawie parametrów S_{11} uzyskanych z symulacji numerycznych.

Na rys. 5.18 przedstawione są wyniki symulacji numerycznych dotyczące wpływu parametrów geometrycznych komórki elementarnej oraz stałej sieciowej absorbera Kwadrat-r na absorpcję. W szczególności, na rys. 5.18a przedstawiona jest absorpcja przykładowych absorberów Kwadrat-r różniących się grubością warstwy dielektrycznej SU-8 (5 µm, 7 µm, 10 µm, 12 µm, 14 µm), przy ustalonych wymiarach metalowych rezonatorów (42 µm, $l = 1$) oraz stałych sieci (60 µm, $p = 1$). Parametr l określający skalowanie wymiarów geometrycznych metalowych rezonatorów oraz parametr p opisujący skalowanie rozmiarów komórki elementarnej (stałych sieci) wprowadzono tutaj dla wygody dyskusji. Jak można zauważyć, wraz ze zwiększaniem grubości warstwy SU-8 zwiększa się absorpcja w maksimum piku, która dla warstwy o największej grubości (14 µm) przyjmuje wartość bliską 1. Jednocześnie, przy zwiększaniu grubości warstwy dielektrycznej położenie maksimum piku absorpcyjnego przesuwa się nieznacznie w stronę mniejszych częstotliwości, a także zmniejszeniu ulega współczynnik dobroci Q dla rozważanego piku. Można w związku z tym stwierdzić, że optymalizacja absorbera Kwadrat-r pod kątem jego efektywności i selektywności możliwa jest przez zmianę grubości warstwy dielektrycznej. W szczególności, dla warstwy SU-8 o grubości 14 µm TMA Kwadrat-r jest selektywnym absorberem idealnym.

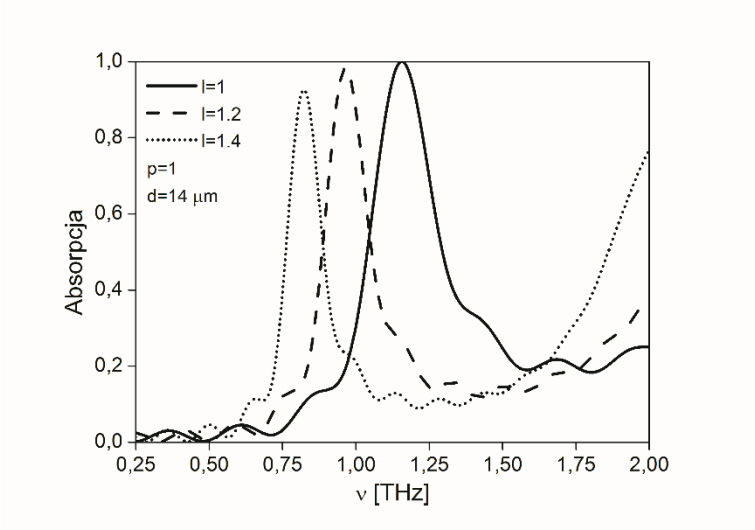
Położenie piku absorpcyjnego na skali częstotliwości dla absorberów Kwadrat-r można efektywnie zmieniać przez skalowanie rozmiaru metalowych struktur rezonansowych bez zmiany stałej sieciowej (rys. 5.18b) oraz przez skalowanie rozmiaru całej komórki elementarnej, co jest związane ze zmianą stałej sieciowej (rys. 5.18c). W obu tych przypadkach możliwa jest znaczna zmiana położenia piku absorpcyjnego oraz jego szerokości połówkowej. Na rys. 5.18b przedstawiony jest wpływ zmiany rozmiarów rezonatora metalowego na absorpcję TMA Kwadrat-r. W symulacjach

numerycznych założono grubość warstwy SU-8 jako równą 14 μm oraz stałą sieciową absorbera jako równą 60 μm ($p = 1$). W tym przypadku, zwiększenie rozmiaru rezonatora metalowego o 40 % ($l = 1{,}4$) powoduje przesunięcie maksimum piku absorpcyjnego o około 350 GHz w stronę mniejszych częstotliwości przy jednoczesnym znacznym zmniejszeniu jego szerokości połówkowej. Należy także zauważyć, że zmiana absorpcji jest stosunkowo niewielka. Z danych prezentowanych na rys. 5.18c wynika, że najbardziej efektywną metodą dopasowania właściwości absorpcyjnych TMA Kwadrat-r do zadanej częstotliwości, jest skalowanie rozmiarów komórki elementarnej. Zmiana rozmiarów komórki elementarnej w zakresie współczynnika skali od $p = 1$ do $p = 1{,}4$ powoduje przesunięcie maksimum piku absorpcyjnego w stronę mniejszych częstotliwości aż o około 600 GHz, przy czym absorpcja w maksimum nie zmienia się i jest bliska 1. Absorber zachowuje więc właściwości absorbera idealnego. Jednocześnie zwiększa się jego selektywność. Natomiast jeśli rozmiary komórki elementarnej zostaną pomniejszone z zastosowaniem odpowiedniego współczynnika skali p mniejszego od jedności (rys. 5.18c), to maksimum piku absorpcyjnego ulega przesunięciu w stronę większych częstotliwości z jednoczesnym zwiększeniem szerokości połówkowej tego piku i wyraźnym zmniejszeniem absorpcji w maksimum.

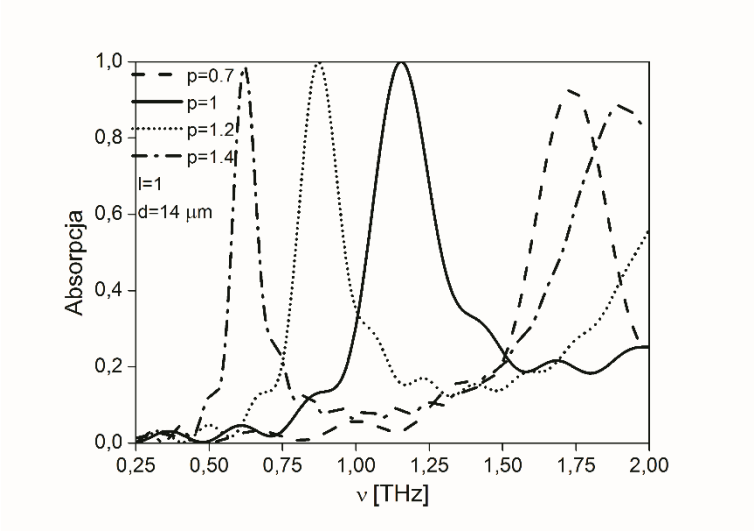
(a)



(b)



(c)



Rys. 5.18. Absorpcja dla TMA Kwadrat-r otrzymana na podstawie symulacji numerycznych w zależności od grubości warstwy SU-8 (*h*) (a), współczynnika skalowania wymiarów geometrycznych metalowego rezonatora (*l*) przy stałym rozmiarze komórki elementarnej (b) oraz współczynnika skalowania rozmiarów całej komórki elementarnej (*p*) (c).

5.4. Właściwości absorpcyjne i elektromagnetyczne TMA Kwadrat-t

W tej części pracy przedstawione są właściwości metamateriałowego absorbera terahercowego transmisyjnego Kwadrat-t, komplementarnego do omawianego w rozdziale 5.3 absorbera odbiciowego. Transmisyjny TMA był prezentowany w artykule w Opto-Electronics Review w 2018 r. [43]. Różnica między rozważanymi absorberami odbiciowym i transmisyjnym polega na tym, że w komórce elementarnej TMA odbiciowego zamiast litej warstwy metalowej osadzonej na podłożu z

wysokorezystywnego krzemu występuje metalowa struktura w kształcie kwadratu. Transmisyjny TMA Kwadrat-t jest przedstawiony na rys. 3.5b, d (rozdział 3.2).

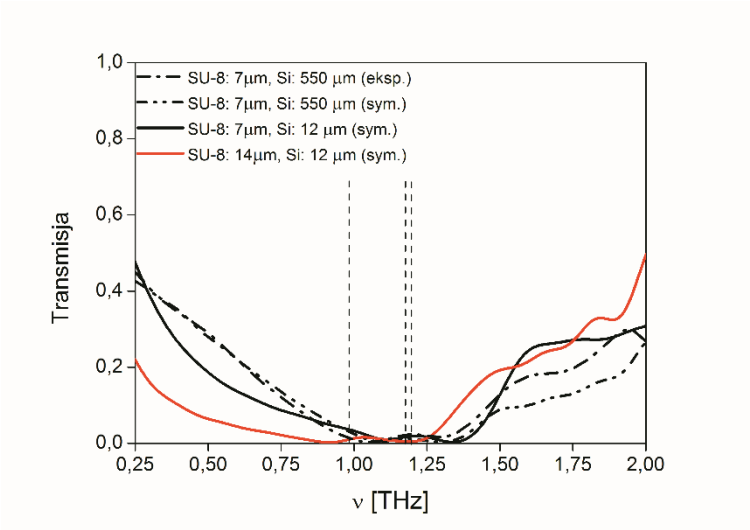
Na rys. 5.19 przedstawione są widma transmisji, odbicia i absorpcji w funkcji częstotliwości uzyskane eksperymentalnie dla TMA Kwadrat-t wytworzonego na podłożu z wysokorezystywnego krzemu o grubości równej 550 μm, dla którego grubość warstwy SU-8 wynosiła 7 μm. Na tych samych rysunkach przedstawiono również widma transmisji, odbicia i absorpcji uzyskane z symulacji numerycznych dla dwóch TMA Kwadrat-t na podłożu z wysokorezystywnego krzemu o różnej grubości równej 550 μm i 7 μm oraz jednakowej grubości warstwy SU-8 równej 7 μm. Przedstawione są również odpowiednie widma będące wynikiem obliczeń dla absorbera idealnego, dla którego grubość warstwy SU-8 wynosi 14 μm. Grubość podłoża z wysokorezystywnego krzemu w symulacjach numerycznych przyjęto w tym przypadku jako równą 12 μm. Znacznie mniejsza grubość podłoża krzemowego założona w symulacjach numerycznych w porównaniu do jego rzeczywistej grubości w wytworzonym TMA pozwala ograniczyć jego wkład do całkowitej absorpcji promieniowania, a także zniwelować efekty interferencyjne wynikające z wielokrotnego odbicia fali terahercowej wewnątrz tego podłoża.

Maksima absorpcji dla TMA Kwadrat-t o grubości warstwy SU-8 równej 7 μm i grubości podłoża Si równej 550 μm określone eksperymentalnie oraz niezależnie z symulacji numerycznych występują dla częstotliwości równych, odpowiednio, 1,19 THz i 1,17 THz (rys. 5.19c). Absorpcja w maksimum wynosi w tych przypadkach, odpowiednio, 0,75 i 0,78. Chociaż dla obu tych pików zarówno absorpcja w maksimum jak i częstotliwość odpowiadająca maksimum piku absorpcyjnego mają zbliżone wartości, to widma otrzymane z eksperymentu różnią się od tych uzyskanych na podstawie obliczeń numerycznych między innymi szerokością połówkową, która w przypadku absorpcji otrzymanej z pomiarów wynosi około 0,30 THz, a z symulacji numerycznych – 0,20 THz. Większa szerokość połówkowa piku absorpcyjnego uzyskana eksperymentalnie jest związana z różnego rodzaju defektami występującymi w wytworzonej strukturze, które są przyczyną rozkładu częstotliwości odpowiadających indywidualnym maksimom pików absorpcyjnych poszczególnych komórek elementarnych TMA. Zarówno wyniki eksperymentalne, jak również symulacje numeryczne pokazują, że poza obszarami występowania pików absorpcyjnych absorpcja przyjmuje stosunkowo duże wartości, zbliżone do 0,4, co ma związek ze znaczną grubością podłoża krzemowego (550 μm). Potwierdzają to rezultaty symulacji numerycznych dla absorbera o tej samej grubości warstwy SU-8 (7 μm), ale o znacznie cieńszym podłożu (12 μm). Dla TMA z cienkim podłożem maksimum piku absorpcyjnego występuje dla częstotliwości 1,17 THz, natomiast absorpcja dla częstotliwości 0,25 THz jest bliska zeru, a dla częstotliwości 2 THz jest rzędu 0,08.

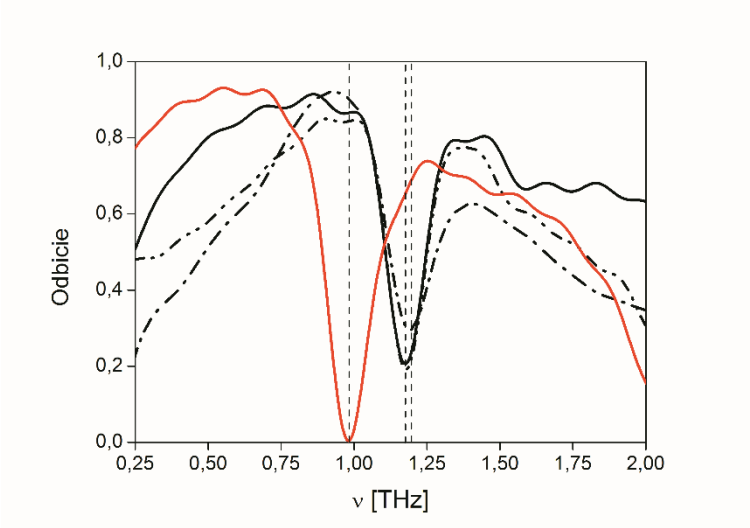
Z obliczeń numerycznych wynika, że, podobnie jak w przypadku TMA Kwadrat-r, idealna absorbcja dla TMA Kwadrat-t może być zrealizowana przez zwiększenie grubości warstwy dielektrycznej z 7 μm do 14 μm, przy jednoczesnym zwiększeniu rozmiaru zewnętrznego kwadratu o 10% ($p = 1{,}1$) i zwiększeniu szerokości jego boku (c) z 2,0 μm do 2,5 μm. Maksimum piku

absorpcyjnego dla takiego TMA ulega przesunięciu w stronę mniejszych częstotliwości i występuje dla $\nu = 0{,}98$ THz. Szerokość połówkowa piku absorpcyjnego tak zmodyfikowanego TMA jest równa 0,21 THz, a absorpcja w maksimum wynosi 1. Tym samym taki TMA spełnia kryterium absorbera idealnego.

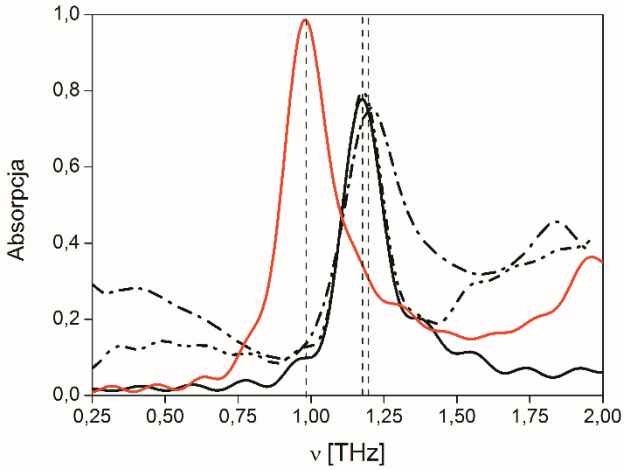
(a)



(b)



(c)



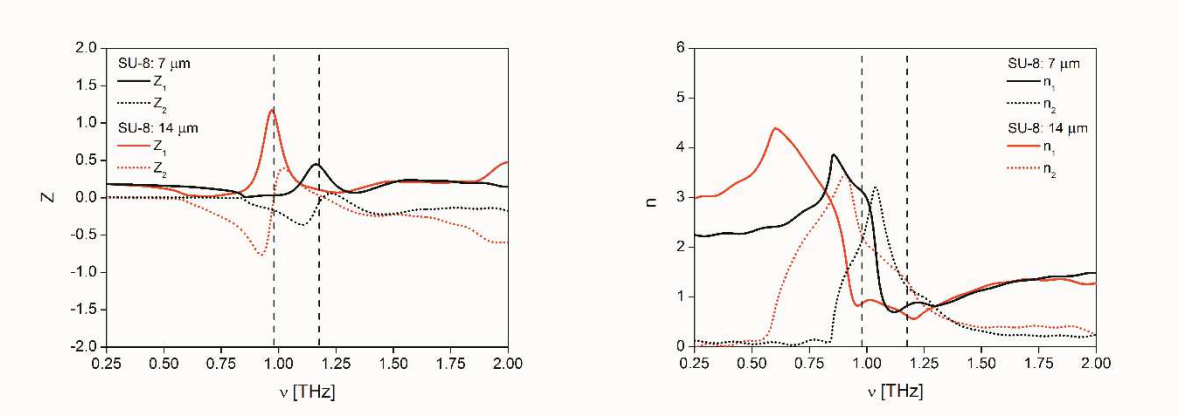
Rys. 5.19. Transmisja (a), odbicie (b) i absorpcja (c) TMA Kwadrat-t: dla wytworzonego absorbera o grubości warstwy SU-8 równej 7 μm na podłożu Si o grubości 550 μm (linia kreska-kropka czarna) oraz dla modeli numerycznych o grubości warstwy SU-8 i podłoża Si równych odpowiednio 7 μm i 550 μm (linia kreska-kropka-kropka czarna), 7 μm i 12 μm (linia ciągła czarna), 14 μm i 12 μm (linia ciągła czerwona).

