

Uniwersytet Warszawski

Wydział Fizyki

ZAKŁAD OPTYKI INFORMACYJNEJ



PRACA DOKTORSKA

MARCIN STOLAREK

FOTNONIKA, PLAZMONIKA MEEP

PROMOTOR:

dr hab. Rafał Kotyński

Warszawa2014

OŚWIADCZENIE AUTORA PRACY

OŚWIADCZAM, ŚWIADOMY ODPOWIEDZIALNOŚCI KARNEJ ZA POŚWIADCZENIE NIEPRAWDY, ŻE NINIEJSZĄ PRACĘ DYPLOMOWĄ WYKONAŁEM OSOBIŚCIE I SAMODZIELNIE, I NIE KORZYSTAŁEM ZE ŹRÓDEŁ INNYCH NIŻ WYMNIENIONE W PRACY.

.....

PODPIS

University of Warsaw

Faculty of Physics

INFORMATION OPTICS DEPARTMENT



PHD IN PHISICS

MARCIN STOLAREK

FOTONICS, PLASMONICS MEEP

SUPERVISOR:

Rafał Kotyński Ph.D

Warsaw 2014

Serdecznie dziękuję ...

Spis treści

1. Wstęp.....	7
1.1. State of the art.....	8
1.2. Cele i tezy pracy	8
1.3. Podział pracy	8
2. Modelowanie własności podfalowych struktur fotonicznych.....	9
2.1. Metody numeryczne	10
2.1.1. Metody macierzowe	10
2.1.2. FDTD	10
2.1.3. FDTD w jednym wymiarze.....	11
2.1.4. Warunki brzegowe.....	14
2.1.5. Źródła pola elektromagnetycznego	15
2.1.6. PML	15
2.2. Systemy liniowe niezmiennicze.	16
2.3. Modele materiałowe	20
2.3.1. Model Lorenza-Drudego.....	20
2.4. Model efektywny	22
3. Siatki metalowe do kształtowania fali elektromagnetycznej w THz	25
3.1. Wprowadzenie	26
3.2. Antena THz - siatka dyfrakcyjna + podkład.....	26
3.3. Transmisja jedno kierunkowa.....	29
3.4. Soczewka dyfrakcyjna z transmisją jedno kierunkową	29

4. PML	32
4.1. Wprowadzenie	33
4.2. PML ze struktury warstwowej.....	33
4.3. core shell pml?.....	33
5. Bezdyfrakcyjna propagacja światła w wielowarstwach metaliczno-dielektrycznych	36
5.1. Własności materiałowe w zakresie widzialnym.....	38
5.2. Wielowarstwy z bezdyfrakcyjną propagacją światła	41
5.3. Nadrozdzielczy pryzmat.....	43
5.4. Analiza chropowatości.....	43
5.5. Bardziej złożone struktury składane z wielowarstw.....	43

1. Wstep

1.1. State of the art

1.2. Cele i tezy pracy

1.3. Podział pracy

2. Modelowanie własności podfalowych struktur fotonicznych

2.1. Metody numeryczne

2.1.1. Metody macierzowe

2.1.2. FDTD

Metoda różnic skończonych w dziedzinie czasu (ang. FDTD - finite-difference time-domain) jest szeroko wykorzystywana w niniejszej pracy ze względu na możliwości symulowania ośrodków materialnych opisywanych modelem Lorenza-Drudego 2.3.1, oraz bezpośrednie obliczanie wartości pól E i H we wszystkich punktach siatki obliczeniowej. Poniżej przedstawione zostały podstawowe elementy tej metody symulacji numerycznych. Podstawą do współcześnie prowadzonych symulacji elektromagnetycznych w dziedzinie czasu jest algorytm Yee[Yee(1966)], który rozwiązywanie równań Maxwella sprowadza do następującej sekwencji:

1. Zastąpienie wszystkich różniczek w prawach Ampera i Faradaya różnicami skończonymi.
2. Przekształcić powstałe równania, tak aby wyrazić amplitudy pól E i H w nieznanym czasie $t_0 + \Delta_t$ przez ich wartości w czasie t_0 , oraz wartości drugiego pola w czasie $t_0 + \frac{\Delta_t}{2}$.
3. Obliczyć wartości pola H w czasie $t_0 + \Delta_t$.
4. Na podstawie już obliczonych wartości H dla $t = t_0 + \Delta_t$, obliczyć wartości pola E w czasie $t_0 + \frac{3}{2}\Delta_t$.
5. Powtarzając kroki 3-4 ewoluować stan układu przez żądany czas.

Na lepsze zrozumienie tych kilku abstrakcyjnie opisanych kroków pozwoli nam przeanalizowany poniżej przykład. Ponieważ prowadzenie rachunków dla problemu trójwymiarowego byłoby przesadnie skomplikowane dla celów poglądowych skupimy się na problemie jednowymiarowym.

2.1.3. FDTD w jednym wymiarze

Przyjmijmy jednowymiarową przestrzeń opisywaną przez oś x , oraz załóżmy, że pole elektryczne posiada jedynie składową w kierunku z . W takiej sytuacji prawo Faradaya możemy zapisać jako:

$$\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial E_z}{\partial x} \hat{e}_y \quad (2.1)$$

Zgodnie z oczekiwaniami jedyną zmianną w czasie składową natężenia pola magnetycznego jest H_y . Wykorzystując ten fakt możemy również uprościć zapis prawa Ampera:

$$\varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \nabla \times \vec{H} = \frac{\partial H_y}{\partial x} \hat{e}_z \quad (2.2)$$

Z powyższych równań możemy zapisać skalarny układ równań różniczkowych na składowe H_y i E_z ,

$$\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial x}, \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x}, \quad (2.3)$$

w którym zmiana w czasie amplitudy jednego z pól wyrażona jest przez pochodną względem x drugiego pola. Równanie wyprowadzone z 2.1 posłuży nam do ewolucji w czasie natężenia pola magnetycznego, natomiast równanie 2.2 do obliczenia przyszłych (w czasie $t_0 + \Delta t$) wartości pola E .

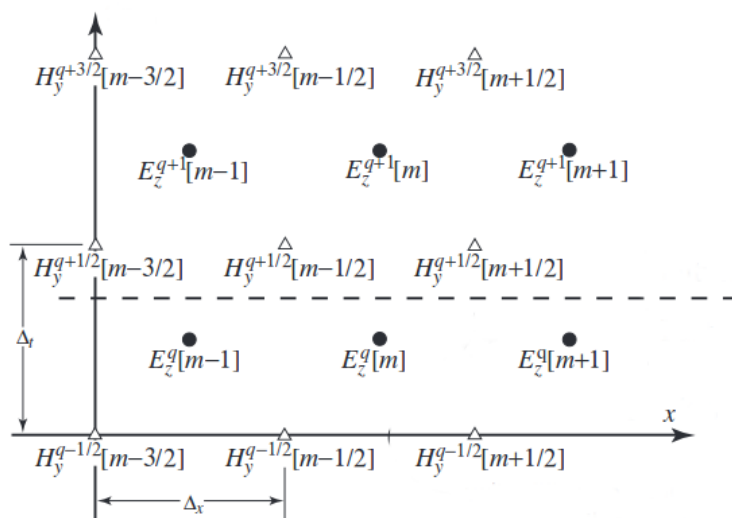
Dla analizy numerycznych aspektów metody FDTD wygodnie jest traktować czas jako drugi wymiar problemu. Wprowadzając konwencję przypisywania górnych indeksów q iteracjom algorytmu, oraz umieszczanych w nawiasach kwadratowych indeksów m opisujących położenie w przestrzeni. Możemy wyprowadzić formuły do obliczania wartości obu pól

$$H_y^{q+\frac{1}{2}}[m + \frac{1}{2}] = H_y^{q-\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{\mu \Delta_x} (E_z^q[m+1] - E_z^q[m]), \quad (2.4)$$

$$E_z^{q+1}[m] = E_z^q + \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta_x} (H_y^{q+\frac{1}{2}}[m + \frac{1}{2}] - H_y^{q-\frac{1}{2}}[m - \frac{1}{2}]), \quad (2.5)$$

Ponieważ wartości obu pól w kolejnym korku czasowym wyrażane są jedynie przez wartość tego pola w kroku poprzednim, oraz wartości drugiego pola w sąsiednich punktach możemy zastosować dyskretyzację skokową¹. Jej zastosowanie

¹Często spotykana jest również nazwa żabi skok, będąca kalą językową z angielskiego leap-frog



Rysunek 2.1: Graficzna prezentacja dyskretyzacji w jednowymiarowej metodzie FDTD. Pozioma przerywana linia wskazuje przykładową granicę pomiędzy wartościami już obliczonymi i szukanymi w kolejnym kroku symulacji.

powoduje, że obliczane wartości pól E i H nie dotyczą dokładnie tej samej chwili w czasie, przez co dokładne uzgodnienie fazy obu pól wymaga wykonania dodatkowego "połówkowego" kroku na jednym z pól. Zaletą zastosowanej dyskretyzacji jest natomiast wyższa, o rząd wielkości, dokładność numeryczna. Ze względu na zysk numeryczny, algorytm skokowy stosujemy również dla dyskretyzacji względem położenia. Graficzną reprezentację rozwiązywania jednowymiarowego problemu elektromagnetycznego metodą FDTD przedstawia rysunek 2.1.3.