Na rys. 5.20 przedstawione są części rzeczywiste i urojone impedancji falowej, współczynnika załamania, przenikalności elektrycznej i przenikalności magnetycznej dla absorberów Kwadrat-t o grubości warstwy SU-8 równej 7 μm (odpowiednik wytworzonego TMA nieidealnego) i 14 μm (absorber idealny). Efektywne parametry elektromagnetyczne TMA zostały obliczone na podstawie parametrów *S* uzyskanych z symulacji numerycznych, w których grubość podłoża krzemowego przyjęto jako równą 12 μm. Istotny wpływ na zależne od częstotliwości parametry *S*, a w konsekwencji na efektywne zespolone parametry elektromagnetyczne TMA, ma przenikalność elektryczna warstwy SU-8 i jej grubość, co znajduje odbicie w wykresach przedstawionych na rys. 5.20. Właściwości elektromagnetyczne komórki elementarnej TMA zależą nie tylko od jej parametrów geometrycznych, ale również od parametrów elektromagnetycznych materiałów niezbędnych do jej wytworzenia. W szczególności dotyczy to parametrów warstwy dielektrycznej (SU-8), elementów metalowych (Al) i półprzewodnikowego podłoża (wysokorezystywny krzem). W celu dokładniejszego odzwierciedlenia właściwości rzeczywistego TMA, w symulacjach numerycznych uwzględniono dyspersję przenikalności elektrycznej dla wysokorezystywnego krzemu [52] i fotorezystu SU-8 [53] w zakresie terahercowym. Właściwości elektromagnetyczne warstwy aluminiowej o grubości powyżej 150 nm (traktowanej jako materiał lity) ulegają niewielkim zmianom w zakresie terahercowym (0,5 - 3 THz). Ze względu na znikome znaczenie w obliczeniach numerycznych nie została uwzględniona dyspersja przewodnictwa elektrycznego dla tego metalu [54].

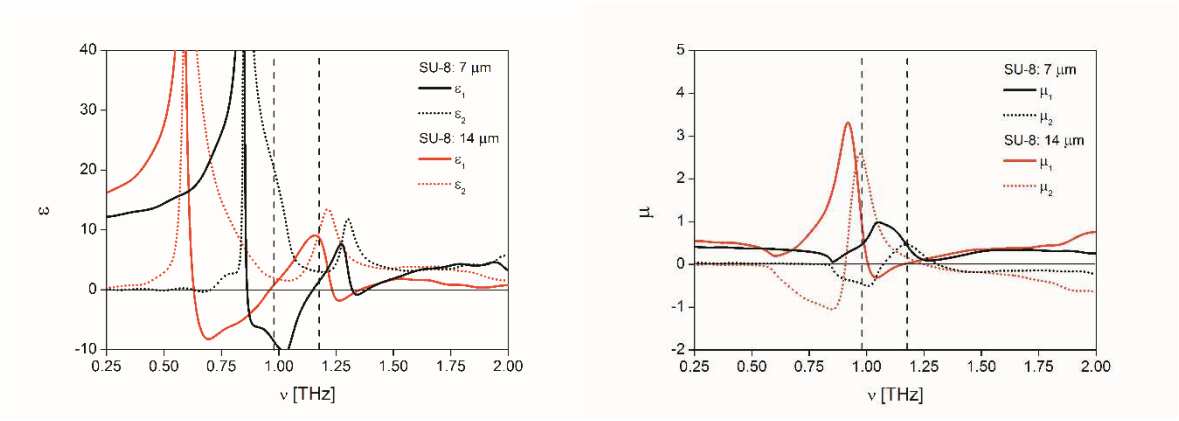
Przedstawione na rys. 5.20, wykresy części rzeczywistych i urojonych parametrów elektromagnetycznych dla TMA idealnego i nieidealnego mają zasadniczo podobne charakterystyki. Ponieważ dla $\nu < 0{,}50$ THz w przypadku absorbera idealnego i, odpowiednio, dla $\nu < 0{,}75$ THz dla absorbera nieidealnego część urojona współczynnika załamania, n_2, jest bliska zeru, to wynika stąd, że materiały te są transparentne dla fal elektromagnetycznych w tych zakresach częstotliwości. Dla częstotliwości większych od wymienionych częstotliwości granicznych, n_2 jest większe od zera, co jest związane z tłumieniem fal w rozważanych absorberach. Ponadto, części rzeczywiste współczynnika załamania, n_1, dla obu absorberów są większe od zera w całym rozważanym zakresie częstotliwości (0,25 THz–2 THz). Konsekwencją tego są jednakowe kierunki i zwroty wektora falowego i wektora Poyntinga, a tym samym kierunek propagacji fali elektromagnetycznej jest zgodny z kierunkiem transportu energii.

Z wykresów impedancji falowej i współczynnika załamania dla absorbera idealnego o grubości warstwy SU-8 równej 14 μm (rys. 5.20a, b) wynika, że dla częstotliwości odpowiadającej maksimum piku absorpcyjnego (0,98 THz) $Z_1 = 1$, $Z_2 = 0$ oraz $n_2 \approx 2{,}1$. W tym przypadku części rzeczywista i urojona zespolonej impedancji przyjmują wartości przewidywane teoretycznie dla absorbera idealnego. Dla TMA idealnego część urojona współczynnika załamania, zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi, powinna przyjmować wartość nieskończoną. Jednak dla rozważanego absorbera warunek ten nie jest w pełni spełniony. Może to mieć związek z tym że długość fali elektromagnetycznej w rozważanym ośrodku metamateriałowym odpowiadająca maksimum absorpcji jest rzędu 100 μm. W konsekwencji tego, warunek jednorodności ośrodka jest spełniony tylko w minimalnym stopniu. Należy zwrócić uwagę, że dla absorbera nieidealnego o grubości warstwy dielektrycznej równej 7 μm wartości części rzeczywistej i urojonej impedancji falowej oraz części urojonej współczynnika załamania wynoszą odpowiednio: $Z_1 = 0{,}43$, $Z_2 = 0$ oraz $n_2 \approx 1{,}2$. Można w związku z tym stwierdzić ogólnie, że zespolona impedancja falowa i część urojona współczynnika załamania mogą być wykorzystywane jako wskaźniki stopnia spełniania przez dany TMA warunku absorbera idealnego, alternatywnie do warunku $A = 1$.

(a) (b)



(c) (d)



Rys. 5. 20. Część rzeczywista (linie ciągłe) i urojona (linie kropkowane) impedancji falowej (a), współczynnika załamania (b), przenikalności elektrycznej (c) i przenikalności magnetycznej (d) dla TMA Kwadrat-t o grubości warstwy SU-8 równej odpowiednio 7 µm (linie czarne) i 14 µm (linie czerwone). Grubość podłoża Si jest równa 12 µm.

Zgodnie ze wzorem (2.10) (rozdział 2) energia fali elektromagnetycznej zaabsorbowana w jednostce czasu w objętości V ośrodka materialnego, uśredniona po okresie $T = \nu^{-1}$, gdzie ν jest częstotliwością fali, zależy od części urojonych efektywnych przenikalności elektrycznej i magnetycznej TMA. Dla ośrodków naturalnych oba te parametry są z założenia nieujemne ($\varepsilon_2 \geq 0$, $\mu_2 \geq 0$). Na podstawie wykresów części rzeczywistej i urojonej przenikalności elektrycznej i magnetycznej dla idealnego i nieidealnego absorbera Kwadrat-t (rys. 5.20c–d) można stwierdzić, że ε_2 dla obu tych TMA jest dodatnie w całym analizowanym zakresie częstotliwości (0,25 THz–2 THz). Natomiast μ_2, oprócz wartości dodatnich, przyjmuje również wartości ujemne w tym zakresie częstotliwości, co odróżnia rozważany sztuczny materiał od materiałów naturalnych. Można w związku z tym stwierdzić, że dla obu struktur metamateriałowych Kwadrat-t mamy do czynienia z ujemną absorpcją w pewnym zakresie częstotliwości terahercowych, związaną ze wzmocnieniem pola magnetycznego w TMA. Ponieważ μ_2 przyjmuje dla obu TMA (idealnego i nieidealnego) wartości ujemne dla częstotliwości z otoczenia maksimum absorpcji, to można przyjąć, że dla tych częstotliwości występuje efekt wzmocnienia pola magnetycznego kosztem pola elektrycznego wewnątrz komórki elementarnej. Jednak aby proces absorpcji energii pola elektromagnetycznego przez metamateriał miał sens fizyczny, całkowita absorpcja w TMA, określona wzorem (2.10), musi być dodatnia.

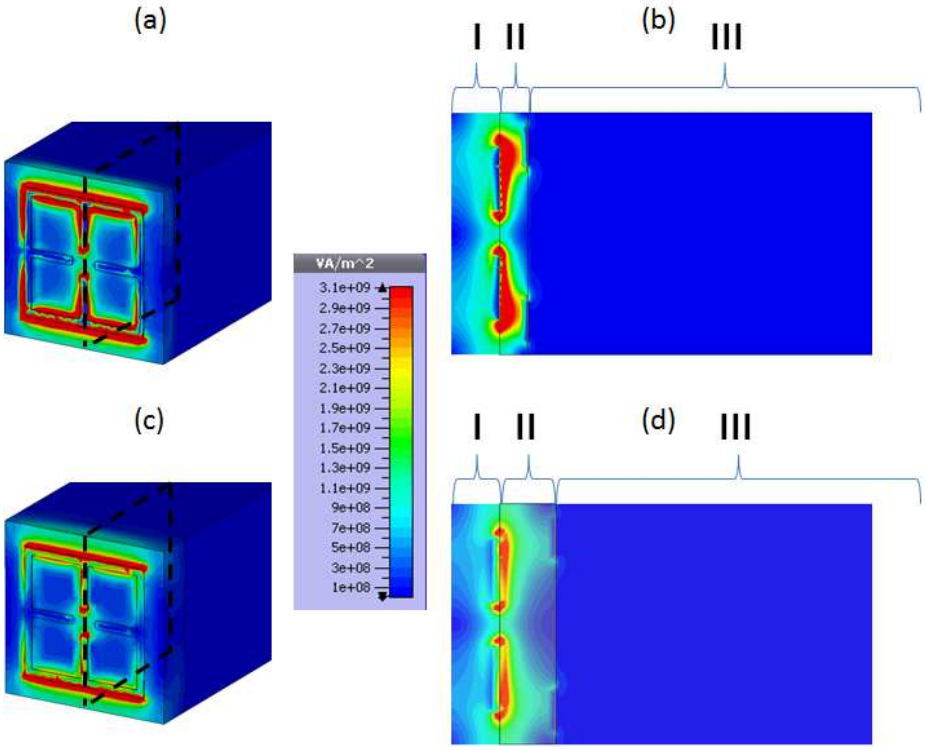
Duże dodatnie wartości części urojonej przenikalności elektrycznej, ε_2, w zakresie częstotliwości od 0,80 THz do około 1,10 THz dla nieidealnego absorbera Kwadrat-t wskazują, że energia związana z częścią elektryczną pola elektromagnetycznego fali jest intensywnie absorbowana w tym obszarze częstotliwości. W tym samym zakresie częstotliwości część urojona przenikalności magnetycznej, μ_2, jest ujemna, co wskazuje, że część absorbowanej energii pola elektrycznego jest

przekazywana w procesach rezonansowych na rzecz pola magnetycznego. W wyniku tego następuje zwiększenie gęstości energii pola magnetycznego w komórce elementarnej rozważanego nieidealnego TMA (ujemna absorpcja pola magnetycznego). Absorpcja dla nieidealnego TMA w zakresie częstotliwości odpowiadających występowaniu piku absorpcyjnego jest wynikiem złożenia tych przeciwstawnych procesów związanych z polami elektrycznym i magnetycznym. Należy przy tym dodatkowo zwrócić uwagę na fakt, że położenie maksimum piku absorpcyjnego (1,17 THz) pokrywa się z położeniem lokalnego maksimum μ_2 o dodatniej wartości szczytowej. Rozważany pik absorpcyjny jest związany z występującym w komórce elementarnej rezonansem indukcyjno-pojemnościowym (LC), który wynika ze sprzężenia struktur występujących w obu warstwach metalowych TMA. Lokalne maksimum części urojonej przenikalności elektrycznej, ε_2, dla absorbera nieidealnego, występujące dla częstotliwości 1,35 THz, można powiązać z podwyższonym zboczem piku absorpcyjnego po stronie większych częstotliwości. W tym przypadku absorpcja jest związana z elektrycznymi rezonansami dipolowymi w strukturach metalowych TMA. W jeszcze bardziej wyraźny sposób niż w przypadku absorbera nieidealnego, położenie piku absorpcyjnego dla idealnego TMA dla częstotliwości równej 0,98 THz, jest powiązane z maksimum μ_2. Wyraźny pik o wartości szczytowej wynoszącej około 2,5, występujący na wykresie części urojonej przenikalności magnetycznej, jednoznacznie wskazuje na ścisły związek między absorpcją a rezonansem magnetycznym typu LC. Dla idealnego TMA, podobnie jak dla nieidealnego, również występuje korelacja między pikiem na wykresie części urojonej przenikalności elektrycznej występującym dla częstotliwości 1,23 THz a zwiększoną absorpcją obserwowaną na zboczu piku absorpcyjnego po stronie większych częstotliwości.

Proces absorpcji promieniowania elektromagnetycznego w komórce elementarnej TMA można analizować w wygodny sposób na podstawie rozkładu gęstości strumienia pola elektromagnetycznego. W tym celu należy zdefiniować odpowiednie płaszczyzny przekroju tej komórki, prostopadłe do kierunku wiązki padającego promieniowania terahercowego i dzielące komórkę na strefy. Wydzielone strefy pozwalają jednoznacznie określić obszary w komórce elementarnej, w których absorpcja promieniowania elektromagnetycznego jest najintensywniejsza. Opcja symulacji numerycznych gęstości strumienia pola elektromagnetycznego jest dostępna w komercyjnym pakiecie CST Microwave Studio, który wykorzystano do przeprowadzenia obliczeń dla komórek elementarnych nieidealnego i idealnego TMA Kwadrat-t. Wyniki tych symulacji przedstawiono w postaci map gęstości strumienia pola elektromagnetycznego w płaszczyźnie zawierającej zewnętrzną strukturę metalową (rys. 5.21a, c) oraz w płaszczyźnie równoległej do wektorów falowego i natężenia pola elektrycznego fali, przechodzącej przez środek komórki elementarnej (rys. 5.21b, d). W symulacjach numerycznych założono, że podłoże z wysokorezystywnego krzemu ma stosunkowo dużą grubość, równą 50 μm, w porównaniu do modeli, dla których obliczano efektywne parametry elektromagnetyczne. Ma to na celu uwzględnienie wpływu podłoża krzemowego na gęstość strumienia pola elektromagnetycznego w rozważanych TMA. Z drugiej strony grubość podłoża

krzemowego, która jest zmniejszona w stosunku do grubości podłoża w wytworzonym TMA, pozwala zminimalizować wkład efektów interferencyjnych do rozkładu gęstości strumienia pola elektromagnetycznego. Grubości warstw SU-8 dla nieidealnego i idealnego absorbera są równe, odpowiednio, 7 μm i 14 μm. Powierzchnie portów przyjęto jako równe powierzchni komórki elementarnej i oddzielone od niej oraz od podłoża krzemowego warstwą próżni o grubości równej 12 μm. W symulacjach numerycznych założono, że płaska fala elektromagnetyczna o wektorze natężenia pola elektrycznego równoległym do boków kwadratowej struktury metalowej pada prostopadle na powierzchnię komórki elementarnej planarnego TMA. Symulacje rozkładów gęstości strumienia pola elektromagnetycznego zostały przeprowadzone dla częstotliwości odpowiadających maksimom pików absorpcyjnych dla nieidealnego (1,17 THz) i idealnego TMA (0,98 THz). Strumień pola elektromagnetycznego fali sondującej na powierzchni portu jest programowo ustalony na poziomie 1 W.

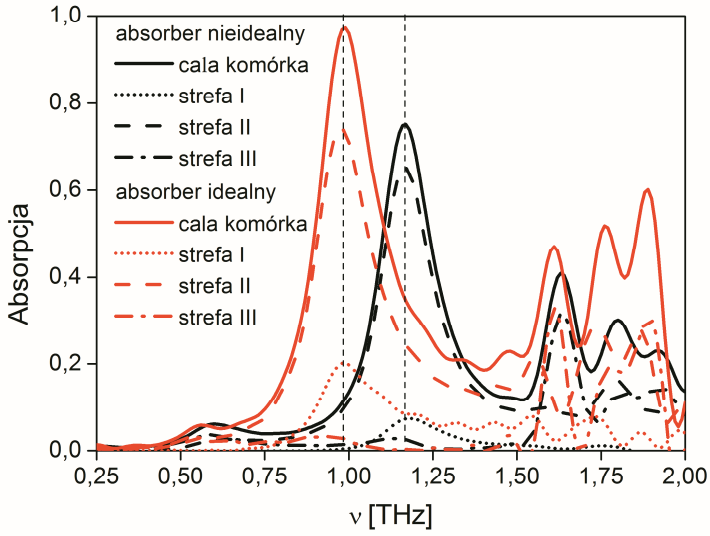
W celu ułatwienia dyskusji, ograniczony obszar przestrzeni, dla którego, z wykorzystaniem metody symulacji numerycznych, obliczana jest gęstość strumienia pola elektromagnetycznego został arbitralnie podzielony na trzy strefy. Pierwsza strefa obejmuje zewnętrzną strukturę metalową komórki elementarnej wraz z przylegającą do niej warstwą próżni. W skład drugiej strefy wchodzą warstwa dielektryczna SU-8 oraz wewnętrzna struktura metalowa. Trzecia strefa zawiera podłoże z wysokorezystywnego krzemu i przylegającą do niego warstwę próżni. Podział na strefy jest przedstawiony na przekrojach komórek elementarnych (rys. 5.21b, d). Z przedstawionych map gęstości strumienia pola elektromagnetycznego dla tych przekrojów wynika, że gęstość strumienia pola elektromagnetycznego charakteryzuje się znaczną niejednorodnością w obszarze granicznym pierwszej i drugiej strefy. Największa gęstość strumienia pola elektromagnetycznego, rzędu $3 \cdot 10^9$ W/m^2, zarówno dla absorbera nieidealnego jak również idealnego, występuje w warstwie SU-8 tuż przy zewnętrznej strukturze metalowej. Gęstość ta stopniowo maleje dla głębszych obszarów komórki elementarnej. W warstwie SU-8, tuż przy wewnętrznej strukturze metalowej jest ona około trzykrotnie mniejsza od wartości maksymalnej, a w podłożu krzemowym jest już ponad trzydziestokrotnie mniejsza.



Rys.5.21. Gęstość strumienia pola elektromagnetycznego w płaszczyźnie zawierającej zewnętrzną strukturę metalową (a, c) oraz w płaszczyźnie równoległej do wektorów falowego i natężenia pola elektrycznego fali, przechodzącej przez środek komórki elementarnej (b, d) dla komórki elementarnej TMA Kwadrat-t z warstwą SU-8 o grubości 7 μm (absorber nieidealny) (a, b) oraz 14 μm (absorber idealny) (c, d) dla częstotliwości odpowiadających maksimom pików absorpcyjnych (odpowiednio 1,17 THz oraz 0,98 THz). Symulacje numeryczne wykonano z wykorzystaniem programu CST Microwave Studio.

Na rys. 5.22 przedstawiona jest absorpcja promieniowania terahercowego w całej objętości komórek elementarnych nieidealnego i idealnego TMA Kwadrat-t oraz w poszczególnych ich strefach zaznaczonych na rys. 5.21b, d. Absorpcja w każdej ze stref została obliczona jako iloraz różnicy strumieni pola elektromagnetycznego na dwóch przeciwległych powierzchniach ograniczających daną strefę i strumienia pola elektromagnetycznego fali na powierzchni portu (1 W). Z wykresów wynika, że całkowita absorpcja dla absorbera nieidealnego wynosi 0,75, a dla absorbera idealnego – 0,96. Największy wkład do całkowitej absorpcji wnosi absorpcja w strefie drugiej, która dla TMA nieidealnego stanowi około 65%, a dla idealnego około 74% energii pola elektromagnetycznego fali padającej na powierzchnię portu. Wynika stąd, że w procesie absorpcji promieniowania terahercowego w TMA bardzo ważną rolę pełni warstwa dielektryczna SU-8. Energia absorbowana w pierwszej strefie stanowi, odpowiednio dla nieidealnego i idealnego TMA, 8% i 20% energii pola elektromagnetycznego fali padającej. Wynika stąd, że straty omowe w zewnętrznej strukturze aluminiowej mają znacznie mniejszy udział w całkowitej absorpcji niż straty dielektryczne w warstwie

SU-8. Można również stwierdzić, że energia zaabsorbowana w trzeciej strefie, czyli zasadniczo w podłożu z wysokorezystywnego krzemu, jest pomijalnie mała i dla obu TMA wynosi około 2% energii pola elektromagnetycznego fali padającej. Uzyskane wyniki mogą stanowić ważną wskazówkę przy projektowaniu podobnych TMA dla zakresu terahercowego.



Rys. 5.22. Absorpcja dla komórki elementarnej TMA Kwadrat-t o grubości warstwy SU-8 równej odpowiednio 7 μm (absorber nieidealny) (linie czarne) i 14 μm (absorber nieidealny) (linie czerwone): absorpcja w całej komórce elementarnej (linie ciągłe), w strefie I (linie kropkowane), w strefie II (linie kreskowane) oraz w strefie III (linie kreska-kropka). Podział komórki elementarnej na strefy jest przedstawiony na rys. 5.21b, d.

5.5. Właściwości absorpcyjne i elektomagnetyczne TMA Krzyż-t

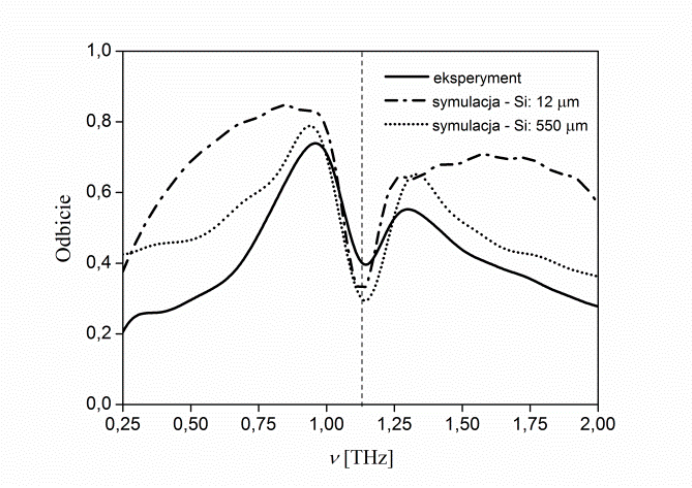
Metamateriałowy absorber terahercowy Krzyż-t został zaprezentowany w artykule w Journal of Optics w 2014 roku [51]. Schemat budowy komórki elementarnej tego absorbera przedstawiony jest na rys. 3.4a (rozdział 3.2). Absorber Krzyż-t składa się z dwóch warstw metalowych (Al) i rozdzielającej je warstwy dielektrycznej (SU-8) o grubości 7 μm, osadzonych na podłożu z wysokorezystywnego krzemu o grubości 550 μm. Warstwy metalowe tworzone są przez dwuwymiarowe sieci składające się z elementarnych struktur rezonansowych (komórek elementarnych) o grubości 200 nm. W warstwie zewnętrznej mają one kształt kwadratów z przecięciami w środkach boków, uzupełnionych przekątnymi, natomiast w warstwie wewnętrznej mają kształt krzyży. Struktury w kształcie krzyży są ulokowane tak, aby ich ramiona leżały naprzeciwko przekątnych kwadratów w zewnętrznej warstwie. Obie te struktury metalowe wraz z warstwą dielektryczną tworzą komórkę elementarną TMA Krzyż-t o stałej sieci równej 57 μm, która jest w tym przypadku większa od rozmiarów obu struktur rezonansowych. Rozważana komórka elementarna posiada czterokrotną oś symetrii prostopadłą do powierzchni warstw, co jest warunkiem,

aby absorpcja nie była zależna od polaryzacji fali elektromagnetycznej padającej prostopadle na powierzchnię TMA. Wcześniejsze badania eksperymentalne, jak również symulacje numeryczne pokazały, że metamateriały o podobnej trójwarstwowej strukturze charakteryzują się selektywną absorpcją promieniowania elektromagnetycznego w zakresach mikrofalowym i terahercowym [55], [56], [57], [58]. Dla rozważanego absorbera Krzyż-t rozmiary struktur aluminiowych zostały tak dobrane, aby uzyskać selektywną absorpcję w zakresie terahercowym, z maksimum dla częstotliwości około 1 THz.

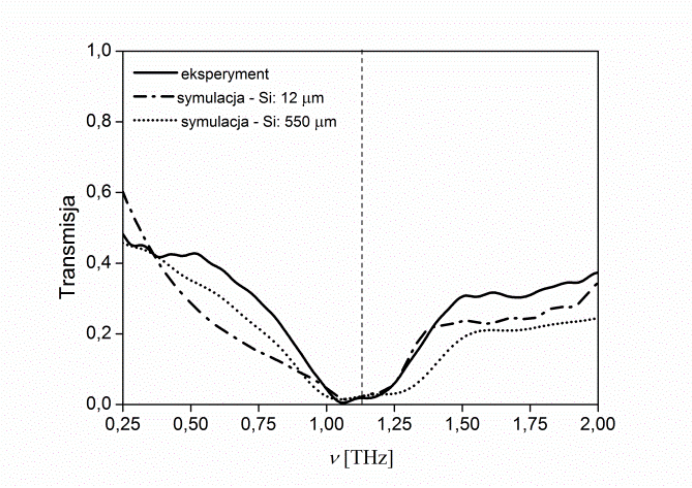
W celu eksperymentalnego zbadania właściwości transmisyjnych, odbiciowych i absorpcyjnych TMA Krzyż-t wytworzono próbki o rozmiarach 5 mm × 4 mm. Każda próbka składała się z około 5500 komórek elementarnych ułożonych w 80 wierszy zawierających ponad 60 struktur elementarnych. W procesie wytwarzania TMA z jednego podłoża krzemowego uzyskiwano około 150 próbek, a po rygorystycznym procesie selekcji, przeprowadzanym z wykorzystaniem mikroskopu metalograficznego, do dalszych badań zakwalifikowano około 80% wytworzonych próbek TMA. Przykładowe zdjęcie fragmentu wytworzonego TMA Krzyż-t składającego się z czterech komórek elementarnych jest przedstawione na rys. 3.4b (rozdział 3.2). Na zdjęciu można zauważyć typowe defekty struktury, które są trudne do wyeliminowania w procesie wytwarzania tego TMA, takie jak zaokrąglenia wierzchołków kwadratów i niedotrawienia ich wewnętrznych części, a także małe niedokładności w przekrywaniu się struktur w warstwie zewnętrznej (przekątne kwadratów) ze strukturami w warstwie wewnętrznej (krzyże). Defekty tego typu mają wpływ na szerokość pasma absorpcyjnego rozważanego TMA Krzyż-t, podobnie jak zróżnicowana grubość warstwy SU-8, która wpływa bezpośrednio na położenie maksimum pasma absorpcyjnego. Zastosowana technologia wytwarzania warstwy SU-8 pozwalała uzyskać dokładność jej grubości na poziomie ±0,2 μm, co może mieć pewien wpływ na kształt rejestrowanych widm odbiciowych i transmisyjnych, a w konsekwencji również widm absorpcyjnych. Na podstawie badań przeprowadzonych dla TMA Krzyż-t, wybranych losowo z wyselekcjonowanej grupy próbek stwierdzono, że widma absorpcyjne nie różniły się istotnie między sobą. Metoda rejestracji widm odbiciowych i transmisyjnych stosowana w badaniach TMA Krzyż-t była szczegółowo omówiona w rozdziale 4.1.

Na rys. 5.23 przedstawione są widma transmisji, odbicia i absorpcji dla TMA Krzyż-t uzyskane eksperymentalnie i z symulacji numerycznych w zakresie częstotliwości od 0,25 THz do 2 THz. W widmach otrzymanych eksperymentalnie, jak również z symulacji numerycznych, w których uwzględniono grube (550 μm) podłoże z wysokorezystywnego krzemu, występują wyraźne periodyczne fluktuacje. Są one wynikiem interferencji fali terahercowej ulegającej wielokrotnemu odbiciu w podłożu o grubości większej od długości fali. Fluktuacje te, jako efekt niezwiązany bezpośrednio z absorpcją TMA (traktowanego jako układ dwóch warstw metalowych rozdzielonych warstwą SU-8), zostały wyeliminowane z widm prezentowanych na rys. 5.23 przez usunięcie składowych fourierowskich wyższych rzędów.

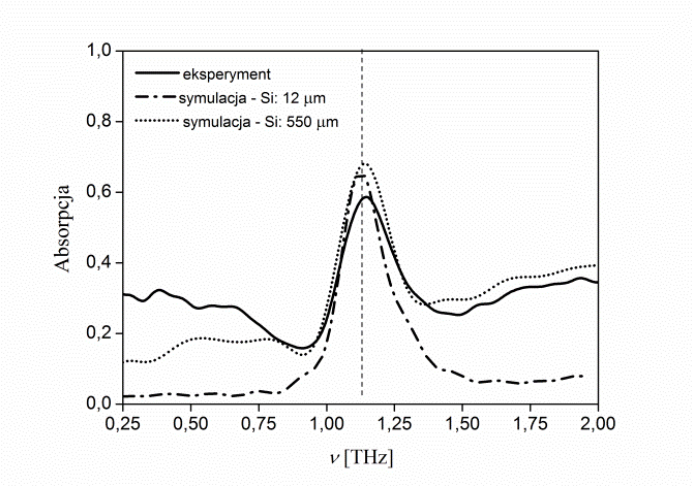
(a)



(b)



(c)



Rys. 5.23.Widma odbicia (a), transmisji (b) i absorpcji (c) TMA Krzyż-t uzyskane eksperymentalnie (linia ciągła) oraz z symulacji numerycznych dla podłoża krzemowego o grubości 12 μm (linia kropka-kreska) i 550 μm (linia kropkowana).

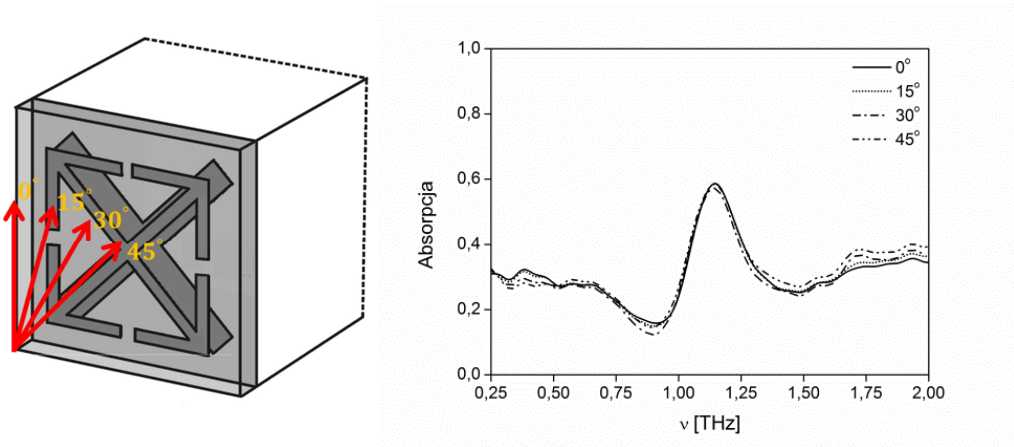
Ze względu na stosowaną metodę wyznaczania parametrów *S*, w symulacjach numerycznych konieczne było zminimalizowanie wkładu stacjonarnego bliskiego pola elektromagnetycznego (ang. *evanescent field*), występującego na zewnątrz TMA tuż przy jego powierzchni, do całkowitego pola elektromagnetycznego na powierzchni portów (rozdział 4.2.1). Z tego powodu w symulacjach numerycznych porty zostały umieszczone w odległości równej 12 μm od zewnętrznej struktury metalowej i zewnętrznej powierzchni podłoża krzemowego. Takie kompromisowe rozwiązanie powoduje, że wyniki symulacji numerycznych, oprócz wkładu od struktury TMA i podłoża krzemowego, zawierają również wkład od dwóch warstw próżni po obu stronach struktury metamateriałowej. Ponieważ warstwy próżni wprowadzają pewien błąd systematyczny do parametrów charakteryzujących TMA, to przy obliczaniu przenikalności elektrycznej i magnetycznej TMA, należy przeprowadzić optymalizację uwzględniającą łączny wpływ bliskiego pola oraz grubości warstwy próżni na te parametry.

Jak można zauważyć na rys. 5.23a, b, widma odbicia i transmisji uzyskane z symulacji numerycznych dla TMA Krzyż-t o grubości podłoża krzemowego równej 550 μm są w znacznym stopniu zgodne z widmem uzyskanym eksperymentalnie. W przypadku widma uzyskanego z symulacji numerycznych przy założeniu cieńszego podłoża krzemowego (12 μm) ta zgodność jest wyraźnie mniejsza. Porównując ze sobą widma zarejestrowane dla rzeczywistych próbek TMA i uzyskane z symulacji numerycznych, można stwierdzić, że w obu widmach transmisji występują szerokie pasma małej transmisji z minimum występującym w zakresie częstotliwości od około 1,0 THz do 1,2 THz. W widmach odbicia pasmo zmniejszonego odbicia jest wyraźniej zaznaczone niż odpowiednie obniżenie w widmach transmisyjnych. Minima w widmach obicia, zarówno w widmach eksperymentalnych jak i symulowanych, występują dla zbliżonych częstotliwości, w przybliżeniu równych 1,1 THz. Należy także zauważyć, że głębokość odwrotnego piku w widmie transmisji uzyskanym z symulacji numerycznych jest znacznie mniejsza niż w widmie uzyskanym z eksperymentu. Dodatkowe symulacje numeryczne pozwoliły stwierdzić, że dobrą zgodność symulowanych i eksperymentalnych widm odbicia można uzyskać, jeśli w symulacjach numerycznych przyjmie się niezgodne z rzeczywistymi wartości parametrów elektromagnetycznych dla podłoża krzemowego. Ponieważ takie uzasadnienie rozbieżności charakterystyk widmowych jest bezpodstawne, to można założyć, że przyczyną rozbieżności modelu przyjętego w symulacjach jest analiza tylko pojedynczej komórki elementarnej TMA lub trudne do wyeliminowania błędy systematyczne związane z rejestracją widm odbicia i transmisji. Charakter widm odbicia i transmisji ma bezpośredni wpływ na widmo absorpcji (rys. 5.23c). W rozważanym przypadku TMA Krzyż-t charakterystyka absorpcyjna w dużym stopniu zdeterminowana jest przez właściwości odbiciowe tego metamateriału. Pomimo niewielkich wartości transmisji ($T \approx 0$), odbicie przy częstotliwości około 1,1 THz, odpowiadające lokalnemu minimum, jest znacznie większe od zera, przez co TMA nie może być traktowany jako doskonały absorber terahercowy. Absorpcja w maksimum piku w widmie

eksperymentalnym, występującym dla częstotliwości równej 1,14 THz, wynosi 0,65, natomiast szerokość połówkowa jest równa około 0,25 THz. Podobnie jak dla wcześniej omawianego TMA Kwadrat-t, charakterystyka spektralna TMA Krzyż-t w pobliżu maksimum absorpcji, będąca wynikiem symulacji numerycznych, jest bardzo czuła na zmiany właściwości elektrycznych warstwy dielektrycznej. Jak stwierdzono na podstawie symulacji numerycznych, zwiększenie części rzeczywistej przenikalności elektrycznej warstwy dielektrycznej powoduje zmniejszenie transmisji i zwiększanie odbicia przy jednoczesnym przesunięciu minimum widma odbicia w stronę mniejszych częstotliwości. W konsekwencji pik w widmie absorpcji ma mniejszą wysokość, a jego maksimum występuje dla mniejszych częstotliwości. Z kolei zwiększenie współczynnika strat $tg\,\delta$ warstwy dielektrycznej, powoduje zauważalny wzrost odbicia, co wpływa bezpośrednio na zmniejszenie absorpcji.