Współczynniki $\frac{\Delta_t}{\varepsilon \Delta_x}$ i $\frac{\Delta_t}{\mu \Delta_x}$ odgrywają kluczową rolę w równaniach 2.4 i 2.5, wygodnie jest przedstawić je w formie pozwalającej przeanalizować jak daleko energia może propagować się w pojedynczym kroku czasowym [Schneider(2010)]. W tym celu wprowadza się tzw. współczynnik Couranta, $S = \frac{c \Delta_t}{\Delta_x}$, będący stosunkiem odległości pokonywanej przez front fali elektromagnetycznej w jednym kroku czasowym i gęstości próbkowania w przestrzeni. W przypadku symulacji jednowymiarowych, uwzględniając fakt, że wartości w kolejnych chwilach czasu zależą jedynie od punktów dyskretnych z najbliższego otoczenia możemy stwierdzić, że powinno spełniać warunek $S \leq 1$. W szczególności optymalnym dla omawianej sytuacji jest wybranie $S = 1$, ponieważ wtedy w jednym kroku czasowym front fali elektromagnetycznej pokonuje odległość równą Δ_x . Wybranie właściwego współczynnika Couranta komplikuje wprowadzenie niejednorodności w obszarze symulacji. Ponieważ prędkość fazowa zależy od współczynnika załamania, prędkość fazowa w dwu różnych obszarach symulacji może być różna. W takiej sytuacji, przy zachowaniu równomiernego próbkowania przestrzennego doprowadzenie do idealnego dopasowania siatki przestrzennej i kroku czasowego może okazać się niemożliwe, co prowadzi do powstania "dyspersji numerycznej" na siatce FDTD.

W ogólności dla problemów wielowymiarowych stosuje się wzór

$$S \leq \frac{n_{min}}{\sqrt{DIM}}, \quad (2.6)$$

gdzie przez DIM oznaczono liczbę wymiarów przestrzennych symulacji, a n_{min} najniższy współczynnik załamania materiału znajdującego się w przestrzeni symulacji. Wyznaczenie odpowiedniego współczynnika Couranta dla symulacji z ma-

teriałami dyspersyjnymi ?? jest zagadnieniem skomplikowanym, wymagającym każdorazowego rozpatrzenia parametrów symulacji.

2.1.4. Warunki brzegowe

Równania 2.4 i 2.5 mogą być oczywiście zastosowane jedynie do punktów nie będących granicznymi dla obszaru symulacji. Numeryczne rozwiązanie równania różniczkowego zawsze wiąże się z odpowiednim dobraniem warunków brzegowych, które nie powinny wprowadzać dodatkowych artefaktów do modelowanego zjawiska. Najprostszy sposób jest zastosowanie warunku Dirichleta przyjęcie skrajnych wartości pola elektrycznego lub magnetycznego jako równych 0, fizycznie wprowadzenie tego typu założenia jest równoważne z umieszczeniem na granicy symulowanego obszaru idealnego przewodnika, odpowiednio elektrycznego(PEC)² lub magnetycznego(PMC)³ Wprowadzenie stałej, równej zero wartości na granicy obszaru symulacji powoduje odbicie obu pól, w stosunku do pola dla którego ustalono zerową wartość na granicy przy odbiciu następuje zmiana znaku. Ograniczenie obszaru symulacji przy pomocy idealnego przewodnika, de facto ogranicza możliwości metody do modelowania jedynie wnęk rezonansowych. Większość zjawisk elektromagnetycznych odbywa się w otwartej przestrzeni⁴

W celu umożliwienia symulacji zjawisk zachodzących w nieograniczonej przestrzeni, wprowadza się absorbcyjne warunki brzegowe (ABC od ang. absorbing boundary condition), których celem jest zasymulowanie zachowania nieskończonej przestrzeni przy pomocy skończonej liczby wierzchołków siatki obliczeniowej. W przypadku symulacji jednowymiarowej dla $n = 1$, współczynnika Couranta $S = 1$ i zastosowaniu standardowego założenia o braku źródeł poza obszarem symulacji, tego typu warunek brzegowy można łatwo zrealizować. Wartości amplitudy pola w wierzchołku na brzegu w kroku $q + 1$ musi wynosić dokład-

²Od ang. Perfect Electric Conductor

³Będącego tworem numerycznym (dla wygody numerycznej wprowadza się również przewodność magnetyczną. W skrócie określanym jako PMC od ang. Perfect Magnetic Conductor

⁴Za którą z dobrym przybliżeniem możemy uważać nawet zamknięte laboratorium. Ponieważ analizowane zjawiska dyfrakcji, czy rozpraszania zachodzą w małym obszarze, położonym z dala od ograniczeń fizycznych takich jak ściany które słabo odbijają światło widzialne.

nie wartość amplitudy tego pola w kroku q w wierzchołku sąsiednim. W sytuacji wielowymiarowej, gdy w obszarze symulacji występują np. materiały stratne zagadnienie to staje się znacznie bardziej skomplikowane. Przykładowymi propozycjami rozwiązań omawianego problemu są warunki przegowe typu TFSF(ang total field scatter field) czy PML (ang. perfectly matched layer), które zostaną szerzej omówione w 2.1.6.

2.1.5. Źródła pola elektromagnetycznego

Ostatnim z omawianych podstawowych elementów metody FDTD jest wprowadzenie źródeł. Najbardziej podstawowym sposobem na realizację tego zadania jest umieszczenie tzw. źródła sztywnego. W takim przypadku w wybranym punkcie symulacji pole elektryczne nie jest obliczane zgodnie z równaniem 2.5, zamiast tego zależność czasu stanu pola elektrycznego od czasu jest dla niego podana w sposób analityczny. Tego typu źródło, podobnie jak zadane w sposób stały warunki brzegowe wprowadza dodatkowe odbicia w obszarze symulacji.

Innym sposobem wprowadzenia źródła, jest wykorzystanie prawa ampera z gęstością prądu

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (2.7)$$

gdzie \vec{J} może być rozumiany jako gęstość prądu elektrycznego związana z przepływem nośników swobodnych w materiale o określonej przewodności elektrycznej σ , ale może też być wykorzystany jako sposób wprowadzenia źródła pola elektrycznego do symulacji. Wprowadzenie źródła addytywnego wymaga wykorzystania innego równania niż prezentowane wcześniej 2.5, wyprowadzamy z 2.7 przez zastąpienie pochodnych różnicami skończonymi podobnie jak w poprzednim wypadku.

2.1.6. PML

Powszechnie wykorzystywanym obecnie wariantem warunków brzegowych w FDTD jest tzw. PML (ang. Perfectly Matched Layer). Metoda ta polega na umieszczeniu na granicy symulacji, przed brzegiem dla którego stosujemy np. warunek Dirichleta, sztucznego materiału absorbującego promieniowanie. Dopaso-

wanie warstwy oznacza, że na granicy pomiędzy PML-em a innymi materiałami nie występuje zjawisko odbicia. Pierwsze wyprowadzenie PML zostało podane przez Berengera w 1994 [Berenger(1994)]

Przykładowe rozwiązania: fala zanikająca, plazmon, fala propagująca?

2.2. Systemy liniowe niezmiennicze.

Celem obecnego podrozdziału jest zdefiniowanie pojęcia systemów liniowych, które w niniejszej pracy znajduje zastosowanie w analizie zjawisk obrazowania. W ogólności przez systemem rozumiemy odpowiedniość pomiędzy zestawem funkcji wejściowych, a zestawem funkcji wyjściowych. W przypadku sieci elektrycznych funkcjami wejściowymi jak i wyjściowymi mogą być zależności napięcia i natężenia prądu elektrycznego od czasu. Jeżeli ograniczymy opis do systemów deterministycznych, określonemu zestawowi funkcji wejściowych musi odpowiadać dokładnie jeden układ funkcji wyjściowych. Wyjście układu nie musi jednak pozwalać na jednoznaczną identyfikację wejścia, w szczególności dla wielu stanów wejścia system może nie odpowiadać żadnym wyjściem.

Matematyczną reprezentacją opisanego systemu, jest operator $S\{\}$, który działając na zestaw funkcji wejściowych g_i tworzy funkcje wyjściowe f_i :

$$f_i(\vec{x}) = S\{g_i(\vec{x})\}. \quad (2.8)$$

Nie wprowadzając dodatkowych założeń dotyczących operatora $S\{\}$, nie można podać innych matematycznych własności systemu, niż definicja wyrażona równaniem 2.8. Szczególne znaczenie nie tylko dla niniejszej pracy, ale również wielu zastosowań inżynierskich mają tzw. systemy liniowe. Warunkiem liniowości systemu jest spełnianie zasady superpozycji, którą wyraża poniższe równanie:

$$S\{\alpha p(\vec{x}) + \beta q(\vec{x})\} = \alpha S\{p(\vec{x})\} + \beta S\{q(\vec{x})\} \quad (2.9)$$

Zgodnie z powyższym równaniem, odpowiedź systemu możemy przedstawić jako sumę odpowiedzi na funkcje składowe na które rozłożyliśmy wejście układu. W przypadku zjawisk elektromagnetycznych zasada superpozycji spełniona jest dla

amplitud pól elektromagnetycznych ⁵ - w przypadku promieniowania koherentnego lub dla natężeń tych pól w przypadku światła całkowicie niespójnego. Do rozkładu funkcji wejściowej na elementarne składowe posłużymy się własnością filtracji delty Diraca

$$g(\vec{x}) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\vec{\eta}) \delta(\vec{x} - \vec{\eta}) d\vec{\eta}. \quad (2.10)$$

Poszukując funkcji wyjściowej dla układu $S\{\}$ odpowiadającej funkcji wejściowej $g(x)$, wykonujemy podstawienie równania 2.10 do równania 2.8

$$f(\vec{x}) = S\left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} g(\vec{\eta}) \delta(\vec{x} - \vec{\eta}) d\vec{\eta} \right\}. \quad (2.11)$$