Na rys. 5.23 przedstawione są również uzyskane z symulacji numerycznych widma odbicia, transmisji i absorpcji dla TMA Krzyż-t z podłożem krzemowym o grubości równej 12 μm. W porównaniu do modelu numerycznego z grubym podłożem krzemowym (550 μm) maksimum absorpcji dla tego TMA występuje dla nieznacznie mniejszej częstotliwości, równej 1,13 THz. Zarówno dla małych jak i dużych częstotliwości z badanego zakresu (0,25 THz–2 THz) absorpcja TMA o zredukowanej grubości podłoża krzemowego jest znacznie mniejsza od absorpcji metamateriału z podłożem o grubości 550 μm, co wskazuje na istotny wpływ grubości podłoża krzemowego na właściwości absorpcyjne TMA. Ze względu na brak dyspersji wysokorezystywnego krzemu w zakresie terahercowym, wkład podłoża do całkowitej absorpcji TMA jest stały w całym badanym zakresie częstotliwości.

W celu stwierdzenia, czy absorpcja TMA Krzyż-t zależy od kierunku polaryzacji fali terahercowej względem płaszczyzn symetrii komórki elementarnej, zarejestrowano widma odbicia i transmisji dla fali biegnącej prostopadle do powierzchni metamateriału. Widma te, uzyskane dla czterech kątów pomiędzy kierunkiem polaryzacji fali a płaszczyzną symetrii komórki elementarnej w zakresie od 0° do 45° z krokiem równym 15° posłużyły do obliczenia widm absorpcji. Na podstawie tych widm, przedstawionych na rys. 5.24, można stwierdzić, że obrót płaszczyzny polaryzacji względem płaszczyzn symetrii komórki elementarnej TMA Krzyż-t nie ma znaczącego wpływu na położenie, wysokość oraz szerokość połówkową charakterystycznego piku absorpcyjnego występującego w widmach. Prezentowane wyniki stanowią potwierdzenie teoretycznych przewidywań dotyczących braku wpływu kierunku polaryzacji fali terahercowej na właściwości absorpcyjne TMA, których komórki elementarne posiadają czterokrotną oś symetrii prostopadłą do płaszczyzny rezonatorów.

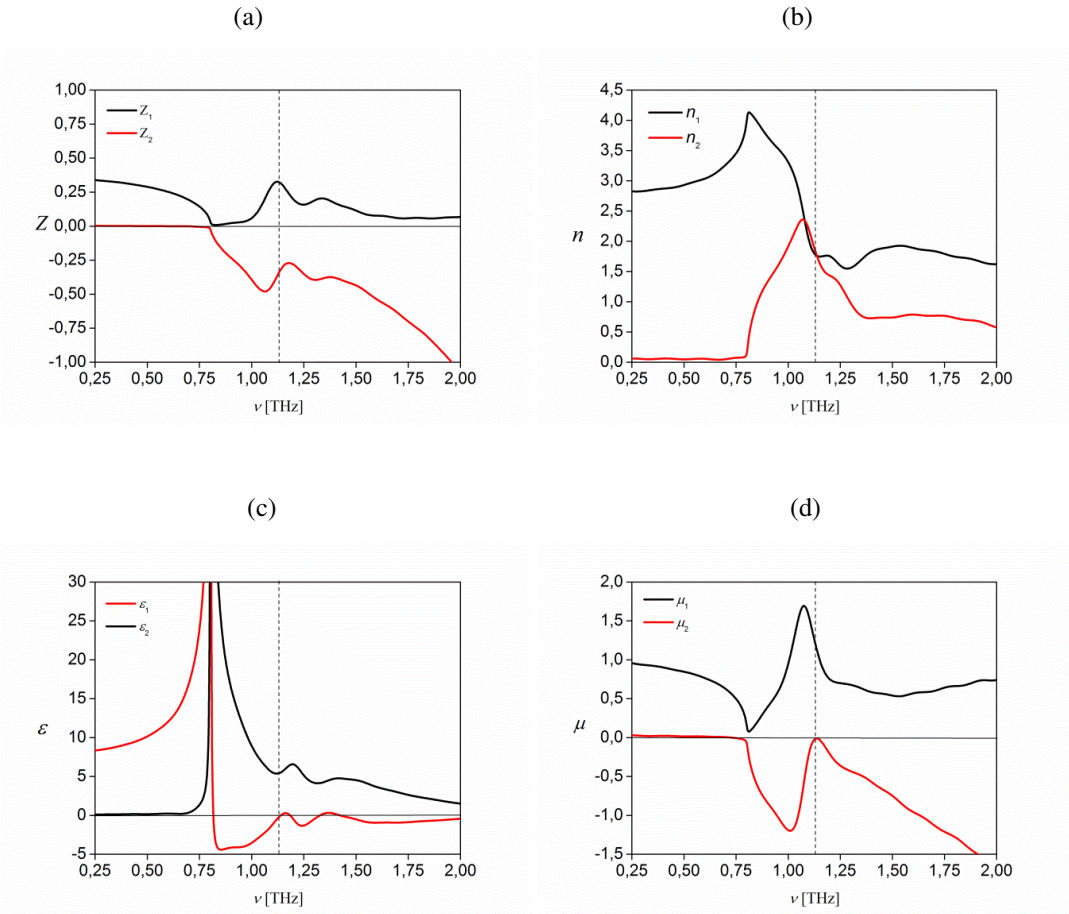


Rys. 5.24. Absorpcja promieniowania terahercowego modelu TMA Krzyż-t mierzona dla różnych kątów polaryzacji fali padającej.

Na rys. 5.25 przedstawione są rzeczywiste i urojone części impedancji falowej *Z*, współczynnika załamania *n*, przenikalności elektrycznej ε i przenikalności magnetycznej μ dla TMA Krzyż-t obliczone na podstawie symulacji numerycznych, przy założeniu zredukowanej grubości podłoża krzemowego (12 μm). Jak widać na rys. 5.24a, część rzeczywista impedancji falowej, Z_1, w całym badanym zakresie częstotliwości przyjmuje wartości dodatnie, natomiast część urojona, Z_2, jest równa zeru dla częstotliwości mniejszych od częstotliwości granicznej równej 0,80 THz i mniejsza od zera w zakresie częstotliwości większych od tej wartości. Dla częstotliwości granicznej część rzeczywista impedancji falowej metamateriału, Z_1, jest bliska zeru, co jest związane z występowaniem maksimum odbicia dla fali terahercowej padającej na powierzchnię TMA (rys. 5.23a) Z wykresu impedancji falowej można odczytać, że dla częstotliwości odpowiadającej maksimum piku absorpcyjnego (1,14 THz), zaznaczonej na rysunku pionową linią, Z_1 i Z_2 przyjmują wartości równe, odpowiednio, 0,30 i -0,35. Wartości te różnią się istotnie od przewidywanych teoretycznie wartości części rzeczywistej i urojonej impedancji falowej dla absorbera idealnego ($Z_1 = 1$, $Z_2 = 0$).

Istotnych informacji dotyczących charakteru propagacji fali terahercowej w rozważanym TMA Krzyż-t dostarcza wykres zależności współczynnika załamania od częstotliwości. Jak można zauważyć na rys. 5.25b, część rzeczywista współczynnika załamania, n_1, jest w zakresie poniżej częstotliwości granicznej dodatnia i rosnąca wraz z częstotliwością, podczas gdy część urojona, n_2, jest prawie stała i przyjmuje wartości dodatnie bliskie zeru. Oznacza to, że TMA ma w tym zakresie częstotliwości właściwości typowe dla naturalnego, idealnie transparentnego materiału, w którym kierunki i zwroty wektorów falowego i Poyntinga są ze sobą zgodne. Dla częstotliwości granicznej n_1 osiąga wartość maksymalną, co podobnie jak w przypadku Z_1, jest związane z maksymalnym odbiciem fali terahercowej padającej na powierzchnię TMA. Dla częstotliwości większych od częstotliwości granicznej n_1 przyjmuje stosunkowo duże wartości dodatnie, podobnie jak n_2. W tym zakresie częstotliwości TMA ma właściwości materiału naturalnego, jednak występuje w nim wyraźne

tłumienie fal terahercowych. Ponieważ TMA Krzyż-t jest rozważany przede wszystkim pod kątem jego właściwości absorpcyjnych, to zachodzi konieczność sprawdzenia, czy dla częstotliwości odpowiadającej maksimum piku absorpcyjnego spełniony jest warunek $n_2 = \infty$. W aktualnym przypadku $n_2 = 1{,}5$, co wraz z brakiem spełnienia warunku dotyczącego impedancji falowej (Z_1 = 0,30, Z_2 = - 0,35) nie daje podstaw do stwierdzenia, że rozważany absorber jest absorberem idealnym.

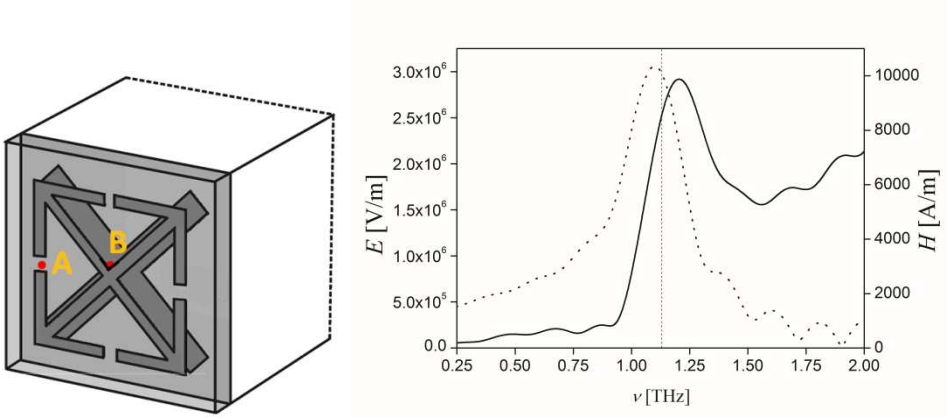


Rys. 5.25. Efektywne wartości impedancji falowej (a), współczynnika załamania (b), przenikalności elektrycznej (c) i magnetycznej (d) w funkcji częstotliwości dla TMA Krzyż-t (obliczenia parametrów wykonane na podstawie symulacji numerycznych).

Przenikalności elektryczna i magnetyczna przedstawione na rys. 5.25c-d, ze względu na jednoznaczne powiązanie funkcyjne z impedancją falową i współczynnikiem załamania, nie wnoszą nowej informacji o badanym TMA. Jednak określenie właściwości TMA za pomocą parametrów materiałowych (ε i μ) pozwala w wygodny sposób analizować absorpcję energii fali elektromagnetycznej w rozważanym układzie. Istotne znaczenie mają w takim przypadku części urojone przenikalności elektrycznej, ε_2, i magnetycznej, μ_2. Parametry te występują jako współczynniki przy składnikach określających absorpcję związaną, odpowiednio, z polami elektrycznym i magnetycznym w ogólnym wzorze (2.10) opisującym absorpcję w materiale. Z

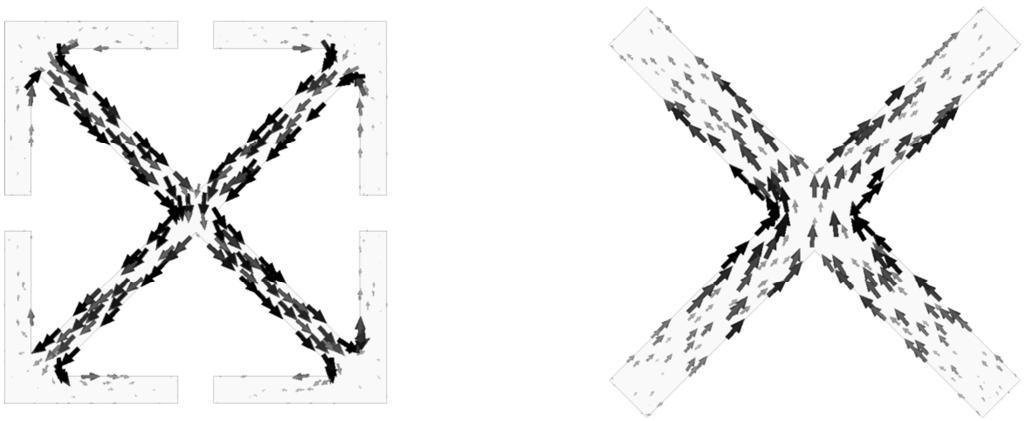
charakterystyki częstotliwościowej ε_2 (rys. 5.25c) wynika, że dla częstotliwości większych od częstotliwości granicznej parametr ten jest dodatni. Oznacza to, że energia pola elektrycznego fali terahercowej absorbowana w tym zakresie częstotliwości przez TMA Krzyż-t jest dodatnia. Zupełnie inaczej wygląda sytuacja w przypadku pola magnetycznego fali terahercowej. Ze względu na to, że μ_2 jest ujemne dla częstotliwości większych niż częstotliwość graniczna, to występuje w tym przypadku ujemna absorpcja energii pola magnetycznego fali terahercowej. Inaczej mówiąc, dla badanego TMA Krzyż-t część absorbowanej energii pola elektrycznego jest przekazywana do pola magnetycznego. W wyniku tego procesu pojawia się wtórne promieniowanie rozproszone. Zasadniczo jednak, mimo że w układzie występuje ujemna absorpcja związana z jednym ze składników pola elektromagnetycznego (w tym przypadku pola magnetycznego), to całkowita energia absorbowana w układzie jest dodatnia.

Proces absorpcji energii fali elektromagnetycznej w TMA Krzyż-t przeanalizowano, wykorzystując do tego celu symulacje numeryczne. Na rys. 5.26 przedstawione są wykresy amplitudy natężenia pola elektrycznego oraz magnetycznego w funkcji częstotliwości, w charakterystycznych punktach wewnątrz komórki elementarnej TMA. Amplitudę pola elektrycznego, *E*, obliczono w punkcie środkowym szczeliny występującej w boku zewnętrznej struktury metalowej TMA, natomiast amplitudę pola magnetycznego *H*, wyznaczono w punkcie na osi symetrii komórki elementarnej, znajdującym się w równej odległości od metalowych struktur – zewnętrznej i wewnętrznej. Punkty te zostały wybrane w obszarach komórki TMA, w których, jak wynika z symulacji numerycznych, amplitudy pól elektrycznego i magnetycznego są największe. W tych obszarach absorpcja związana z odpowiednimi składowymi pola elektromagnetycznego jest największa. Na podstawie wykresów amplitud pól elektrycznego i magnetycznego można stwierdzić, że proces absorpcji w obu przypadkach ma charakter rezonansowy. Maksima absorpcji występują dla częstotliwości 1,19 THz dla pola elektrycznego i 1,05 THz dla pola magnetycznego. Maksima te występują w bezpośrednim sąsiedztwie maksimum absorpcji TMA Krzyż-t (1,13 THz).



Rys.5.26. Amplituda natężenia pola elektrycznego *E* fali elektromagnetycznej w szczelinie w SRR (linia ciągła – punkt A) oraz amplituda natężenia pola magnetycznego *H* fali elektromagnetycznej w środku pętli utworzonej przez przekątne SRR i ramiona krzyża (linia przerywana – punkt B) w funkcji częstotliwości dla TMA Krzyż-t. Obliczenia przeprowadzono przy użyciu pakietu programistycznego CST Microwave Studio.

Fale elektromagnetyczne o częstotliwościach terahercowych indukują w metalowych elementach TMA prądy elektryczne, których nośnikami są elektrony. W przypadku TMA Krzyż-t między warstwami struktur metalowych rozdzielonych warstwą dielektryczną występuje przesunięcie fazowe związane z polem elektromagnetycznym fali. Z tego powodu, dla określonych częstotliwości ładunki elektryczne w obu strukturach metalowych przemieszczają się w przeciwfazie. Taka sytuacja odpowiada klasycznemu obwodowi LC, w którym zmienne pole magnetyczne jest prostopadłe do pętli z przewodnika. Na rys. 5.27 przedstawiony jest rozkład gęstości prądu w elementach struktur metalowych występujących w TMA Krzyż-t dla częstotliwości równej 1,2 THz, w obszarze intensywnej absorpcji TMA. Jak można zauważyć, ładunki elektryczne w strukturach warstw metalowych przemieszczają się w przeciwfazie. Selektywna absorpcja rozważanego TMA Krzyż-t jest w związku z tym związana bezpośrednio z procesem rezonansowym typu indukcyjno-pojemnościowego.



Rys. 5.27. Rozkład gęstości prądu na powierzchniach elementów struktur metalowych występujących w TMA Krzyż-t dla częstotliwości 1,2 THz.

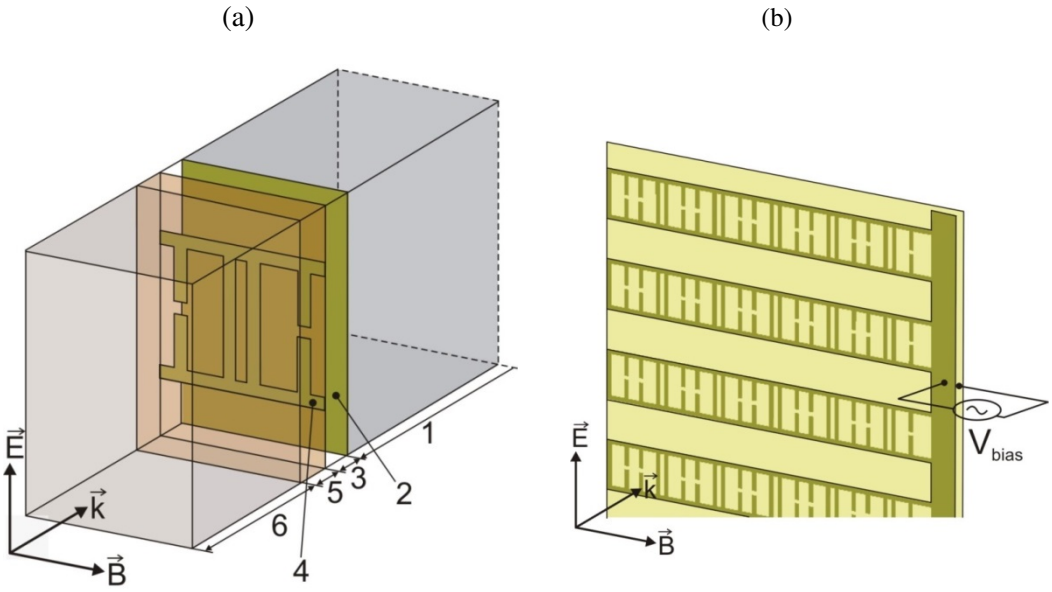
5.6. Model przestrajalnego dynamicznie TMA LC-2C-r z ciekłokrystaliczną warstwą dielektryczną

Możliwości zmiany właściwości elektromagnetycznych metamateriałów w sposób dynamiczny są znacznie ograniczone [59]. Przestrajanie dynamiczne może być mimo to realizowane na przykład przez zmianę kształtu niektórych elementów metalowych występujących w strukturze TMA [25, 26] lub też przez zmianę parametrów elektrycznych warstw dielektrycznych stanowiących istotny element absorbera [22, 23, 24]. W szczególności dynamiczne przestrajanie TMA może być efektywnie zrealizowane przez zastosowanie w komórce elementarnej dielektrycznej warstwy ciekłokrystalicznej [60]. Taka warstwa, tworzona przez jednorodnie uporządkowane molekuły, charakteryzuje się dodatnią anizotropią dielektryczną. Zewnętrzne pole elektryczne o natężeniu większym od natężenia

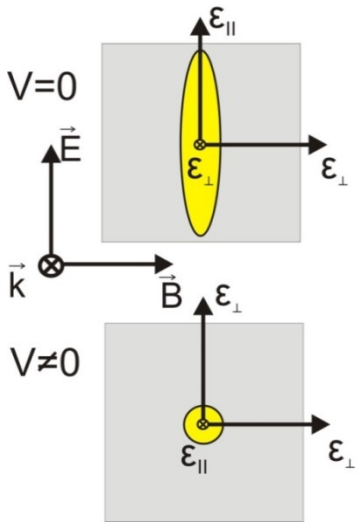
progowego powoduje, że w warstwie tego typu zachodzi wzajemnie skorelowana reorientacja molekuł. W konsekwencji zmianie ulega przenikalność elektryczna dla kierunku równoległego do wektora pola elektrycznego fali terahercowej, co ma bezpośredni wpływ na charakterystykę absorpcyjną TMA. Największy efekt związany z przestrajalnością można uzyskać dla ciekłych kryształów o dużej anizotropii dielektrycznej w zakresie terahercowym. W ostatnich latach zsyntetyzowano wiele nowych ciekłych kryształów posiadających tę właściwość [61].

Projekt przestrajalnego dynamicznie odbiciowego TMA LC-2C-r, przedstawiony na rys. 5.28, został zaprezentowany podczas *7th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics – Metamaterials 2013*, a także opublikowany w formie artykułu pokonferencyjnego [62]. Symulacje numeryczne absorpcji dla tego modelu TMA przeprowadzono z wykorzystaniem solwera *time domain* z pakietu CST Studio Suite. Podłożem TMA LC-2C-r jest wysokorezystywny krzem o grubości równej 550 μm, pokryty warstwą aluminium (200 nm). Podłoże to styka się bezpośrednio z warstwą ciekłego kryształu o grubości równej 7 μm. Warstwa ciekłokrystaliczna jest zamknięta z drugiej strony cienką płytką ze szkła kwarcowego o grubości równej 36 μm, pokrytą warstwą dielektryczną z SU-8 (7 μm), na powierzchni której naniesiony jest układ aluminiowych rezonatorów SRR typu 2C połączonych ścieżkami. Struktury aluminiowe 2C, których grubość wynosi 200 nm, znajdują się wewnątrz TMA, w bezpośredniej styczności z warstwą ciekłego kryształu. Warstwa ciekłokrystaliczna charakteryzuje się planarną jednorodną orientacją molekuł w kierunku wektora natężenia pola elektrycznego spolaryzowanej liniowo fali elektromagnetycznej padającej prostopadle na powierzchnię TMA. W praktycznej realizacji układu LC-2C-r, w strukturze TMA należy uwzględnić odpowiednie separatory, pozwalające utrzymać zadaną grubość warstwy ciekłokrystalicznej oraz dwie cienkie warstwy polimerowe gwarantujące odpowiednią wstępną orientację ciekłego kryształu. W symulacjach numerycznych struktury te nie są uwzględnione. W celu określenia absorpcji oraz impedancji falowej absorbera odbiciowego LC-2C-r przyjęto następujące wartości parametrów elektrycznych materiałów zastosowanych w tym modelu w rozważanym zakresie terahercowym: $\varepsilon_1 = 3{,}78$ i $\mathrm{tg}\delta = 0{,}0001$ ($\mathrm{tg}\delta = \varepsilon_2 / \varepsilon_1$) dla szkła kwarcowego, $\varepsilon_1 = 2{,}89$ i $\mathrm{tg}\delta = 0{,}008$ dla warstwy dielektrycznej SU-8, $\varepsilon_{1\parallel} = 3{,}53$ i $\varepsilon_{1\perp} = 2{,}4$ dla ciekłego kryształu (mieszanina LC 1852) [61] oraz $\sigma = 3{,}72 \cdot 10^7$ S/m dla warstwy aluminium. Dynamiczne przestrajanie TMA LC-C2-r realizowane jest przez zmianę składowej przenikalności elektrycznej ciekłego kryształu w kierunku wektora natężenia pola elektrycznego fali terahercowej. Składowa ta wynika z kierunku makroskopowej orientacji molekuł ciekłego kryształu w warstwie, który zależy od wartości napięcia pomiędzy rezonatorami połączonymi ze sobą w rzędy a warstwą aluminium (rys. 5.28b). Napięcie może być zmieniane w sposób płynny w zakresie od napięcia granicznego do napięcia, przy którym uzyskuje się założony poziom homeotropowego ułożenia molekuł. W związku z tym, również składowa przenikalności elektrycznej w kierunku wektora natężenia pola elektrycznego fali

terahercowej może przyjmować dowolne wartości z zakresu od $\varepsilon_{\perp}$ = 2,4 do $\varepsilon_{\parallel}$ = 3,53 (rys. 5.29), co znajduje swoje odzwierciedlenie w charakterystyce absorpcyjnej TMA.



Rys. 5.28. Model komórki elementarnej TMA LC-2C-r: 1 – płytka krzemowa ,2 – warstwa aluminiowa, 3 – ciekły kryształ, 4 – rezonator aluminiowy, 5 –warstwa SU-8, 6 – płytka kwarcowa (a), schemat układu połączonych ze sobą aluminiowych rezonatorów w warstwie TMA (b).



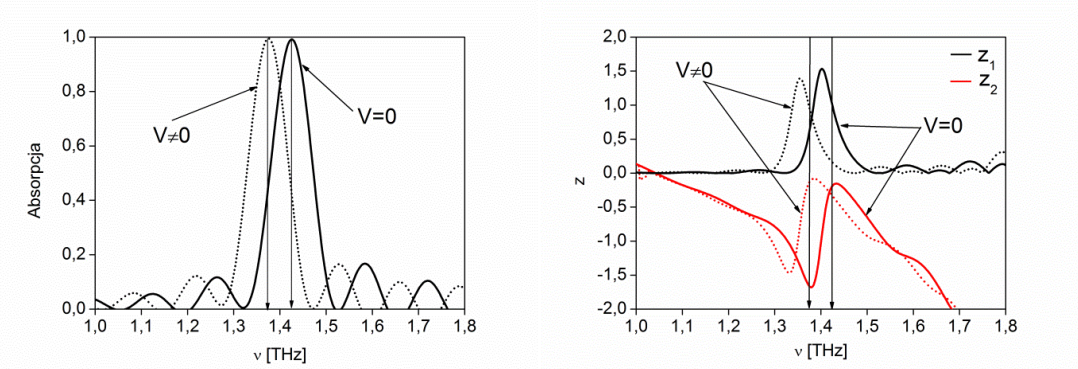
Rys. 5.29. Schematyczne przedstawienie dwóch skrajnych orientacji molekuł w warstwie ciekłokrystalicznej względem kierunku wektora natężenia pola elektrycznego liniowo spolaryzowanej fali terahercowej padającej prostopadle na powierzchnię TMA.

Na rys. 5.30a przedstawiono widma absorpcji TMA LC-2C-r w zakresie terahercowym dla przypadku planarnego jednorodnego uporządkowania molekuł ciekłego kryształu w warstwie (U = 0) oraz dla uporządkowania homeotropowego (U ≠ 0). Dla wyłączonego sterowania (U = 0) efektywna

przenikalność elektryczna warstwy ciekłokrystalicznej wynosi 3,53 ($\varepsilon_{1\parallel}$), a maksimum widma absorpcji występuje dla częstotliwości 1,425 THz. Po przyłożeniu napięcia prowadzącego do homeotropowego uporządkowania molekuł efektywna przenikalność elektryczna maleje do wartości 2,4 ($\varepsilon_{1\perp}$), a maksimum piku absorpcyjnego ulega przesunięciu o około 50 GHz w kierunku mniejszych częstotliwości, co odpowiada zmianie jego położenia o około 4%.

Na rys. 5.30b przedstawiono wykresy rzeczywistej i urojonej części efektywnej impedancji, obliczone dla analizowanego TMA LC-C2-r dla maksymalnej i minimalnej wartości przenikalności elektrycznej warstwy ciekłokrystalicznej. Jak można zauważyć, w obu przypadkach części rzeczywiste impedancji falowej przyjmują wartości dodatnie, a części urojone są ujemne w całym badanym zakresie terahercowym.. Należy zauważyć, że warunek dopasowania impedancyjnego (Z_1 = 1 oraz Z_2 = 0) jest spełniony w znacznym stopniu dla częstotliwości odpowiadających maksimom widm absorpcji odpowiadających maksymalnej i minimalnej wartości przenikalności elektrycznej warstwy ciekłokrystalicznej. Można w związku z tym traktować przedstawiony model TMA LC-C2-r jako idealny absorber przestrajalny.

(a) (b)



Rys.5.30. Absorpcja (a) oraz efektywna impedancja falowa (b) w funkcji częstotliwości dla TMA LC-C2-r dla maksymalnej ($\varepsilon_{1\parallel}$ = 3,53, U = 0) i minimalnej ($\varepsilon_{1\perp}$ = 2,4, U ≠ 0) przenikalności elektrycznej warstwy ciekłokrystalicznej.

Wykorzystując obliczenia numeryczne stwierdzono możliwość uzyskania efektu strojenia częstotliwości występowania piku absorpcyjnego dla TMA LC-2C-r. Pomimo iż czteroprocentowe przesunięcie maksimum absorpcji obserwowane dla komercyjnie dostępnej mieszaniny ciekłokrystalicznej nie wydaje się zbyt duże, efekt ten może być z powodzeniem wykorzystywany w niektórych specjalistycznych zastosowaniach detekcyjnych.

6. PODSUMOWANIE

Rozprawa doktorska dotyczy planarnych absorberów metamateriałowych o nietypowych dla materiałów naturalnych właściwościach elektromagnetycznych dla częstotliwości z zakresu terahercowego. W pracy rozważane są dwa typy absorberów – odbiciowe i transmisyjne. Składają się one z dwóch warstw metalowych, z których przynajmniej jedna jest tworzona przez periodycznie powtarzające się elementy strukturalne. Warstwy metalowe rozdzielone są warstwą dielektryczną z fotorezystu lub ciekłego kryształu o grubości od kilku do kilkunastu mikrometrów.

Planarne absorbery metamateriałowe można traktować jako swego rodzaju dwuwymiarowe kryształy, których podstawowym elementem strukturalnym jest komórka elementarna o stałych sieci rzędu kilkudziesięciu mikrometrów. Niezwykłość tych materiałów polega na tym, że w zakresie od około 0,25 THz do około 2 THz charakteryzują się one selektywną absorpcją, która w widmie absorpcyjnym przejawia się w postaci charakterystycznego piku. Położenie maksimum tego piku na skali częstotliwości, jego wysokość (absorpcja w maksimum) i szerokość połówkowa mogą być w stosunkowo dużym zakresie modyfikowane poprzez zmianę kształtu metalowych struktur występujących w komórce elementarnej i/lub przez skalowanie wymiarów komórki elementarnej (zmianę stałych sieci). Istotny wpływ na właściwości absorpcyjne rozważanych metamateriałów ma również grubość i rodzaj warstwy dielektrycznej. Dzięki odpowiedniemu doborowi tej grubości, możliwe jest uzyskanie tzw. absorbera idealnego, dla którego absorpcja w maksimum piku jest równa jedności. Ponadto, zastosowanie warstwy dielektrycznej, której parametry elektryczne mogą być zmieniane za pomocą zewnętrznego napięcia elektrycznego, daje możliwość dynamicznego przestrajania metamateriałowego absorbera terahercowego.

Przy projektowaniu przedstawionych w pracy doktorskiej absorberów wzorowano się na pierwszych tego typu metamateriałach zaprojektowanych i wytworzonych na początku pierwszego dziesięciolecia obecnego wieku dla częstotliwości z zakresu mikrofalowego. Należy dodać, że autor tej rozprawy w ramach swojej pracy magisterskiej również zaprojektował i wykonał metamateriał tego typu. Ze względu na podobną naturę procesów fizycznych zachodzących w metalach pod wpływem zmiennego pola elektromagnetycznego w zakresach mikrofalowym i terahercowym, koncepcja metamateriałów mikrofalowych możne być wykorzystana również do projektowania metamateriałów dla tego wyższego zakresu częstotliwości. Praca doktorska leży w nurcie prac badawczych nad metamateriałami terahercowymi, które zostały zapoczątkowane w drugiej połowie wspomnianego dziesięciolecia i nadal są prowadzone. Zainteresowanie metamateriałami terahercowymi, a w szczególności planarnymi absorberami, wynika przede wszystkim z obiektywnie dużych trudności technicznych związanych z generacją i detekcją promieniowania terahercowego z zakresu, który odpowiada spektralnie dalekiej podczerwieni. Metamateriałowe absorbery terahercowe stanowią interesującą alternatywę dla układów detekcyjnych, m.in. z powodu ich selektywności w połączeniu z możliwością dostrojenia do zadanej częstotliwości.

Realizacja pracy doktorskiej wymagała zastosowania zaawansowanych i unikatowych w skali kraju metod wytwórczych i eksperymentalnych. Terahercowe absorbery metamateriałowe pozyskano dzięki współpracy z Instytutem Technologii Materiałów Elektronowych (Oddział w Piasecznie) dysponującym nowoczesną aparaturą do wysokorozdzielczej fotolitografii maskowej, pozwalającą uzyskać na waflach krzemowych dwuwymiarowe sieci struktur metalowych z rozdzielczością rzędu 0,5 μm. Absorbery te zostały wcześniej zaprojektowane przez autora pracy doktorskiej na Wydziale Fizyki Technicznej Politechniki Poznańskiej z wykorzystaniem zakupionego między innymi w tym celu oprogramowania CST Studio Suite. Oprogramowanie to było także wykorzystywane do szczegółowej analizy numerycznej właściwości odbiciowych, transmisyjnych i absorpcyjnych wytworzonych absorberów. Widma odbiciowe i transmisyjne wytworzonych metamateriałowych absorberów terahercowych uzyskano przy współpracy z Instytutem Optoelektroniki Wojskowej Akademii Technicznej w Warszawie, który udostępnił do przeprowadzenia badań spektrometr terahercowy TPS Spectra 3000 firmy TeraView. W czasie gdy realizowano te badania, spektrometrami tego typu dysponowały tyko nieliczne laboratoria na świecie.