Ponieważ funkcja $g(\vec{\eta})$ nie zależy od zmiennych \vec{x} , możemy traktować ją jako wagę i korzystając z własności superpozycji 2.9 włączyć operator S pod znak całki

$$f(\vec{x}) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\vec{\eta}) S\{\delta(\vec{x} - \vec{\eta})\} d\vec{\eta}, \quad (2.12)$$

dla uproszczenia zapisu powyższego równania wprowadzimy funkcję

$$h(\vec{x}, \vec{\eta}) := S\{\delta(\vec{x} - \vec{\eta})\}. \quad (2.13)$$

Powyższa funkcja nazywana jest funkcją odpowiedzi impulsowej (ang. impulse response), w optyce zazwyczaj określa się ją mianem funkcji rozmycia punktu (ang. point-spreadfunction). Korzystając z wprowadzonego oznaczenia możemy do równania 2.12 podstawić definicję 2.13, otrzymując jedną z podstawowych formuł stosowanych do opisu systemów liniowych, tzw. całkę superpozycji:

$$f(\vec{x}) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\vec{\eta}) h(\vec{x}, \vec{\eta}) d\vec{\eta}. \quad (2.14)$$

Powyższe równanie wskazuje, że dla opisanego systemu na dowolny zestaw funkcji wejściowych niezbędna jest jedynie znajomość funkcji odpowiedzi impulsowych układu. W obecnie rozważanym ogólnym przypadku funkcja odpowiedzi musi być zdefiniowana dla wszystkich punktowych wzbudzeń w płaszczyźnie wejściowej. Przykładem analizowanego układu może być np. soczewka oświetlana promieniowaniem niekoherentnym, dla której niezbędnym zestawem informacji potrzebnym do obliczenia natężenia światła w płaszczyźnie obrazu jest

⁵Mozna tak? teoria skalarna...?

znajomość funkcji odpowiedzi dla wszystkich źródeł punktowych znajdujących się w płaszczyźnie przedmiotu.

Szczególne znaczenie dla niniejszej pracy ma kolejna, często spotykana w zastosowaniach własność układów liniowych określana jako niezmienniczość. W ogólności, może być to np. niezmienniczość systemu elektrycznego w czasie. Rozumiana jako zależność funkcji odpowiedzi impulsowej $h(t, \tau)$ (gdzie t jest czasem, w którym poszukiwana jest odpowiedź na impuls elektryczny mający miejsce w czasie τ) jedynie od różnicy $t - \tau$. Dla układów elektrycznych taka własność jest zazwyczaj spełniona, ponieważ oporniki, kondensatory i indukcyjności z których są zbudowane zazwyczaj nie zmieniają swoich własności w czasie eksperymentów.

Dla układu obrazującego niezmienniczość rozumiemy jako niezmienniczość ze względu na przesunięcia w wyniku której, funkcja odpowiedzi impulsowej zależy jedynie od odległości pomiędzy położeniem wzbudzenia, a położeniem obrazu

$$h(\vec{x}, \vec{\eta}) = h(\vec{x} - \vec{\eta}). \quad (2.15)$$

Powyższa własność zastosowana do układów obrazujących jest więc równoważna stwierdzeniu, że zmiana położenia przedmiotu wpływa jedynie na zmianę położenia jego obrazu. W przypadku niemal wszystkich realnych układów optycznych własność ta nie jest spełniona w całej przestrzeni położenia, zazwyczaj można jednak obszar podzielić na "łaty" w których zastosowanie będą miały odpowiednie funkcje h_i , natomiast w ramach "łat" dobrym przybliżeniem stosować można założenie o izoplanatyczności systemu. Szczególnym przypadkiem obszaru często wykorzystywanego w analizie obrazowania przez klasyczne elementy optyczne jest oś układu, w stosunku do której stosuje się omawiane przybliżenie.

Stosując równanie 2.15 do wzoru 2.14 otrzymujemy

$$f(\vec{x}) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\vec{\eta}) h(\vec{x} - \vec{\eta}) d\vec{\eta} = g * h, \quad (2.16)$$

w powyższym równaniu $*$ oznacza operację splotu. Ze względu na to znaczące uproszczenie całki superpozycji dla układów liniowych niezmienniczych ze względu na przesunięcia (ang. LSI - linear shift-invariant) matematyczny opis tej klasy systemów posiada znacznie bardziej rozbudowaną strukturę matematyczną.

Prostota systemów LSI, będąca źródłem rozbudowanej teorii związanej z ich analizą przejawia się gdy z twierdzenia o splocie, będącego jedną z podstawowych własności transformaty Fouriera zapiszemy powyższe równanie jako

$$Ff(\vec{f}) = Fg(\vec{f}) \cdot Fh(\vec{f}), \quad (2.17)$$

gdzie przez F oznaczona została transformata Fouriera, a \cdot oznacza zwykłe mnożenie. W ten sposób znalezienie funkcji wyjściowych układu typu LSI z obliczania splotu⁶ zastąpiliśmy obliczaniem transformaty Fouriera, mnożeniem i obliczeniem odwrotnej transformaty Fouriera. Transformata Fouriera funkcji odpowiedzi impulsowej ze względu na swoje szczególne znaczenie nazywana jest funkcją przenoszenia $H = Fh$.

W równaniu 2.17 można zauważyć formę zagadnienia własnego opisującego układ typu LSI, w którym wartości funkcji H dla różnych częstości przestrzennych f można interpretować jako wartości własne układu. Funkcjami własnymi są natomiast fale płaskie, ponieważ przeprowadzenie matematycznej operacji transformacji Fouriera jest w przypadku analizy zjawisk falowych równoważne rozłożeniu funkcji w bazie fal płaskich. Kolejnymi wnioskami jakie możemy uzyskać wprost z wzoru ?? jest sposób w jaki układy LSI modyfikują funkcje wejściowe w postaci fal płaskich. W takim przypadku $G = |A|e^{\Phi}$ jest po prostu liczbą zespoloną, a układ wprowadza jedynie tłumienie $|A|$ i stałą modyfikację fazy Φ padającej nań fali płaskiej[Goodman()].

W całej pracy posługując się terminem częstości przestrzennych odnosimy się do podanej powyżej formuły w której transformacja Fouriera została zastosowana w stosunku do funkcji położenia, dlatego ze szczególną uwagę należy odróżniać częstości przestrzenne (rozkład w bazie fal płaskich), od częstotliwości odpowiadającej rozkładowi promieniowania w bazie fal monochromatycznych.

⁶Będącego zazwyczaj skomplikowaną operacją analityczną lub wysokiej złożoności operacją numeryczną.

2.3. Modele materiałowe

2.3.1. Model Lorenza-Drudego

Powszechnie wykorzystywanym do opisu własności dyspersyjnych materiałów jest tzw. model Lorenza-Drudego. De facto jest on połączeniem opisu substancji przewodzących (opisywanych modelem Drudego), oraz dielektryków (opisywanych modelem Lorenza). Wyprowadzenie obu modeli opiera się na zastosowaniu zasad mechaniki klasycznej w stosunku do cząstek naładowanych znajdujących się w materii. Dla dielektryków przyjmujemy, że są one silnie związane z węzłami sieci krystalicznej, a ruch każdego ładunku opisuje równanie oscylatora tłumionego, pobudzanego siłą harmoniczną wywołowaną przez zewnętrzne pole elektromagnetyczne:

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + m\gamma \frac{d\vec{r}}{dt} + m\omega^2 \vec{r} = q\vec{E}_0 e^{i\omega t}, \quad (2.18)$$

w powyższym równaniu m nie należy traktować jako masy ładunku, a jako parametr stanowiący tzw. masę efektywną, której wartość można wyznaczyć przy pomocy mechaniki kwantowej. W przypadku substancji o różnych węzłach sieci krystalicznej, równanie 2.18 należy zapisać osobno dla każdego rodzaju ładunków i centrów sieci. Rozwiązując powyższe równanie różniczkowe, oraz korzystając z definicji polarizacji możemy wyznaczyć przenikalność dielektryczną ośrodka nieprzewodzącego jako:

$$\varepsilon = 1 + \frac{N_o q^2}{\varepsilon_0 m} \sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega - i\gamma_j}. \quad (2.19)$$

Wprowadzone w powyższym równaniu współczynniki f_j opisuja tzw. siłę oscylatora, związaną z prawdopodobieństwem przejść między stanami cząstek opisywanego materiału. Wprowadzony parametr N_o opisuje koncentrację oscylatorów. W przeciwieństwie do izolatorów elektrycznych opis metali musi przede wszystkim uwzględnić istnienie nośników swobodnych. Zanedbując oddziaływanie ładunków swobodnych ze sobą i zakładając, że ich zderzenia z wierzchołkami sieci krystalicznej mają charakter w pełni przypadkowy możemy ich klasyczne równanie ruchu zapisać jak:

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + m\gamma \frac{d\vec{r}}{dt} = q\vec{E}_0 e^{i\omega t}. \quad (2.20)$$

W powyższym równaniu wprowadzona siła oporu $m\gamma\vec{v}$ wynika ze zderzeń z węzłami sieci krystalicznej. Rozwiązanie powyższego równanie prowadzi do następującego wyrażenia na przenikalność dielektryczną

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma}, \quad (2.21)$$

w którym wprowadzona wartość ω_p to częstość plazmowa, opisywana wzorem:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Nq^2}{\epsilon_0 m}}, \quad (2.22)$$

gdzie N jest koncentracją swobodnych nośników o ładunku q . Im większa koncentracja nośników swobodnych, tym większa jest częstość plazmowa opisywanego metalu. W przeciwieństwie przenikalność elektryczna maleje, co jest odzwierciedleniem faktu, że w powszechnie przyjętej konwencji nośniki poruszają się przeciwnie do pola elektrycznego. Dla częstotliwości z zakresu optycznego $\gamma \ll \omega$ co jest odzwierciedleniem faktu, że droga swobodna elektronów w paśmie przewodnictwa jest znacznie większa od rozważanych długości fali. Zgodnie z równaniem 2.21 oznacza to, że dla światła widzialnego decydującą rolę dla własności metali ma część rzeczywista ε , która jest dodatnia tylko dla $\omega > \omega_p$. Dla takich częstotliwości w równanie falowe w metalach będzie mieć rozwiązanie w postaci fal poprzecznych. Fizyczą interpretację ω_p znaleźć można w rozwiązaniu równania 2.20, jest to częstość własna drgań podłużnych elektronów swobodnych. Sama nazwa częstości plazmowej jest natomiast podstawą dla wprowadzenia tzw. plazmonu objętościowego, stanowiącego kwant omawianych drgań.