Wyniki zawarte w pracy doktorskiej opublikowano w dwóch artykułach w czasopismach Journal of Optics i Opto-Electronics Review znajdujących się aktualnie w bazie JCR oraz w Przeglądzie Elektrotechnicznym, który w czasie publikacji artykułu również znajdował się w tej bazie. Wyniki opublikowano również w formie jednego artykułu pokonferencyjnego, a także prezentowano na konferencjach krajowych i międzynarodowych w formie plakatów i prezentacji ustnych (łącznie 7 prezentacji).

Rozprawa doktorska ma typowy układ. Składa się ze wstępu, w którym przedstawiono aspekt historyczny i koncepcję terahercowych absorberów metamateriałowych, a w tym kontekście – cel pracy doktorskiej. W kolejnym rozdziale przypomniane zostały ogólnie znane najważniejsze zasady i wnioski wynikające z teorii elektromagnetyzmu, mające zastosowanie do rozważanych w pracy metamateriałów. Następne rozdziały mają już ścisły związek z badaniami metamateriałowych absorberów terahercowych stanowiącymi podstawę pracy doktorskiej. W pierwszym z nich przedstawiono technologię wytwarzania metamateriałowych absorberów terahercowych oraz zamieszczono zbiorcze zestawienie wszystkich wytworzonych i będących przedmiotem pracy doktorskiej metamateriałów. W rozdziale dotyczącym metod badawczych omówiono metodę spektroskopii terahercowej w domenie czasu oraz zagadnienia związane z wykorzystywaną metodą symulacji numerycznych, takie jak zagadnienie odwrotne, relacje wiążące elementy macierzy rozpraszania z impedancją falową i współczynnikiem załamania ośrodka metamateriałowego, metodę całkowania skończonego oraz procedurę modelowania i symulacji numerycznych realizowanych z wykorzystaniem modułu programistycznego CST Microwave Sudio z pakietu CST Studio Suite.

Oryginalnym wkładem autora rozprawy doktorskiej związanym z metodą wyznaczania parametrów elektromagnetycznych metamateriałowych absorberów terahercowych na podstawie parametrów macierzy rozpraszania jest wprowadzenie poprawek do wzorów wiążących te parametry

podanych przez Smitha i in. [40, 41]. Poprawki te uwzględniają w symulacjach numerycznych warstwy próżni między powierzchniami absorbera i zdefiniowanymi portami, dla których obliczane są parametry macierzy rozpraszania. Jak się okazuje, w celu zminimalizowania wpływu stacjonarnego pola elektromagnetycznego bliskiego zasięgu występującego na zewnątrz absorbera tuż przy jego powierzchni na wynik symulacji numerycznych, konieczne jest wprowadzenie dodatkowych warstw próżni o zoptymalizowanej grubości.

Podstawową część rozprawy doktorskiej stanowi rozdział zawierający wyniki badań eksperymentalnych oraz symulacji numerycznych odbiciowych i transmisyjnych metamateriałowych absorberów terahercowych. Pierwsze dwa podrozdziały dotyczą planarnych absorberów, których dwuwymiarowe komórki elementarne składają się z dwóch prostokątów metalowych z przerwami (SRR) oraz wymiennie litej warstwy metalowej (absorbery 2C-r) lub paska metalowego (CW) (absorbery 2C-t) rozdzielonych warstwą z dielektryka. Do wytworzenia warstw metalowych wykorzystano aluminium, a rozdzielającej je warstwy dielektrycznej – fotorezyst o oznaczeniu komercyjnym SU-8. Warstwy te zostały osadzone na podłożu z wysokorezystywnego krzemu. Ze względu na symetrię dwuwymiarowej komórki elementarnej, odbicie, transmisja i absorpcja absorberów 2C-r i 2C-t z definicji zależą od kierunku polaryzacji (liniowej) fali terahercowej padającej prostopadle na powierzchnię tych absorberów. W pracy doktorskiej analizowano przypadek, w którym wektor elektryczny fali padającej jest równoległy do sąsiadujących ze sobą boków metalowych prostokątów z rozcięciem w strukturze SRR występującej w komórce elementarnej.

Koncepcję planarnych transmisyjnych metamateriałowych absorberów terahercowych oraz szczegółową analizę ich właściwości absorpcyjnych przedstawiono na przykładzie absorbera 2C-t. Analiza tego absorbera została zaprezentowana w artykule w Przeglądzie Elektrotechnicznym. Właściwości absorpcyjne tego TMA są konsekwencją obecności w komórce elementarnej absorbera charakterystycznych rezonansów elektromagnetycznych. Te, z kolei mają bezpośredni związek z kształtem występujących w komórce metalowych elementów strukturalnych i ich przewodnością właściwą, a także z parametrami warstwy dielektrycznej rozdzielającej struktury metalowe, takimi jak jej grubość i przenikalność elektryczna. Jeśli przyjąć, że pole elektromagnetyczne wewnątrz TMA 2C-t nie wpływa w istotny sposób zarówno na przewodność właściwą aluminium, jak również przenikalność elektryczną fotorezystu SU-8, to rezonanse występujące w komórce TMA można interpretować w ramach teorii obwodów elektrycznych. Takie podejście jest uzasadnione dla struktur metalowych o rozmiarach rzędu kilkudziesięciu mikrometrów, które wchodzą w skład komórki elementarnej rozważanych absorberów terahercowych.

Szczegółowa analiza struktury 2C-t pozwoliła stwierdzić, że układ spełnia warunki występowania rezonansów typu indukcyjno-pojemnościowego (LC) i dipolowego elektrycznego. Absorpcja związana z rezonansem LC występuje w przypadku fali terahercowej padającej prostopadle do powierzchni absorbera o wektorze elektrycznym równoległym do długiego boku paska metalowego (CW). Jest ona związana z układem ścieżek metalowych tworzonych przez ten pasek oraz dwa

wewnętrzne boki struktury SRR, oddzielonych od siebie warstwą dielektryczną SU-8. Z kolei możliwość absorpcji związanej z rezonansami dipolowymi elektrycznymi wynika z występowania w układzie równoległych do wektora elektrycznego ścieżek metalowych w strukturze SRR i samego paska CW. Przeprowadzone symulacje numeryczne potwierdziły obecność w widmie absorpcji 2C-t stosunkowo wąskiego piku o maksimum dla częstotliwości równej 1,2 THz, który powiązano z rezonansem LC, oraz szerokopasmowej absorpcji w zakresie od 2 THz do 7 THz z dwoma wyraźnymi maksimami, odpowiadającymi rezonansom dipolowym elektrycznym. Absorpcja w maksimum piku odpowiadającego rezonansowi LC jest rzędu 0,9, co w dużym stopniu upodabnia ten absorber do absorbera idealnego. Dla porównania przeprowadzono również symulacje numeryczne dla wyodrębnionych z absorbera 2C-t struktur SRR i CW. W widmach odbicia i transmisji struktur SRR i CW występują pasma odpowiadające obszarom rezonansowym jednak obliczona na ich podstawie absorpcja w obu przypadkach jest stosunkowo mała. Stanowi to ważną wskazówkę dotyczącą projektowania idealnych TMA, które zasadniczo powinny składać się z przynajmniej dwóch warstw struktur metalowych rozdzielonych warstwą dielektryczną o odpowiedniej grubości.

W celu zbadania możliwości przedstawienia absorbera transmisyjnego 2C-t jako linii transmisyjnej, strukturom rezonansowym występującym w TMA przyporządkowano elementy RLC o parametrach wynikających z dopasowania charakterystyk odbiciowych i transmisyjnych TMA oraz linii transmisyjnej. W zaproponowanym modelu TMA jako linii transmisyjnej uwzględniono rezonanse LC i dipolowy elektryczny związane ze strukturą SRR oraz rezonans dipolowy elektryczny struktury CW, a także impedancję warstwy SU-8. Próbne dopasowania charakterystyki linii transmisyjnej do widm odbicia i transmisji TMA uzyskanych z symulacji numerycznych pozwoliły stwierdzić, że takie dopasowanie nie jest możliwe w całym rozpatrywanym zakresie częstotliwości. Na tej podstawie można stwierdzić, że model prostej linii transmisyjnej ma ograniczone znaczenie przy analizie absorberów 2C-t. Między innymi z tego powodu w badaniach metamateriałowych absorberów terahercowych prezentowanych w pracy doktorskiej ograniczono się do metody eksperymentalnej (spektroskopia terahercowa) oraz metody symulacji numerycznych parametrów *S* i obliczania na tej podstawie widm odbicia, transmisji i absorpcji.

W przypadku selektywnych TMA, jeśli rozważane są ich potencjalne zastosowania techniczne, ważne znaczenie ma możliwość dopasowania ich właściwości absorpcyjnych do konkretnych wymagań. Istotne są takie parametry jak częstotliwość odpowiadająca maksimum piku absorpcyjnego, jego szerokość połówkowa i absorpcja w maksimum. Analizę zależności tych parametrów widma absorpcyjnego od wymiarów geometrycznych struktur metalowych w komórkach elementarnych absorberów typu 2C-r i 2C-t przeprowadzono dla pików odpowiadających rezonansowi LC występującemu dla częstotliwości mniejszych od 2 THz. Opierano się przy tym na widmach uzyskanych metodą symulacji numerycznych oraz metodą spektroskopową. Należy podkreślić, że w przypadku TMA odbiciowych (2C-r1, 2C-r2, 2C-r3) widma absorpcyjne poszczególnych absorberów uzyskane eksperymentalnie i na podstawie symulacji numerycznych charakteryzują się dużą

zgodnością. Dla TMA transmisyjnych (2C-t1, 2C-t2, 2C-t3) również występuje zgodność tego typu z tym, że w przypadku widm eksperymentalnych absorpcja poza zakresem częstotliwości występowania piku jest większa niż dla widm uzyskanych z symulacji numerycznych. Wynika to z przyjęcia znacznie mniejszej grubości podłoża z wysokorezystywnego krzemu w symulacjach niż w wytworzonych absorberach. Wszystkie rozpatrywane absorbery, zarówno odbiciowe jak również transmisyjne, miały taką samą grubość warstwy SU-8 równą 7 μm, ale różniły się odpowiednio wymiarami stałych sieci oraz elementów SRR i CW w komórkach elementarnych zgodnie ze stosunkiem 1:1,2:1,6. Wytworzone odbiciowe i transmisyjne absorbery typu 2C nie są absorberami idealnymi, ale ich absorpcja w maksimum piku osiąga stosunkowo duże wartości rzędu 0,8. Z analizy widm absorpcji TMA typu 2C-r i 2C-t wynika ważny wniosek dotyczący zależności pomiędzy częstotliwością maksimum piku absorpcyjnego związanego z rezonansem LC a stałymi sieci i/lub wymiarami elementów SRR i CW, a mianowicie zwiększenie tych stałych i wymiarów powoduje przesunięcie piku absorpcyjnego w stronę mniejszych częstotliwości. W przypadku rozważanych absorberów przesunięcie to jest stosunkowo duże i wynosi około 0,5 THz, co ma istotne znaczenie praktyczne.

Na podstawie parametrów *S* uzyskanych z symulacji numerycznych dla TMA typu 2C-r i 2C-t obliczone zostały efektywne parametry elektromagnetyczne tych struktur (impedancja falowa, współczynnik załamania, przenikalność elektryczna, przenikalność magnetyczna). Dla absorberów odbiciowych możliwe jest wyznaczenie tylko zespolonej impedancji falowej, która w przypadku absorbera idealnego dla częstotliwości odpowiadającej maksimum absorpcji jest równa 1. Z oczywistych powodów ten warunek nie jest spełniony dla rozważanych TMA typu 2C-r. Możliwość wyznaczenia zarówno impedancji falowej jak również współczynnika załamania, a w konsekwencji także przenikalności elektrycznej i magnetycznej występuje dla absorberów transmisyjnych. Szczegółowa analiza tych parametrów dla rozważanych TMA typu 2C-t pozwoliła stwierdzić, że dla częstotliwości mniejszych od częstotliwości granicznej, występującej poniżej częstotliwości maksimum piku absorpcyjnego, absorbery te mają właściwości elektromagnetyczne typowe dla materiałów naturalnych. Powyżej częstotliwości granicznej charakterystyka elektromagnetyczna wynika z obecności rezonansów specyficznych dla danego typu absorbera.

Kolejne trzy podrozdziały należące do części pracy doktorskiej zawierającej wyniki badań dotyczą planarnych metamateriałowych absorberów terahercowych, których dwuwymiarowe komórki elementarne posiadają czterokrotną oś symetrii prostopadłą do ich powierzchni. Są to w szczególności TMA oznaczone jako Kwadrat-r, Kwadrat -t i Krzyż-t. Cechą charakterystyczną tych TMA jest to, że ich absorpcja jest niezależna od kierunku wektora elektrycznego liniowo spolaryzowanej fali terahercowej padającej prostopadle na powierzchnię absorbera. Przedstawione w pracy doktorskiej wyniki dotyczące absorberów Kwadrat-r i Kwadrat-t były prezentowane w publikacji w Opto-Electronics Review [43], natomiast struktura Krzyż-t była przedmiotem artykułu naukowego w Journal of Optics [51].

Absorber Kwadrat-r składa się z metalowego kwadratu z dwoma rozciętymi w środku poprzeczkami oraz z litej warstwy metalowej rozdzielonych warstwą z dielektryka. Struktury metalowe wytworzone są z aluminium, natomiast warstwa rozdzielająca jest wykonana z fotorezystu SU-8 o grubości 7 μm. Absorber jest osadzony na podłożu z wysokorezystywnego krzemu, podobnie jak pozostałe TMA omawiane w pracy doktorskiej. Komórka elementarna ma kształt kwadratu o wymiarze boku (stałej sieci) równym 60 μm. Absorpcję absorbera Kwadrat-r w zakresie od 0,25 THz do 2 THz wyznaczono eksperymentalnie i, niezależnie, na podstawie parametrów *S* uzyskanych z symulacji numerycznych. Widma uzyskane tymi metodami charakteryzują się bardzo dobrą zgodnością. W widmie absorpcji tego TMA występuje charakterystyczny pik o maksimum dla częstotliwości równej 1,18 THz i absorpcji w maksimum wynoszącej 0,75. Absorpcja w maksimum piku jest znacznie mniejsza od 1, więc wytworzony absorber odbiciowy nie jest absorberem idealnym. Dodatkowe symulacje numeryczne przeprowadzone dla komórek elementarnych TMA Kwadrat-r o różnych parametrach geometrycznych struktur występujących w komórce elementarnej pozwoliły stwierdzić, że najefektywniejszym sposobem na uzyskanie absorbera idealnego jest zwiększenie grubości warstwy SU-8. W przypadku rozważanego absorbera odbiciowego grubość ta powinna być około dwukrotnie większa niż w przypadku wytworzonego do testów TMA. Taka struktura jest technologicznie osiągalna, chociaż wzrasta poziom trudności jej wykonania. Ponadto, dla idealnego absorbera typu Kwadrat-r (o grubości warstwy SU-8 równej 14 μm) sprawdzono jaki jest wpływ skalowania stałej sieci TMA i elementów metalowych występujących w komórce elementarnej na parametry piku absorpcyjnego. Z symulacji numerycznych wynika, że zwiększenie stałej sieci tego absorbera powoduje przesunięcie piku absorpcyjnego w stronę mniejszych częstotliwości przy jednoczesnym zmniejszeniu absorpcji w maksimum. Zwiększanie rozmiarów samego rezonatora (bez zmiany stałej sieci) również powoduje zmniejszenie częstotliwości odpowiadającej maksimum piku. Jednak w tym przypadku absorpcja w maksimum nie ulega istotnej zmianie (jest równa 1). Wynika stąd praktyczny wniosek, że strojenie idealnego odbiciowego TMA Kwadrat-r może być realizowane przez zmianę wymiarów metalowych rezonatorów. Należy jednak mieć na uwadze, że w każdym przypadku strojenie wiąże się ze zmianą szerokości połówkowej pików absorpcyjnych.

Analizowany w dalszej części pracy doktorskiej absorber transmisyjny Kwadrat-t, składający się z metalowego kwadratu z dwoma rozciętymi w środku poprzeczkami w warstwie zewnętrznej i z metalowego kwadratu w warstwie wewnętrznej oraz z rozdzielającej je warstwy dielektrycznej, jest odpowiednikiem rozważanego odbiciowego TMA Kwadrat-r. Elementy strukturalne komórek elementarnych tych absorberów posiadają identyczne wymiary geometryczne, a jedyna różnica wynika z zamiany wewnętrznej metalowej warstwy litej na warstwę tworzoną przez sieć metalowych kwadratów. Właściwości absorpcyjne TMA Kwadrat-t zbadano, analogicznie jak absorbera odbiciowego, na podstawie badań spektroskopowych i, niezależnie, wykorzystując metodę symulacji numerycznych. W uzyskanych w ten sposób widmach absorpcji, w badanym zakresie częstotliwości (0,25 THz–2 THz), występują charakterystyczne pojedyncze piki o maksimum dla częstotliwości

około 1,2 THz o absorpcji w maksimach wynoszącej około 0,8. Widma absorpcji nie wykazują jednak pełnej wzajemnej zgodności. O ile częstotliwości odpowiadające maksimom pików absorpcyjnych, a także absorpcja w tych maksimach nie różnią się istotnie, to różnice w absorpcji występują dla częstotliwości poza zakresem występowania tych pików. Problem ten dotyczy przede wszystkim przypadku, w którym w symulacjach numerycznych przyjęto znacznie mniejszą grubość podłoża z wysokorezystywnego krzemu (12 μm) niż wynosi grubość rzeczywista tego podłoża (550 μm). Podobny efekt zaobserwowano w badaniach absorberów 2C-t. Wytworzony absorber Kwadrat-t nie jest absorberem idealnym, ale jak wynika z symulacji numerycznych, warunek ten ($A = 1$) może być spełniony poprzez dwukrotne zwiększenie grubości warstwy SU-8, podobnie jak w przypadku analogicznego absorbera odbiciowego.