Ponieważ polaryzacja jest sumą efektywnych momentów dipolowych przypadających na jednostkę objętości, to wkłady do polaryzacji pochodzące od oddziaływań z elektronami w paśmie przewodnictwa i jonami sieci krystalicznej podlegają dodawaniu. Dlatego model przenikalności elektrycznej materiałów uwzględniający oba te zjawiska, jest sumą wkładów pochodzących z równań 2.19 i 2.21. Zazwyczaj model materiałowy dopasowywane jest do danych eksperymentalnych jedy-

nie w ograniczonym zakresie, ze względu na to większość rezonansów z wzoru 2.19 może zostać zastąpionych stałą wartością zwyczajowo określaną jako ε_∞ , a ostateczny wzór przyjmuje postać

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} + \frac{Nq^2}{\varepsilon_0 m} \sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\gamma_j\omega} \quad (2.23)$$

2.4. Model efektywny

(2.24)

Bibliografia

- [Berenger(1994)] J.-P. Berenger. A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves. *Journal of Computational Physics*, 114:185–200, October 1994. doi: 10.1006/jcph.1994.1159.
- [Goodman()] J. Goodman. Introduction to fourier optics.
- [Johnson and Christy(1972)] P. B. Johnson and R. W. Christy. Optical constants of the noble metals. *Phys. Rev. B*, 6:4370–4379, Dec 1972. doi: 10.1103/PhysRevB.6.4370. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.6.4370>.
- [MALITSON(1965)] I. H. MALITSON. Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica. *J. Opt. Soc. Am.*, 55(10):1205–1208, Oct 1965. doi: 10.1364/JOSA.55.001205. URL <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=josa-55-10-1205>.
- [Ramakrishna et al.(2003)Ramakrishna, Pendry, Wiltshire, and Stewart] S Anantha Ramakrishna, JB Pendry, MCK Wiltshire, and WJ Stewart. Imaging the near field. *Journal of Modern Optics*, 50(9):1419–1430, 2003.
- [Scalora et al.(1998)Scalora, Bloemer, Pethel, Dowling, Bowden, and Manka] M. Scalora, M. J. Bloemer, A. S. Pethel, J. P. Dowling, C. M. Bowden, and A. S. Manka. Transparent, metallo-dielectric, one-dimensional, photonic band-gap structures. *Journal of Applied Physics*, 83(5), 1998.
- [Schneider(2010)] B. Schneider. Understanding the finite-difference time-domain method, 2010. URL www.eecs.wsu.edu/~schneidj/ufdtd.

- [Smith et al.(2000)Smith, Padilla, Vier, Nemat-Nasser, and Schultz] D. R. Smith, Willie J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Phys. Rev. Lett.*, 84:4184–4187, May 2000. doi: 10.1103/PhysRevLett.84.4184. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.84.4184>.
- [Veselago(1968)] Victor Georgievich Veselago. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ε and μ . *Physics-Uspekhi*, 10(4): 509–514, 1968.
- [Yee(1966)] K. Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell’s equations in isotropic media. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 14:302–307, May 1966. doi: 10.1109/TAP.1966.1138693.

3. Siatki metalowe do kształtowania fali elektromagnetycznej w THz

3.1. Wprowadzenie

Własności materiałowe w zakresie THz
Projekt "Detektor promieniowanie THz"
Nadzwyczajna transmisja przez szczeliny

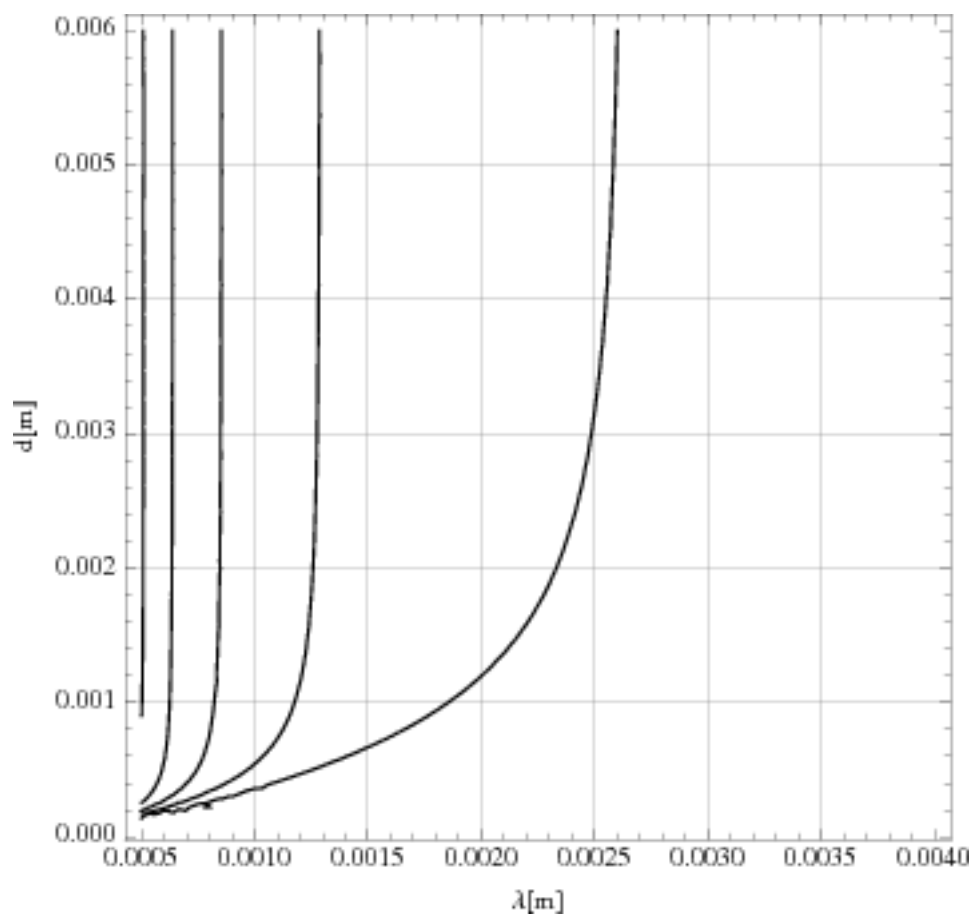
3.2. Antena THz - siatka dyfrakcyjna + podkład

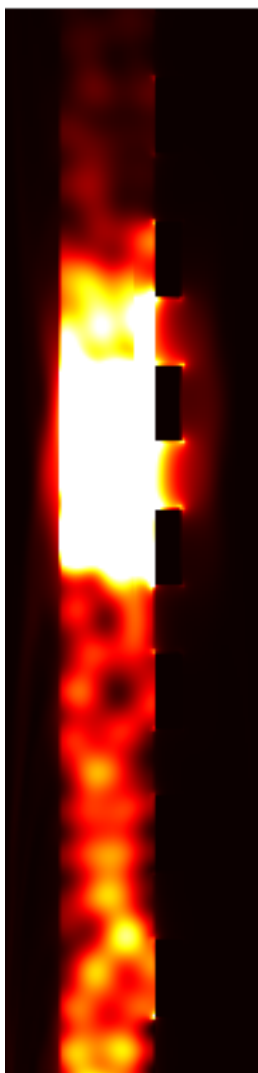
Bazując na pracach numerycznych na jednowymiarowych siatkach dyfrakcyjnych pozwalających na wzbudzenie modów falowodowych w podkładach z GaAs przeanalizowane zostało działanie analogicznych falowodów zbudowanych z siatek koncentrycznych.

Bazując na analitycznym rozwiązaniu problemu wzbudzania modów falowodowych w podkładzie dielektrycznym (przy założeniu nieskończonych wymiarów w kierunku propagacji wewnątrz falowodu) sporządzono wykres przedstawiający zależność okresu siatki pozwalającej na wzbudzenie modu falowodowego od długości fali w próżni promieniowania padającego na układ.

Wielosc galezi wynika z faktu, ze dla krotszych dlugosci fali rozpatrywany podklad ma charakter wielomodowy. Pojedyncze rozwiazanie powyzej dlugosci fali rownej 3mm, wskazuje nam poczatek zakresu jednomodowego.

Dla weryfikacji mozliwosci dzialania zaprojektowanych falowodow, przeprowadzono symulacje FDTD we wspolrzecznych cylindrycznych. Symulacje potwierdzily mozliwosc wykorzystanie powyzzszych siatek zarowno przy oswietleniu ukkladu polaryzacja radialna jak i liniowa. Ponizej przedstawiony rysunek opisuje sytuacje w ktorej struktura z GaAs o rozmiarach 10x10mm pokryta siatka dyfrakcyjna o okresie 538 um i otworach 250um (wspolczynnik wypelnienia ok. 0.53) zostala oswietlona promieniowaniem o dlugosci fali 2.52 mm. W przypadku prezentowanej symulacji siatka miala grubosc 10um, w kolejnych symulacjach potwierdzono jednak, ze grubosc siatki nie ma kluczowego zanczenia pod warunkiem zapewnienia nie przezroczystosci siatki. Efekt koncentracji pola przy zblizaniu sie





do środka struktury wynika ze zmniejszania się elementu objętościowego wraz ze zbliżaniem do osi symetrii.

3.3. Transmisja jedno kierunkowa

3.4. Soczewka dyfrakcyjna z transmisją jedno kierunkową

Bibliografia

- [Berenger(1994)] J.-P. Berenger. A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves. *Journal of Computational Physics*, 114:185–200, October 1994. doi: 10.1006/jcph.1994.1159.
- [Goodman()] J. Goodman. Introduction to fourier optics.
- [Johnson and Christy(1972)] P. B. Johnson and R. W. Christy. Optical constants of the noble metals. *Phys. Rev. B*, 6:4370–4379, Dec 1972. doi: 10.1103/PhysRevB.6.4370. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.6.4370>.
- [MALITSON(1965)] I. H. MALITSON. Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica. *J. Opt. Soc. Am.*, 55(10):1205–1208, Oct 1965. doi: 10.1364/JOSA.55.001205. URL <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=josa-55-10-1205>.
- [Ramakrishna et al.(2003)Ramakrishna, Pendry, Wiltshire, and Stewart] S Anantha Ramakrishna, JB Pendry, MCK Wiltshire, and WJ Stewart. Imaging the near field. *Journal of Modern Optics*, 50(9):1419–1430, 2003.
- [Scalora et al.(1998)Scalora, Bloemer, Pethel, Dowling, Bowden, and Manka] M. Scalora, M. J. Bloemer, A. S. Pethel, J. P. Dowling, C. M. Bowden, and A. S. Manka. Transparent, metallo-dielectric, one-dimensional, photonic band-gap structures. *Journal of Applied Physics*, 83(5), 1998.
- [Schneider(2010)] B. Schneider. Understanding the finite-difference time-domain method, 2010. URL www.eecs.wsu.edu/~schneidj/ufdtd.

- [Smith et al.(2000)Smith, Padilla, Vier, Nemat-Nasser, and Schultz] D. R. Smith, Willie J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Phys. Rev. Lett.*, 84:4184–4187, May 2000. doi: 10.1103/PhysRevLett.84.4184. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.84.4184>.
- [Veselago(1968)] Victor Georgievich Veselago. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ε and μ . *Physics-Uspekhi*, 10(4): 509–514, 1968.
- [Yee(1966)] K. Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell’s equations in isotropic media. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 14:302–307, May 1966. doi: 10.1109/TAP.1966.1138693.

4. PML

4.1. Wprowadzenie

Koncepcje PML

Zastosowania numeryczne i fizyczne

4.2. PML ze struktury warstwowej

4.3. core shell pml?

Bibliografia

- [Berenger(1994)] J.-P. Berenger. A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves. *Journal of Computational Physics*, 114:185–200, October 1994. doi: 10.1006/jcph.1994.1159.
- [Goodman()] J. Goodman. Introduction to fourier optics.
- [Johnson and Christy(1972)] P. B. Johnson and R. W. Christy. Optical constants of the noble metals. *Phys. Rev. B*, 6:4370–4379, Dec 1972. doi: 10.1103/PhysRevB.6.4370. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.6.4370>.
- [MALITSON(1965)] I. H. MALITSON. Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica. *J. Opt. Soc. Am.*, 55(10):1205–1208, Oct 1965. doi: 10.1364/JOSA.55.001205. URL <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=josa-55-10-1205>.
- [Ramakrishna et al.(2003)Ramakrishna, Pendry, Wiltshire, and Stewart] S Anantha Ramakrishna, JB Pendry, MCK Wiltshire, and WJ Stewart. Imaging the near field. *Journal of Modern Optics*, 50(9):1419–1430, 2003.
- [Scalora et al.(1998)Scalora, Bloemer, Pethel, Dowling, Bowden, and Manka] M. Scalora, M. J. Bloemer, A. S. Pethel, J. P. Dowling, C. M. Bowden, and A. S. Manka. Transparent, metallo-dielectric, one-dimensional, photonic band-gap structures. *Journal of Applied Physics*, 83(5), 1998.
- [Schneider(2010)] B. Schneider. Understanding the finite-difference time-domain method, 2010. URL www.eecs.wsu.edu/~schneidj/ufdtd.

- [Smith et al.(2000)Smith, Padilla, Vier, Nemat-Nasser, and Schultz] D. R. Smith, Willie J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Phys. Rev. Lett.*, 84:4184–4187, May 2000. doi: 10.1103/PhysRevLett.84.4184. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.84.4184>.
- [Veselago(1968)] Victor Georgievich Veselago. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ε and μ . *Physics-Uspekhi*, 10(4): 509–514, 1968.
- [Yee(1966)] K. Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell’s equations in isotropic media. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 14:302–307, May 1966. doi: 10.1109/TAP.1966.1138693.

5. Bezdyfrakcyjna propagacja światła w wielo-warstwach metaliczno-dielektrycznych

Każdy element układu optycznego możemy wyrazić jako układ filtrujący częstotliwość i częstotliwości przestrzenne oświetlającego ten układ źródła. Poniższy rozdział poświęcony jest modelowaniu działania wielowarstw metaliczno-dielektrynych wykorzystywanych do budowy elementów optycznych o zaprojektowanych własnościach filtrowania częstotliwości przestrzennych. W przeciwieństwie do przestrzeni swobodnej, będącej filtrem dolnoprzepustowym, mogą one charakteryzować się również transmisją wysokich częstotliwości przestrzennych, które w przestrzeni swobodnej mają charakter fal ewanescentnych. Wykorzystanie układów tego typu umożliwia konstrukcję elementów optycznych działających poza klasycznym ograniczeniem dyfrakcyjnym.

Złamanie ograniczenia dyfrakcyjnego możliwe jest dzięki zastosowaniu materiałów charakteryzujących się ujemnym załamaniem światła, rozumianym jako załamanie pod kątem skierowanym przeciwnie niż wynikałoby to z Prawa Snelliusa. Materiały takie w odniesieniu do przywołanej klasycznej formuły optyki geometrycznej muszą charakteryzować się ujemnym współczynnikiem załamania światła. Korzystając z elektrodynamiki klasycznej opisywanej równaniami Maxwella wiemy, że współczynnik załamania związany jest z przenikalnością elektryczną i magnetyczną ośrodka: $n = \pm\sqrt{\epsilon\mu}$. Wybór dodatniej gałęzi pierwiastka jest więc konwencjonalny i musi być dostosowany do sytuacji fizycznej. Ujemna wartość współczynnika załamania światła jest równoważna ze zmianą kierunku prędkości fazowej, której zwrot jest zgodny ze zwrotem wektora falowego. Pierwszą propozycją definicji ośrodków o ujemnym współczynniku załamania była ujemna wartość iloczynu skalarnego wektora Poyntinga i wektora falowego $\vec{P} \cdot \vec{k} < 0$ podana przez Victora Vesselago [Veselago(1968)]. Ze względu na tę własność materiały takie nazywane są lewoskrętnymi (ang. left-handed) gdyż w stosunku do do iloczynu $\vec{E} \times \vec{H}$ nie ma zastosowania reguła prawej dłoni, a przeciwna - lewej.

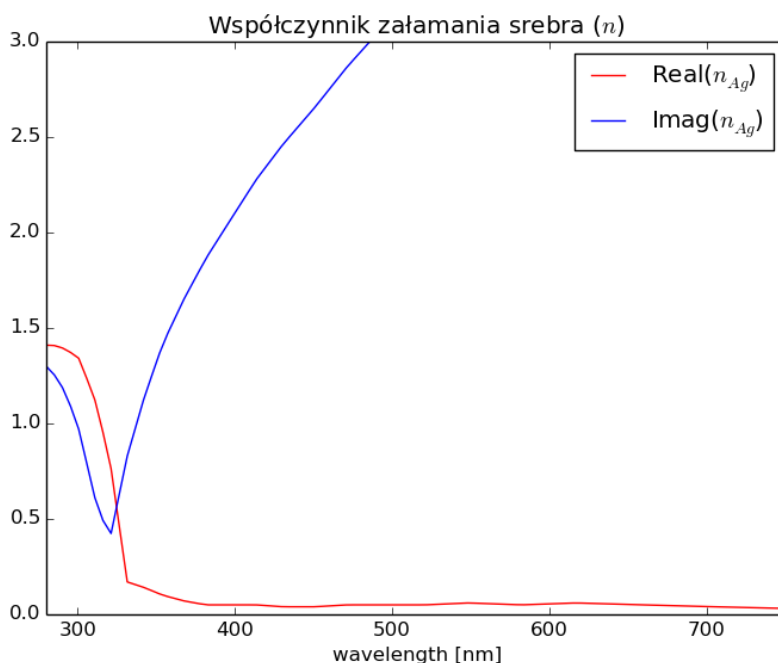
Materiały lewoskrętne muszą charakteryzować się ujemnymi wartościami ϵ i μ dla tego samego zakresu częstotliwości. Materiały takie nie były do tej pory obserwowane w przyrodzie, eksperymentalnie dowiedziono jednak możliwość sztucznego wytworzenia metamateriałów o takich własnościach [Smith et al.(2000) Smith, Padilla, Vier, Nemat-Nasser, and Schultz] przy pomocy SSR(ang split-ring resonator).

Język używany do opisu działania analizowanych struktur warstwowych wywodzi się z Optyki Fourierowskiej w której podstawowym pojęciem są układy LSI (ang. Linear shift-invariant systems). Opisywane struktury spełniają warunki tego typu układów - nie wykazują własności nieliniowych, oraz są niezmiennicze ze względu na przesunięcia. Wykorzystanie formalizmu Optyki Fourierowskiej umożliwia analityczną ocenę wyników symulacji numerycznych, oraz wprowadza spójny zestaw pojęć wykorzystywanych do opisu rozważanych układów. Dokładniejsze omówienie podstawowych pojęć związanych z układami LSI znajduje się w rozdziale 2.2.