W przypadku absorberów transmisyjnych metoda symulacji numerycznych umożliwia wyznaczenie parametrów S_{11} i S_{21} macierzy rozpraszania. Na podstawie tych parametrów, dla TMA Kwadrat-t o wymiarach geometrycznych odpowiadających absorberowi wytworzonemu oraz absorberowi idealnemu zostały wyznaczone efektywne parametry elektromagnetyczne w zakresie od 0,25 THz do 2 THz. Podobnie jak w przypadku absorberów 2C-t, również dla TMA Kwadrat-t na wykresach części rzeczywistych i zespolonych impedancji falowej, współczynnika załamania, jak również przenikalności elektrycznej i magnetycznej można wskazać częstotliwości graniczne, poniżej których mają one właściwości elektromagnetyczne typowe dla materiałów naturalnych. Częstotliwości graniczne są znacznie mniejsze od częstotliwości odpowiadających maksimom pików absorpcyjnych. Dla zakresów powyżej częstotliwości granicznych wykresy efektywnych parametrów elektromagnetycznych stanowią odbicie indywidualnych cech ośrodków metamateriałowych. W rozprawie doktorskiej przeprowadzono analizę tych parametrów pod kątem ich wpływu na propagację fal terahercowych oraz dyssypację energii (absorpcję) w TMA Kwadrat-t.

Szczególne znaczenie przy analizie absorpcji w ośrodkach materiałowych mają części urojone przenikalności elektrycznej i magnetycznej. Dla rozważanych absorberów Kwadrat-t, o parametrach geometrycznych odpowiadających absorberowi wytworzonemu i absorberowi idealnemu, obliczono absorpcję energii fali terahercowej w różnych strefach TMA. Strefy te zostały określone przez odpowiedni układ płaszczyzn równoległych do powierzchni TMA. Absorpcję w tych strefach obliczono na podstawie różnic strumieni pola elektromagnetycznego przez te powierzchnie. Na tej podstawie stwierdzono, że w procesie absorpcji promieniowania terahercowego w TMA bardzo ważną rolę pełni warstwa dielektryczna SU-8, w której absorbowana jest około 65% (absorber wytworzony) i około 74% (absorber idealny) energii pola elektromagnetycznego fali padającej na powierzchnię portu. Jak się okazało, straty omowe w zewnętrznej strukturze aluminiowej mają znacznie mniejszy udział w całkowitej absorpcji niż straty dielektryczne w warstwie SU-8. Wynik ten może stanowić ważną wskazówkę przy projektowaniu selektywnych TMA.

Kolejnym prezentowanym w rozprawie doktorskiej TMA jest absorber transmisyjny typu Krzyż-t o komórce elementarnej składającej się kwadratu z rozciętymi bokami z dodanymi

przekątnymi oraz z krzyża z metalu (Al), rozdzielonych warstwą dielektryczną (SU-8). Chociaż struktury metalowe występujące w obu warstwach TMA Krzyż-t różnią się od tych występujących w TMA Kwadrat-t, to koncepcja obu absorberów jest taka sama. Istotne jest to, że w metalowych warstwach zewnętrznej i wewnętrznej obu absorberów występują wzajemnie równoległe ścieżki aluminiowe. Dla tego typu struktur występujących w TMA charakterystyczne są rezonanse typu LC. Ze względu na podobne jak w przypadku struktury Kwadrat-t wymiary komórki elementarnej TMA Krzyż-t, częstotliwości odpowiadające maksimom pików absorpcyjnych są również do siebie zbliżone. Absorber Krzyż-t, ze względu na obecność czterokrotnej osi symetrii dla komórki elementarnej, podobnie jak dla TMA Kwadrat-t, nie wykazuje anizotropii absorpcji dla liniowo spolaryzowanej fali elektromagnetycznej padającej prostopadle na jego powierzchnię. Właściwości odbiciowe, transmisyjne i absorpcyjne TMA Krzyż-t w zakresie od 0,25 THz do 2 THz zbadano eksperymentalnie metodą spektroskopową oraz z wykorzystaniem symulacji numerycznych. Grubość warstwy SU-8 dla absorbera Krzyż-t wynosi 7 μm, podobnie jak dla TMA Kwadrat-t, więc również w tym przypadku absorber nie jest absorberem idealnym. Na podstawie parametrów S_{11} i S_{21} uzyskanych z symulacji numerycznych wyznaczono parametry elektromagnetyczne absorbera Krzyż-t w rozważanym zakresie terahercowym częstotliwości. Zarówno widmo absorpcji jak również wykresy parametrów elektromagnetycznych TMA Krzyż-t nie różnią się jakościowo od tych dla absorbera Kwadrat-t. Dla absorbera Krzyż-t zbadano również, stosując symulacje numeryczne, amplitudy pól elektrycznego i magnetycznego w funkcji częstotliwości w charakterystycznych punktach komórki elementarnej tego TMA. Amplitudę pola elektrycznego obliczono w środkach przerw występujących ścieżkach zewnętrznej struktury, natomiast amplitudę pola magnetycznego wyznaczono w punkcie środkowym komórki elementarnej, znajdującym się w jednakowej odległości od metalowych warstw zewnętrznej i wewnętrznej. Z symulacji numerycznych wynika, że we wskazanych punktach amplitudy pól elektrycznego i magnetycznego osiągają swoje maksima dla częstotliwości bliskich częstotliwości odpowiadającej maksimum absorpcji. Ten wynik wskazuje na ścisły związek piku absorpcyjnego występującego dla absorbera Krzyż-t w dolnym zakresie częstotliwości terahercowych z rezonansami typu LC występującym dla tego absorbera.

Właściwości absorpcyjne prezentowanych w rozprawie doktorskiej absorberów mogą być w szerokim zakresie modyfikowane na etapie ich wytwarzania. Interesującą propozycję dla różnych zastosowań mogą stanowić absorbery strojone dynamicznie. W związku z tym w pracy doktorskiej przedstawiony został projekt TMA tego typu. Z badań absorberów prezentowanych w tej pracy wynika, że właściwości absorpcyjne TMA zależą między innymi od grubości i właściwości elektrycznych warstwy dielektrycznej rozdzielającej warstwy metalowe. W związku z tym zaproponowano uzupełnienie warstwy fotorezystu SU-8 dodatkową warstwą ciekłokrystaliczną. Takie rozwiązanie jest możliwe od strony technicznej przy założeniu, że grubość warstwy ciekłokrystalicznej mieści się w zakresie od kilku do kilkudziesięciu mikrometrów. Przygotowując w odpowiedni sposób powierzchnie wewnątrz TMA bezpośrednio stykające się z ciekłym kryształem

można spowodować, że warstwa ciekłokrystaliczna będzie miała makroskopowo właściwości ośrodka anizotropowego optycznie (w zakresie terahercowym). W przypadku jednorodnej planarnej orientacji molekuł oś optyczna jest równoległa do powierzchni absorbera, a w szczególności do wektora pola elektrycznego spolaryzowanej liniowo fali terahercowej. W przypadku prezentowanego w pracy doktorskiej modelu absorbera odbiciowego LC-C2-r jedna z warstw metalowych jest warstwą litą. W drugiej warstwie metalowej rezonatory SRR typu 2C są połączone ze sobą ścieżkami metalowymi. Dzięki temu, przykładając napięcie elektryczne do obu warstw można wymusić zmianę orientacji osi optycznej ciekłego kryształu. Tym samym zmianie ulega współczynnik załamania warstwy ciekłokrystalicznej związany z kierunkiem propagacji fali terahercowej w warstwie. W konsekwencji zmienia się również droga optyczna dla promieniowania terahercowego. Dla tego typu dynamicznie przestrajalnego odbiciowego TMA przeprowadzono symulacje numeryczne, stosując warstwy ciekłokrystaliczne o odpowiednio dobranej grubości i dużej anizotropii dielektrycznej. Symulacje numeryczne pozwoliły stwierdzić, że możliwe jest wytworzenie idealnego TMA LC-2C-r, dla którego częstotliwość odpowiadającą maksimum piku absorpcyjnego można zmieniać w granicach około 4% częstotliwości wyjściowej wynoszącej w rozważanym przypadku 1,425 THz. Można w związku z tym stwierdzić, że możliwy do uzyskania efekt przestrajania dynamicznego nie jest szczególnie duży. Projekt przestrajalnego dynamicznie TMA typu LC-2C-r był prezentowany podczas *7th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics – Metamaterials 2013*, a także w artykule pokonferencyjnym [62].

7. WNIOSKI

W ramach pracy doktorskiej wytworzono i zbadano dziewięć planarnych metamateriałowych absorberów terahercowych różnego typu. Pięć z tych absorberów jest typu transmisyjnego, a pozostałe cztery są absorberami odbiciowymi. Rozważane absorbery można traktować jako dwuwymiarowe sieci tworzone przez komórki elementarne zawierające specyficzne metalowe struktury rezonansowe występujące w dwóch warstwach rozdzielonych warstwą dielektryczną. Komórki elementarne trzech absorberów posiadają czterokrotną oś symetrii prostopadłą do ich powierzchni, a pozostałe sześć komórek charakteryzuje się dwukrotną osią symetrii.

Wnioski dotyczące zastosowanych metod badawczych

Do wytworzenia metamateriałowych absorberów terahercowych, ze względu na wymiary elementów najmniejszych struktury (około 1 μm), niezbędne jest zastosowanie zaawansowanej metody wysokorozdzielczej fotolitografii. Metoda ta pozwala na wytwarzanie planarnych absorberów o rozmiarach wynikających ze średnicy maski i podłoża w postaci wafla krzemowego. W praktyce oznacza to wymiary rzędu kilku centymetrów. Jednostkowy koszt wytworzenia pojedynczych absorberów jest stosunkowo wysoki, co wynika z kosztu przygotowania maski. W przypadku dłuższych serii metoda ta może być ekonomicznie uzasadniona.

Do badania właściwości odbiciowych i transmisyjnych metamateriałowych absorberów terahercowych w zakresie od około 0,25 THz do ponad 2 THz wykorzystywana jest zaawansowana sprzętowo metoda spektroskopii terahercowej w domenie czasu. Zastosowanie tej metody eksperymentalnej pozwoliło uzyskać dla próbek metamateriałowych o wymiarach 5 mm × 4 mm widma absorpcji na podstawie otrzymanych bezpośrednio z eksperymentu widm odbicia i transmisji. Zaletą tej metody eksperymentalnej jest możliwość szybkiego określania właściwości absorpcyjnych rzeczywistych próbek, jednak wiążą się z tym wyższe koszty związane z wytworzeniem próbki i eksploatacją aparatury pomiarowej niż w przypadku metody symulacji numerycznych.

Metoda symulacji numerycznych wykorzystująca komercyjne oprogramowanie CST Microwave Studio może być wykorzystywana do symulacji widm absorpcji metamateriałowych absorberów terahercowych. Porównanie widm absorpcji uzyskanych eksperymentalnie z widmami uzyskanymi z symulacji numerycznych pozwoliło stwierdzić przydatność metody symulacji numerycznych do badania właściwości spektralnych rzeczywistych absorberów. Widma uzyskiwane z symulacji numerycznych w zakresie do około 2 THz są zgodne z widmami uzyskiwanymi metodą spektroskopową. Zastosowanie metod obliczeniowych w znacznym stopni obniża koszty projektowania absorberów i ich badań.

Wnioski dotyczące badanych planarnych metamateriałowych absorberów terahercowych

W widmach absorpcji wszystkich badanych metamateriałowych absorberów terahercowych, zarówno odbiciowych jak i transmisyjnych, występuje pojedynczy pik absorpcyjny o maksimum dla częstotliwości mniejszych od 2 THz. Pik ten jest związany z rezonansem typu indukcyjno-pojemnościowego (LC) charakterystycznym dla metamateriałów tworzonych przez struktury metalowe ułożone w dwóch warstwach rozdzielonych warstwą dielektryczną.

Absorpcja w maksimum piku wytworzonych metamaterialowych absorberów terahercowych jest mniejsza od 1, co oznacza, że nie są to absorbery idealne. Przeprowadzone symulacje numeryczne pozwoliły jednak stwierdzić, że absorbery te uzyskują właściwości absorberów idealnych (A = 1) dzięki około dwukrotnemu zwiększeniu grubości warstwy dielektrycznej SU-8 w stosunku do grubości rzeczywistej (7 μm).

Położenie, wysokość i szerokość połówkowa piku absorpcyjnego dla badanych absorberów zależą od ich stałych sieciowych oraz rozmiarów struktur metalowych występujących w komórkach elementarnych, a także od grubości warstwy dielektrycznej. Z symulacji numerycznych przeprowadzonych dla absorberów 2C-r wynika, że zwiększenie rozmiarów samej struktury metalowej w komórce elementarnej prowadzi do przesunięcia piku absorpcyjnego w stronę mniejszych częstotliwości wraz ze zmniejszeniem jego szerokości połówkowej i absorpcji w maksimum. Podobny efekt występuje przy zwiększaniu rozmiarów komórki elementarnej, z tym że nie ulega zmianie absorpcja w maksimum. Zwiększenie grubości warstwy dielektrycznej (SU-8) prowadzi do zwiększenia absorpcji w maksimum piku bez znaczącej zmiany jego położenia.

W przypadku metamateriałowych absorberów terahercowych, których komórki elementarne posiadają czterokrotną oś symetrii prostopadłą do ich powierzchni (Kwadrat-r, Kwadrat-t, Krzyż-t) absorpcja nie zależy od kierunku polaryzacji (liniowej) fali terahercowej padającej prostopadle na ich powierzchnię.

W przypadku transmisyjnych metamateriałowych absorberów terahercowych istnieje możliwość wyznaczenia ich efektywnych parametrów elektromagnetycznych (impedancja falowa współczynnik załamania, przenikalność elektryczna, przenikalność magnetyczna) na podstawie parametrów S uzyskanych z symulacji numerycznych. Na podstawie analizy parametrów elektromagnetycznych można stwierdzić, że rozważane absorbery transmisyjne charakteryzują się częstotliwością graniczną, mniejszą od częstotliwości odpowiadającej maksimum piku absorpcyjnego, poniżej której posiadają właściwości typowe dla naturalnych materiałów. Powyżej częstotliwości granicznej charakterystyka tych absorberów wskazuje na ich nietypowe (metamateriałowe) właściwości.

Na podstawie symulacji numerycznych gęstości strumienia pola elektromagnetycznego wewnątrz komórki elementarnej planarnego metamateriałowego absorbera terahercowego istnieje możliwość określenia obszarów, w których proces absorpcji fali terahercowej jest najintensywniejszy.

W przypadku absorbera Kwadrat-t największy udział w absorpcji promieniowania terahercowego ma warstwa dielektryczna SU-8.

Obecny poziom technologii pozwala, aby warstwa dielektryczna SU-8 w omawianych metamateriałowych absorberach terahercowych mogła być opcjonalnie uzupełniona dodatkową warstwą ciekłokrystaliczną. Dzięki temu pojawia się możliwość dynamicznego przestrajania absorbera za pomocą napięcia sterującego, co zademonstrowano na przykładzie absorbera odbiciowego LC-C2-r. Symulacje numeryczne przeprowadzone dla TMA zawierającego warstwę ciekłego kryształu LC 1852 o stosunkowo dużej anizotropii dielektrycznej pozwoliły stwierdzić, że przy pełnym wysterowaniu przesunięcie piku absorpcyjnego jego przesunięcie na skali częstotliwości jest stosunkowo niewielkie (około 4%).

Przeprowadzone w ramach pracy doktorskiej badania planarnych metamaterialowych absorberów terahercowych pozwalają wskazać ich potencjalne zastosowania, na przykład jako elementy układów bolometrycznych do detekcji promieniowania terahercowego oraz jako selektywne układy antenowe w detektorach terahercowych.

LITERATURA

[1] V. G. Veselago, "The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ε and μ", *Sov. Phys. Uspekhi*, vol. 10, no. 4, pp. 509–514, 1968.

[2] J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, and I. Youngs, "Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 76, no. 25, pp. 4773–4776, 1996.

[3] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, "Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*, vol. 47, no. 11, pp. 2075–2084, 1999.

[4] D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, "Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, no. 18, p. 4184, 2000.

[5] R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz, "Experimental verification of a negative index of refraction", *Science*, vol. 292, no. 5514, pp. 77–79, 2001.

[6] D. Schurig *et al.*, "Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies", *Science*, vol. 314, no. 5801, pp. 977–980, 2006.

[7] J. B. Pendry, "Controlling electromagnetic fields", *Science*, vol. 312, no. 5781, pp. 1780–1782, 2006.

[8] D. R. Grischkowsky, "Optoelectronic characterization of transmission lines and waveguides by terahertz time-domain spectroscopy"', *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 6, no. 6, pp. 1122–1135, 2000.

[9] A. A. Gowen, C. O'Sullivan, and C. P. O'Donnell, "Terahertz time domain spectroscopy and imaging: Emerging techniques for food process monitoring and quality control", *Trends Food Sci. Technol.*, *IEEE Trans. Microwave Theor Tech* vol. 25, no. 1, pp. 40–46, 2012.

[10] R. Köhler, R. C. Iotti, A. Tredicucci, and F. Rossi, "Design and simulation of terahertz quantum cascade lasers", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, no. 24, pp. 3920–3922, 2001.