5.1. Własności materiałowe w zakresie widzialnym

Wykorzystywane materiały charakteryzują się małą podatnością magnetyczną w rozważanej części widma, w związku z czym przyjmuje się $\mu(\omega) = 1$, ze względu na własności elektryczne wykorzystywane materiały możemy podzielić na dielektryki i przewodniki. Dielektrykami nazywamy materiały, w których pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego powstają dipole elektryczne, powodem powstawania dipoli może być przesunięcie ładunków dodatnich w stosunku do ujemnych lub powstanie spójnej orientacji przestrzennej dipoli elektrycznych tworzących dany ośrodek. W przeciwieństwie do dielektryków, ze względu na obecność swobodnych nośników ładunku elektrycznego przewodniki nie ulegają polaryzacji w zewnętrznym polu elektrycznym. Jako przewodniki rozważane są pierwiastki chemiczne, dlatego terminy przewodnik i metal traktowane są zamiennie.

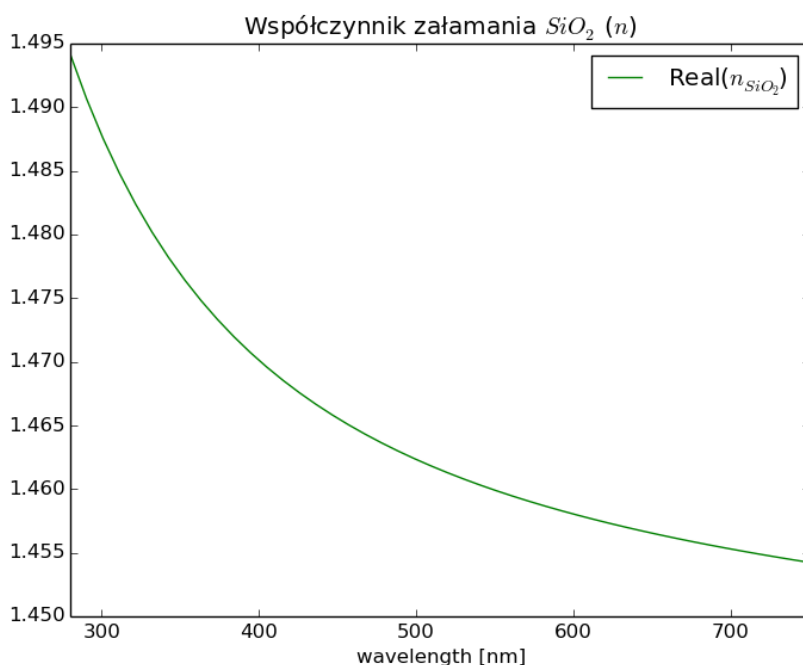
Zjawiska fizyczne omawiane w poniższym rozdziale bardzo silnie zależą od parametrów optycznych wykorzystywanych materiałów. W szczególności wymagają wykorzystywania materiałów o ujemnej przenikalności elektrycznej. Takie własności przejawiają metale, których zastosowanie do nadrozdzielczego obrazowania przy pomocy cienkiej warstwy przewodnika zaproponował J. Pendry [?]. Wykorzystanie warstwy znacznie cieńszej od długości fali pozwala na rozsprzężenie pola elektrycznego i magnetycznego przez co możliwe jest nadrozdzielcze obrazowanie przy pomocy materiału z $\mu = 1$.



Rysunek 5.1: Zależność współczynnika załamania od długości fali w zakresie optycznym, dla metalu - Ag [Johnson and Christy(1972)] .

W zakresie optycznym znajdują się częstotliwości rezonansowe atomów metali skutkujące gwałtownymi zmianami wartości współczynnika załamania i wysoką absorpcją. Zależność rzeczywistej i urojonej części współczynnika załamania dla srebra prezentuje wykres 5.1. Na wykresie widać charakterystyczny obszar w zakresie ok. 310-350 nm w którym obserwujemy znaczny spadek części rzeczywistej współczynnika załamania i minimum zdolności absorbcyjnych. Wysoka wartość części urojonej współczynnika załamania wskazuje na silną absorpcję promieniowania dla długości fali powyżej 350 nm.

Dla dielektryków współczynnik załamania zazwyczaj maleje wraz ze wzrostem długości fali. Zależność ta jest znacznie słabsza niż w przypadku metali, jako przykład na wykresie 5.2 przedstawiono współczynnik załamania SiO_2 . Urojona część współczynnika załamania dla dielektryków jest mniejsza niż w przypadku

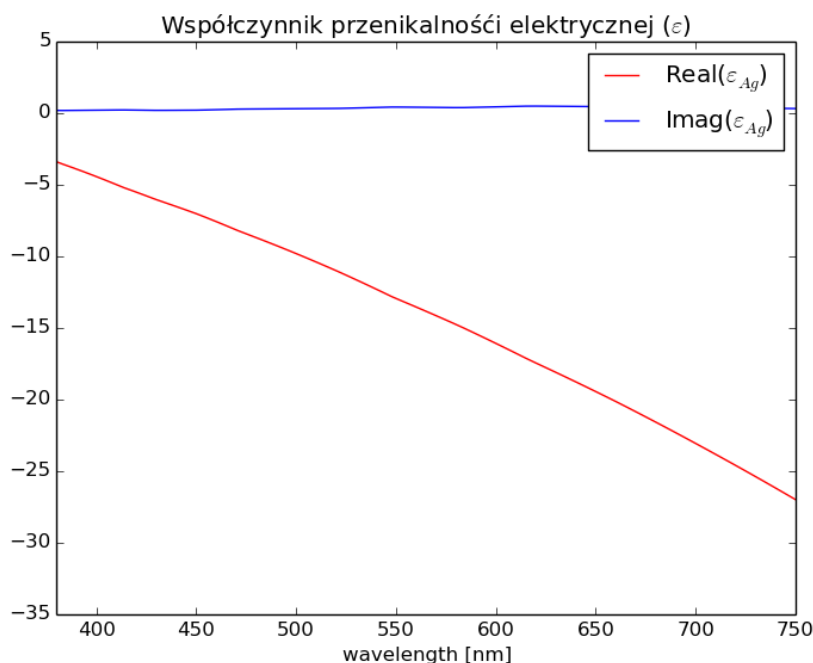


Rysunek 5.2: Zależność współczynnika załamania od długości fali w zakresie optycznym, dla szkła kwarcowego - SiO_2 [MALITSON(1965)]

metali, w szczególność dla przedstawionego szkła kwarcowego w większości zastosowań jest zanedbywana.

W celu opisu własności materiałowych w stosunku do dielektryków z powodzeniem stosuje się model Lorenza-Lorenza, a wartość ε często traktowana jest jako stała. W przypadku metali, ze względu na wspomniany charakter rezonansowy $\varepsilon(\omega)$ musi być opisywana przy pomocy modelu Lorenza-Drudego. Dokładniejsze omówienie tego modelu znajduje się w rozdziale 2.3.1.

Należy zaznaczyć, że pominięty został wpływ wektora falowego na wartości ε i μ . W ogólności $\varepsilon(\omega, \vec{k})$ jest funkcją zarówno częstotliwości jak i wektora falowego, co należy rozumieć jako zależność indukcji elektrycznej $\vec{D}(t, \vec{r})$ nie tylko od wzbudzenia w poprzedzającej chwili czasu t' , ale również od wzbudzenia fali elektromagnetycznej w otoczeniu \vec{r}' . Ze względu na zależność od otoczenia ta klasa zjawisk nazywana jest nielokalnymi. Wpływu otoczenia na stan polaryzacji

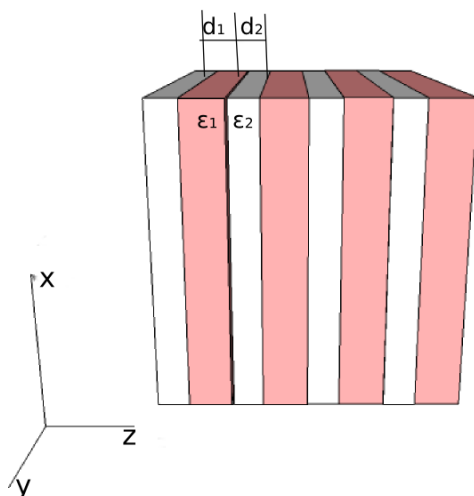


Rysunek 5.3: Zależność przenikalności elektrycznej od długości fali w zakresie optycznym, dla metalu Ag [Johnson and Christy(1972)]

\vec{P} nie można pomijać gdy zmienność pola elektromagnetycznego jest znacząca w porównaniu z drogą swobodną elektronów w ośrodku.

5.2. Wielowarstwy z bezdyfrakcyjną propagacją światła

Zgodnie z przedstawionymi własnościami materiałowymi obrazowanie z rozdzielczością przekraczającą klasyczne ograniczenie dyfrakcyjne przy pomocy metali wiąże się z dużymi stratami natężenia światła w wyniku absorpcji. Zwiększenie współczynnika transmisji przez wielowarstwy zawierające metal możliwe jest dzięki wykorzystaniu efektu rezonansowego tunelowania [Scalora et al.(1998)Scalora, Bloemer, Pethel, Dowling, Bowden, and Manka].



Rysunek 5.4: Schemat wielowarstwy metaliczno dielektrycznej

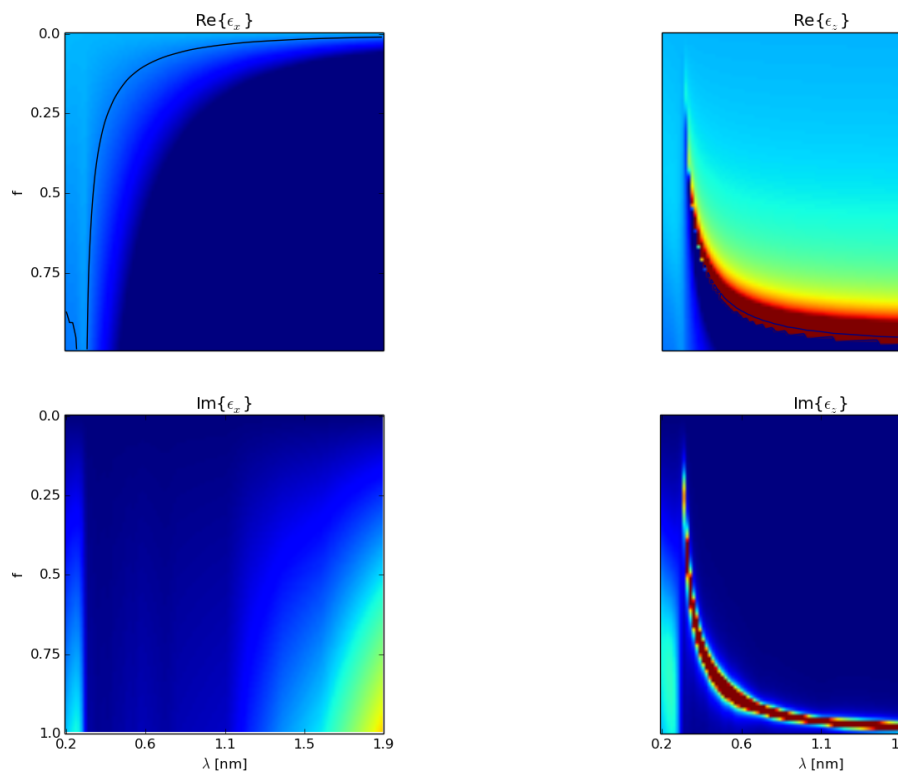
Chociaż zastosowanie zaproponowane w cytowanej pracy nie było związane z obrazowaniem, to możliwość uzyskania współczynnika transmisji rzędu 70% dla wielowarstwy zawierającej łącznie 40nm srebra otwiera możliwości wysokiej transmisji i wykorzystania materiałów o ujemnym ϵ . Schemat wielowarstwy przedstawia rysunek 5.4. W proponowanym podejściu obrazowanie nadrozdzielcze nie wynika wprost z zastosowania materiału o $\epsilon = -1$, ale z efektywnych anizotropowych właściwości powstałego w ten sposób metamateriału [Ramakrishna et al.(2003)Ramakrishna, Pendry, Wiltshire, and Stewart]. Przy pomocy przybliżenia ośrodka efektywnego, szerzej omówionego w rozdziale 2.4, możemy dobierając grubości warstw do parametrów stosowanych materiałów uzyskać metamateriał o $\epsilon_z \rightarrow \infty$ i $\epsilon_x \rightarrow 0$.

Przykład materiałów z w opisany sposób można konstruować wielowarstwę charateryzującą się transmisją bezdyrakcyjną prezentując wykresy na rysunku 5.2.

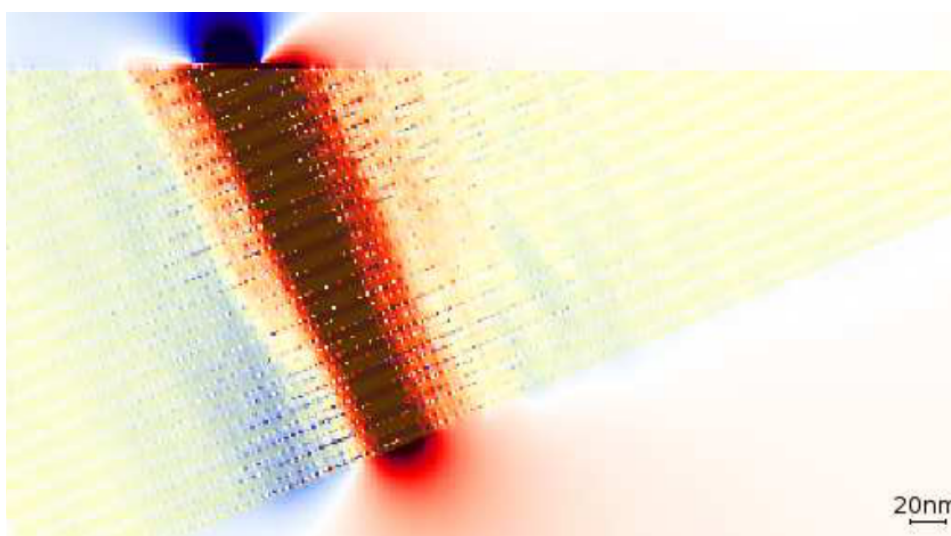
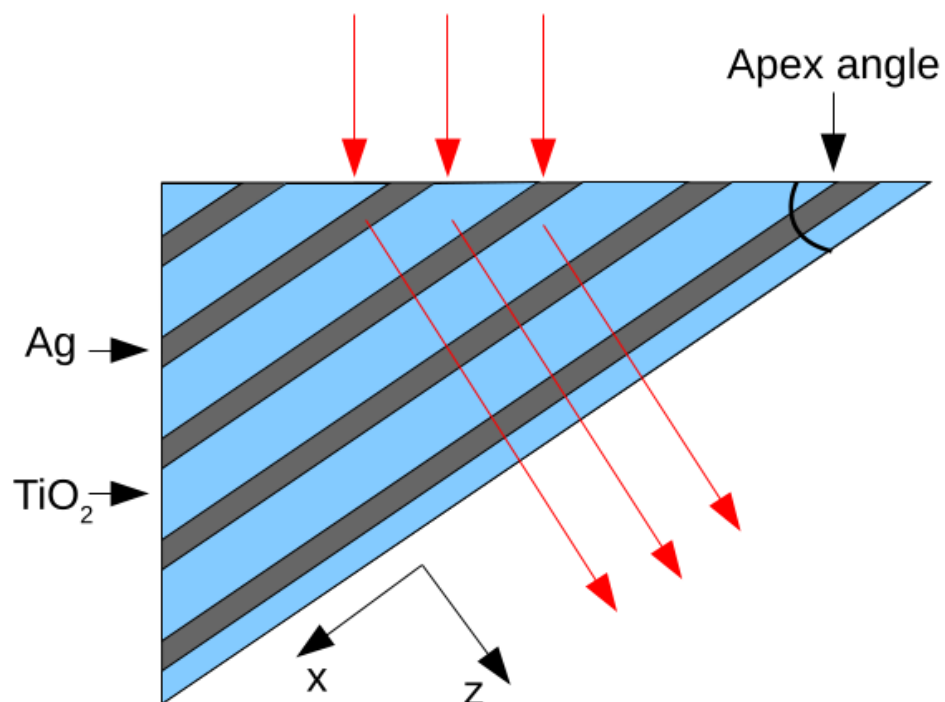
5.3. Nadrozdzielczy pryzmat

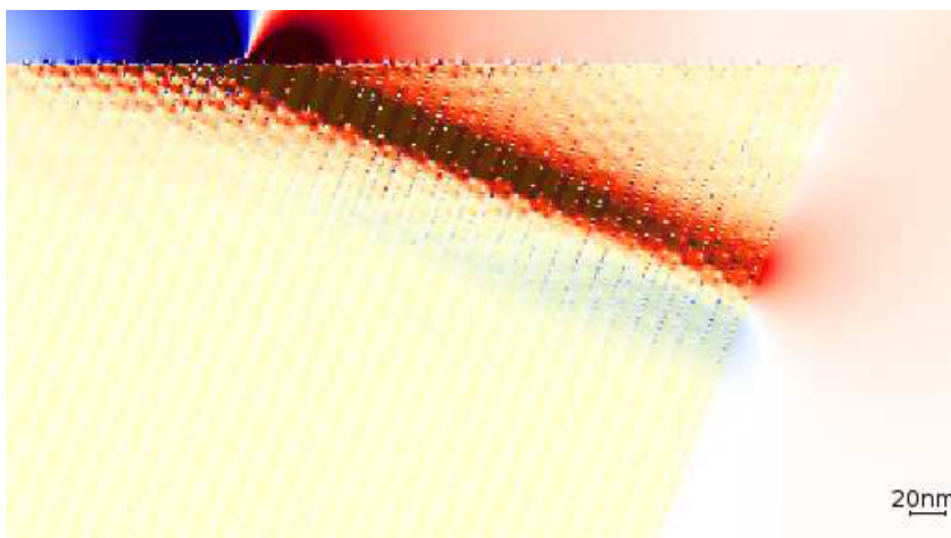
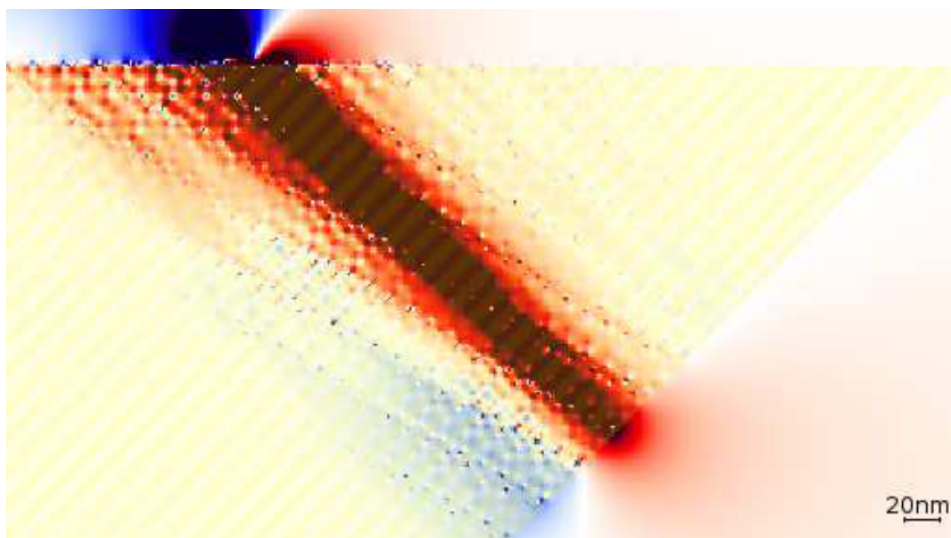
5.4. Analiza chropowatosci