[11] S. Kumar, "Recent progress in terahertz quantum cascade lasers", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 17, no. 1, pp. 38–47, 2011.

[12] A. Dobroiu, C. Otani, and K. Kawase, "Terahertz-wave sources and imaging applications", *Meas. Sci. Technol.*, vol. 17, no. 11, pp. R161–R174, 2006.

[13] J. A. Zeitler, P. F. Taday, D. A. Newnham, M. Pepper, K. C. Gordon, and T. Rades, "Terahertz pulsed spectroscopy and imaging in the pharmaceutical setting - a review", *J. Pharm. Pharmacol.*, vol. 59, no. 2, pp. 209–223, 2007.

[14] P. C. Ashworth *et al.*, "Terahertz pulsed spectroscopy of freshly excised human breast cancer", *Opt. Express*, vol. 17, no. 15, pp. 12444–12454, 2009.

[15] C. Baker, T. Lo, W. R. Tribe, B. E. Cole, M. R. Hogbin, and M. C. Kemp, "Detection of concealed Explosives at a distance using terahertz technology", *Proc. IEEE*, vol. 95, no. 8, pp. 1559–1565, 2007.

[16] H.-B. Liu, Y. Chen, G. J. Bastiaans, and X.-C. Zhang, "Detection and identification of explosive RDX by THz diffuse reflection spectroscopy", *Opt. Express*, vol. 14, no. 1, pp. 415–423, 2006.

[17] K. Kawase, Y. Ogawa, Y. Watanabe, and H. Inoue, "Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints", *Opt. Express*, vol. 11, no. 20, pp. 2549–2554, 2003.

[18] J. Federici and L. Moeller, "Review of terahertz and subterahertz wireless communications", *J. Appl. Phys.*, vol. 107, pp. 111101–111101, 2010.

[19] J. Grant, I. Escorcia Carranza, C. Li, I. J. H. McCrindle, J. Gough, and D. R. S. Cumming, "A monolithic resonant terahertz sensor element comprising a metamaterial absorber and micro-bolometer", *Laser Photonics Rev.*, vol. 7, 2013.

[20] P. Qi, Y. Fan, H. Li, Q. Zhang, and J. Zhai, "Dielectric properties of Ba0.7Sr0.3TiO3 film at terahertz measured by metamaterials", *J. Am. Ceram. Soc.*, vol. 95, no. 4, pp. 1167–1169, 2012.

[21] L. Viti, D. Coquillat, D. Ercolani, L. Sorba, W. Knap, and M. S. Vitiello, "Nanowire terahertz detectors with a resonant four-leaf-clover-shaped antenna", *Opt. Express*, vol. 22, no. 8, p. 8996, 2014.

[22] D. Shrekenhamer, J. Montoya, S. Krishna, and W. J. Padilla, "Four-color metamaterial absorber THz spatial light modulator", *Adv. Opt. Mater.*, vol. 1, no. 12, pp. 905–909, 2013.

[23] D. Shrekenhamer, W.-C. Chen, and W. J. Padilla, 'Liquid crystal tunable metamaterial absorber', *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, no. 17, p. 177403, 2013.

[24] R. Kowerdziej, M. Olifierczuk, J. Parka, and J. Wróbel, "Terahertz characterization of tunable metamaterial based on electrically controlled nematic liquid crystal", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 105, no. 2, p. 022908, 2014.

[25] F. Hu *et al.*, "Design of a tunable terahertz narrowband metamaterial absorber based on an electrostatically actuated MEMS cantilever and split ring resonator array", *J. Opt.*, vol. 15, no. 5, p. 055101, 2013.

[26] Y.-S. Lin and C. Lee, "Tuning characteristics of mirrorlike T-shape terahertz metamaterial using out-of-plane actuated cantilevers", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, no. 25, p. 251914, 2014.

[27] H. Tao *et al.*, "Terahertz metamaterials on free-standing highly-flexible polyimide substrates", *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 41, no. 23, p. 232004, 2008.

[28] H. Tao *et al.*, "Highly flexible wide angle of incidence terahertz metamaterial absorber: Design, fabrication, and characterization", *Phys. Rev. B*, vol. 78, no. 24, p. 241103, 2008.

[29] Y. Q. Ye, Y. Jin, and S. He, "Omnidirectional, polarization-insensitive and broadband thin absorber in the terahertz regime", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 27, no. 3, p. 498, 2010.

[30] H. Tao *et al.*, "A dual band terahertz metamaterial absorber", *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 43, no. 22, p. 225102, 2010.

[31] VL Indenbom, "Phase transitions without change in the number of atoms in the unit cell of the crystal", *Sov Phys Crystallogr*, vol. 5, no. 106, 1960.

[32] R. R. Birss, "Macroscopic symmetry in space-time", *Rep. Prog. Phys.*, vol. 26, no. 1, pp. 307–360, 1963.

[33] G. T. Rado and H. Suhl, *Magnetism*, Elsevier, 1963.

[34] T. Morawski and W. Gwarek, *Teoria pola elektromagnetycznego*, 2nd ed. Warszawa: Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, 1985.

[35] L. D. Landau, J. S. Bell, M. J. Kearsley, L. P. Pitaevskii, E. M. Lifshitz, and J. B. Sykes, *Electrodynamics of Continuous Media*. Elsevier, 1984.

[36] S. A. Ramakrishna and T. M. Grzegorczyk, *Physics and applications of negative refractive index materials*. CRC press, 2008.

[37] J. Pendry, A. Holden, W. Stewart, and I. Youngs, "Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 76, no. 25, pp. 4773–4776, 1996.

[38] S. L. Dexheimer, *Terahertz Spectroscopy: Principles and Applications*. CRC Press, 2007.

[39] Z. Kęcki, *Podstawy spektroskopii molekularnej*. Warszawa: Wydawnictwo Naukowe PWN, 1998.

[40] X. Chen, T. M. Grzegorczyk, B.-I. Wu, J. Pacheco, and J. A. Kong, "Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials", *Phys. Rev. E*, vol. 70, no. 1, 2004.

[41] D. R. Smith, S. Schultz, P. Markoš, and C. M. Soukoulis, "Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients", *Phys. Rev. B*, vol. 65, no. 19, 2002.

[42] D. R. Smith, D. C. Vier, Th. Koschny, and C. M. Soukoulis, "Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials", *Phys. Rev. E*, vol. 71, no. 3, 2005.

[43] B. Grześkiewicz, A. Sierakowski, J. Marczewski, N. Pałka, and E. Wolarz, "SU-8 based planar metamaterials with fourfold symmetry as selective terahertz absorbers", *Opto-Electron. Rev.*, vol. 26, no. 4, pp. 329–337, 2018.

[44] N. I. Landy, C. M. Bingham, T. Tyler, N. Jokerst, D. R. Smith, and W. J. Padilla, "Design, theory, and measurement of a polarization-insensitive absorber for terahertz imaging", *Phys. Rev. B*, vol. 79, no. 12, Mar. 2009.

[45] https://www.cst.com, 2012.

[46] P. Thoma and T. Weiland, "Numerical stability of finite difference time domain methods", *IEEE Trans. Magn.*, vol. 34, no. 5, pp. 2740–2743, 1998.

[47] B. Grześkiewicz, E. Wolarz, and L. Ładniak, "Analiza numeryczna absorberów metamateriałowych dla zakresu terahercowego", *Przegląd Elektrotechniczny*, vol. R. 89, nr 2a, 2013.

[48] D. R. Chowdhury, R. Singh, A. J. Taylor, H.-T. Chen, W. Zhang, and A. K. Azad, "Coupling schemes in terahertz planar metamaterials", *Int. J. Opt.*, p. 13, 2012

[49] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*, 4th ed. Wiley, 2011.

[50] Q.-Y. Wen, Y.-S. Xie, H.-W. Zhang, Q.-H. Yang, Y.-X. Li, and Y.-L. Liu, "Transmission line model and fields analysis of metamaterial absorber in the terahertz band", *Opt. Express*, vol. 17, no. 22, pp. 20256–20265, 2009.

[51] B. Grześkiewicz, A. Sierakowski, J. Marczewski, N. Pałka, and E. Wolarz, "Polarization-insensitive metamaterial absorber of selective response in terahertz frequency range", *J. Opt.*, vol. 16, no. 10, p. 105104, 2014.

[52] J. Dai, J. Zhang, W. Zhang, and D. Grischkowsky, "Terahertz time-domain spectroscopy characterization of the far-infrared absorption and index of refraction of high-resistivity, float-zone silicon", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 21, no. 7, p. 1379, 2004.

[53] S. Arscott, F. Garet, P. Mounaix, L. Duvillaret, J. L. Coutaz, and D. Lippens, "Terahertz time-domain spectroscopy of films fabricated from SU-8", *Electron. Lett.*, vol. 35, no. 3, pp. 243–244, 1999.

[54] N. Laman and D. Grischkowsky, "Terahertz conductivity of thin metal films", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, pp. 051105–051105, 2008.

[55] C. M. Watts, X. Liu, and W. J. Padilla, "Metamaterial electromagnetic wave absorbers", *Adv. Mater.*, vol. 24, no. 23, pp. OP98–OP120, 2012.

[56] H. Tao, N. I. Landy, C. M. Bingham, X. Zhang, R. D. Averitt, and W. J. Padilla, "A metamaterial absorber for the terahertz regime: Design, fabrication and characterization", *Opt. Express*, vol. 16, no. 10, pp. 7181–7188, 2008.

[57] H. Tao *et al.*, "Highly flexible wide angle of incidence terahertz metamaterial absorber: Design, fabrication, and characterization", *Phys. Rev. B*, vol. 78, no. 24, 2008.

[58] H. Kong, G. Li, Z. Jin, G. Ma, Z. Zhang, and C. Zhang, "Polarization-independent metamaterial absorber for terahertz frequency", *J. Infrared Millim. Terahertz Waves*, vol. 33, no. 6, pp. 649–656, 2012.

[59] H. Tao, A. C. Strikwerda, K. Fan, W. J. Padilla, X. Zhang, and R. D. Averitt, "Reconfigurable terahertz metamaterials", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 103, no. 14, p. 147401, 2009.

[60] Q. Zhao *et al.*, "Electrically tunable negative permeability metamaterials based on nematic liquid crystals", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, no. 1, p. 011112, 2007.

[61] E. Nowinowski-Kruszelnicki *et al.*, "High birefringence liquid crystal mixtures for electro-optical devices", *Optica Applicata*, vol. 42, no. 1, p. 167-180, 2012.

[62] B. Grześkiewicz, E. Wolarz, A. Sierakowski, J. Marczewski, and N. Pałka, "Liquid crystal-tunable metamaterial absorber for THz frequency range', in *2013 7th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics*, pp. 178–180, 2013.

WYKAZ OSIAGNIĘĆ NAUKOWYCH

I. Publikacje naukowe z listy JCR związane bezpośrednio z tematem rozprawy doktorskiej

1. B. Grześkiewicz, A. Sierakowski, J. Marczewski, N. Pałka, and E. Wolarz, "Polarization-insensitive metamaterial absorber of selective response in terahertz frequency range", *J. Opt.*, vol. 16, no. 10, p. 105104, 2014.

2. B. Grześkiewicz, A. Sierakowski, J. Marczewski, N. Pałka, and E. Wolarz, "SU-8 based planar metamaterials with fourfold symmetry as selective terahertz absorbers", *Opto-Electron. Rev.*, vol. 26, no. 4, pp. 329–337, 2018.

II. Publikacje naukowe oraz materiały konferencyjne spoza listy JCR związane bezpośrednio z tematem rozprawy doktorskiej

1. B. Grześkiewicz, J. Wieczorek, A. Jarosz, G. Szawioła, E. Wolarz, "Negative refractive index of metamaterial prism in microwave frequency range", *Proceedings of 4th International Interdisciplinary Technical Conference of Young Scientists*, Poznań 2011, Poland.

2. B. Grześkiewicz, E. Wolarz, L. Ładniak, "Numerical simulations of tunable metamaterial absorbers in the THz range", *Proceedings of 5th International Interdisciplinary Technical Conference of Young Scientists*, s. 61–64, Poznań 2012, Poland.

3. B. Grześkiewicz, E. Wolarz, L. Ładniak, „Analiza numeryczna metamateriałowych absorberów terahercowych", *Przegląd Elektrotechniczny*, 89 (2 A), pp. 45-50, 2013.

4. B. Grześkiewicz, E. Wolarz, A. Sierakowski, J. Marczewski, N. Pałka, "Liquid Crystal-Tunable Metamaterial Absorber for THz Frequency Range", *IEEE Proceedings of International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics – Metamaterials 2013*, Bordeaux, France 2013.

III. Publikacje naukowe z listy JCR nie związane bezpośrednio z tematem rozprawy doktorskiej

1. E. Robak, B. Grześkiewicz, M. Kotkowiak, "Absorption enhancement in silicon nanowire-optical nanoantenna system for photovoltaic applications", *Optical Material,* vol. 37, s. 104 – 109, Poland 2014.

2. B. Grześkiewicz, K. Ptaszyński, M. Kotkowiak, "Near and far-field properties of nanoprisms with rounded edges", *Plasmonics,* vol. 9, no. 3 p. 607 – 614, Poland 2014.

3. M. Kotkowiak, B. Grześkiewicz, E. Robak, E. Wolarz, "Interaction between nanoprisms with different coupling strength" *The Journal of Physical Chemistry C,* vol. 119, no. 11, pp. 6195-6203

IV. Wystąpienia konferencyjne – udział własny

1. B. Grześkiewicz, "Negative refractive index of metamaterial prism in microwave frequency range", 4th International Interdisciplinary Technical Conference of Young Scientists, 2011, Poznań, Poland 2011 (międzynarodowa) - referat.

2. B. Grześkiewicz, J. Wieczorek, A. Jarosz, E. Wolarz, D. Bauman, L. Ładniak – "Metamaterial with negative refractive index in the microwave range – computer simulations and experiment", Conference "How Science Spies on and Technology Imitates Nature?" The Humboldt-Kolleg of Societas Humboldtiana Polonorum, 25-28 wrzesień 2011, Gdańsk, Poland (międzynarodowa) – poster.

3. B. Grześkiewicz, E. Wolarz, L. Ładniak – „Analiza numeryczna metamateriałowych absorberów dla zakresu terahercowego", konferencja "Misja chemo-, bio- i nanotechnologii w Wielkopolskim Centrum Zaawansowanych Technologii - Materiały i Biomateriały", 28-29 listopada 2011, Poznań, Polska (krajowa) – poster.

4. B. Grześkiewicz, E. Wolarz, L. Ładniak, "Numerical analysis of terahertz metamaterial absorbers", The 6th Conference Integrated Optics - Sensors, Sensing Structures and Methods, 27 lutego – 2 marca, Szczyrk 2012, Poland (międzynarodowa) – poster.

5. B. Grześkiewicz, E. Wolarz, L. Ładniak, "Numerical simulations of tunable metamaterial absorbers in the THz range", 5th International Interdisciplinary Technical Conference of Young Scientists, 16 – 18 maja, Poznań 2012, Poland (międzynarodowa) – poster.

6. B. Grześkiewicz, E. Wolarz, A. Sierakowski, N. Pałka, L. Ładniak, "Terahertz metamaterial absorber – simulation and experimental investigation", Workshop on Nanophotonics, 3 – 7 grudnia, Triest 2012, Włochy (międzynarodowa) – poster.

7. B. Grześkiewicz, E. Wolarz, A. Sierakowski, J. Marczewski, N. Pałka, "Liquid crystal-tunable metamaterial absorber for THz frequency range", 7th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, 16-19 wrzesień, Bordeaux 2013, Francja (międzynarodowa) – poster.

V. Wystąpienia konferencyjne – współudział

1. Wolarz E, Grześkiewicz B, „Znaczenie metamateriałów we współczesnej fizyce", XLI Zjazd Fizyków Polskich, 4–9 września 2011 Lublin, Polska – referat.

2. Grześkiewicz B, Wolarz E, Sierakowski A, Pałka N, „Właściwości elektromagnetyczne planarnych metamateriałowych absorberów terahercowych", XLII Zjazd Fizyków Polskich, 3–13 września 2013 Poznań, Polska – poster.

VI. Granty badawcze

1. Politechnika Poznańska, 64-001/11 DS-PB, „Badanie ciał stałych i ciekłych kryształów metodami spektroskopii optycznej" (wykonawca).

2. Politechnika Poznańska, 64-039/11 DS-MK, „Struktury metamateriałowe dla zakresu terahercowego" (kierownik tematu).

3. Politechnika Poznańska, 64-039/12 DS-MK, „Struktury metamateriałowe dla zakresu terahercowego", kontynuacja tematu (kierownik tematu).

4. Politechnika Poznańska, 62-189 /13 DS-MK, „Struktury plazmonowe" (wykonawca).

VII. Staże naukowe

1. Staż naukowy w Zakładzie Technologii Mikrosystemów i Nanostruktur Krzemowych Instytutu Technologii Elektronowej w Piasecznie (28.08 - 05.10.2011).

2. Staż naukowy w Instytucie Optoelektroniki Wojskowej Akademii Technicznej w Warszawie (17.10 - 25.11.2011).

VIII. Programy europejskie:

1. Uczestnictwo w projekcie pt: „Nauka dla przemysłu - przemysł z nauką". Projekt współfinansowany przez Unię Europejską w ramach Europejskiego Funduszu Społecznego (2011).

2. Uczestnictwo w projekcie pt.: „Wielkopolski Inżynier w Europejskiej Przestrzeni Badawczej". Projekt współfinansowany przez Unię Europejską w ramach Europejskiego Funduszu Społecznego (2012/2013).