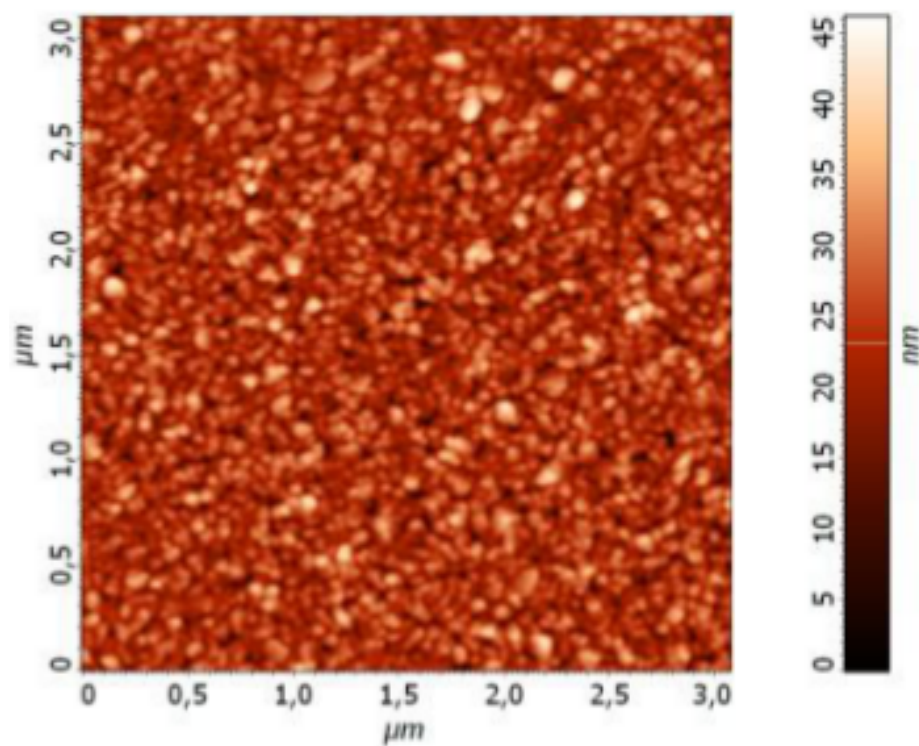
5.5. Bardziej złożone struktury składane z wielowarstw

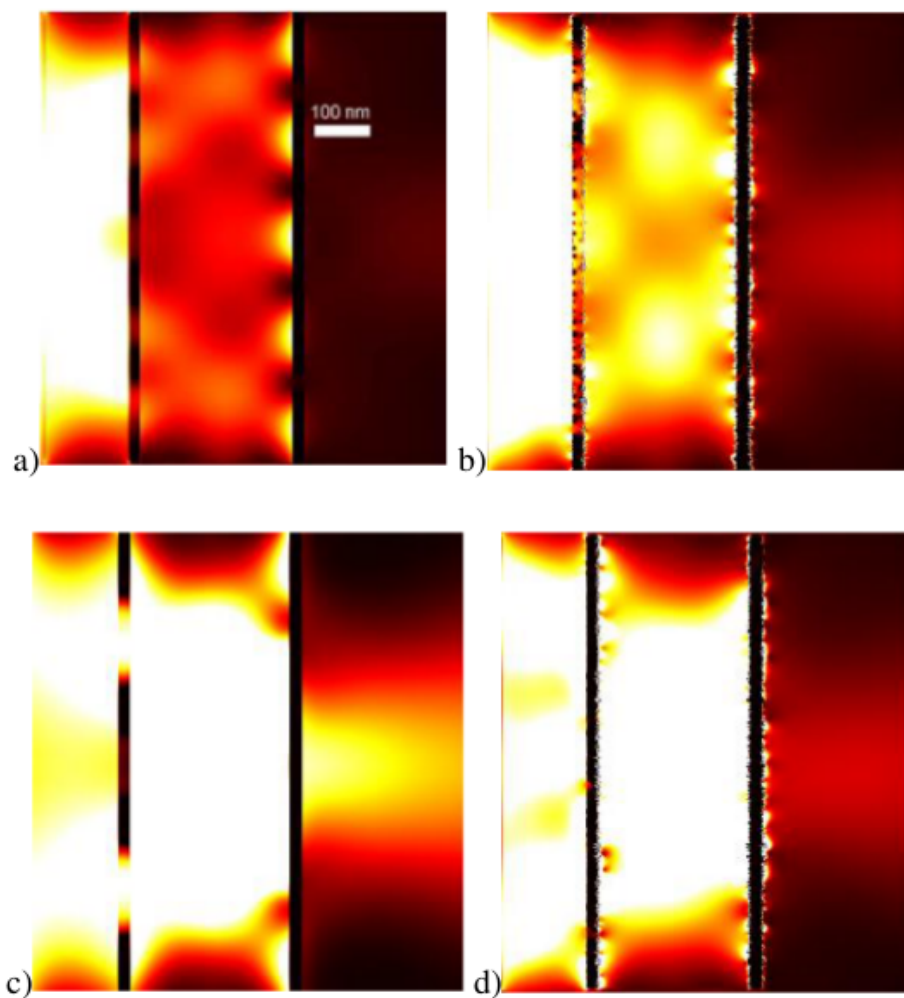


Rysunek 5.5: Przenikalność ośrodka efektywnego obliczona zgodnie z 2.24 zbudowanego z warstw Ag [Johnson and Christy(1972)] i SiO_2 [MALITSON(1965)]. Współczynnik wypełnienia $f=1$ oznacza, że struktura zbudowana jest jedynie ze srebra. Przy pomocy konturu zaznaczono $\varepsilon_x = 0$ oraz $\varepsilon_z = 100$.

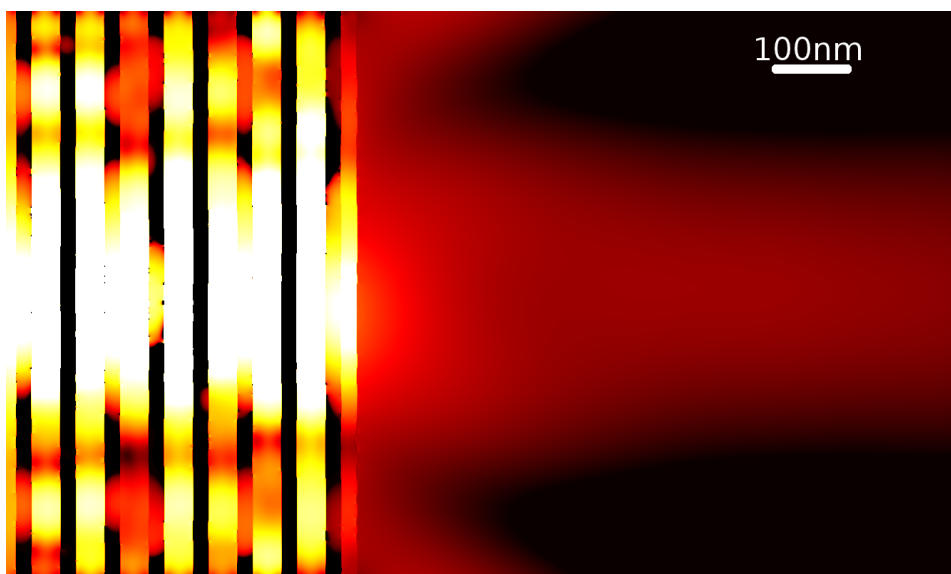
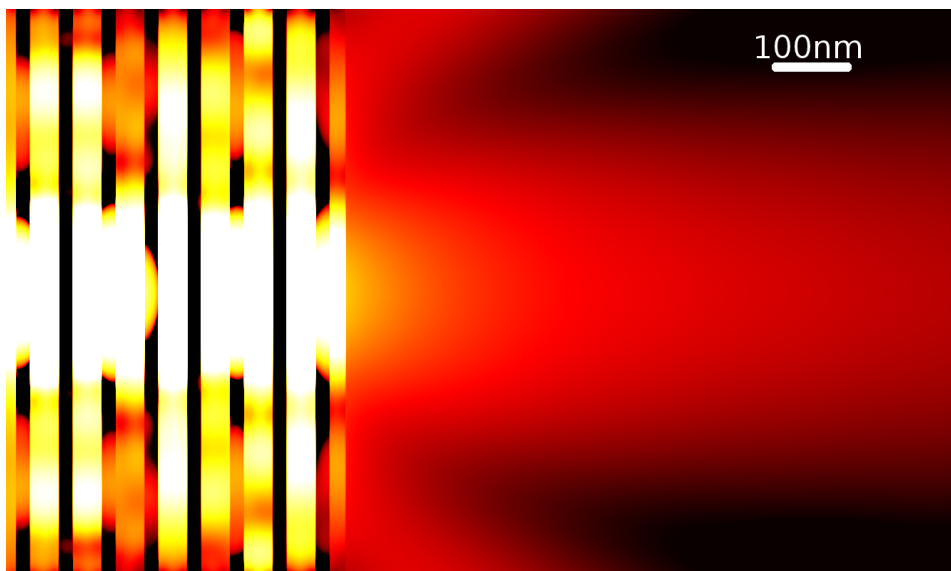


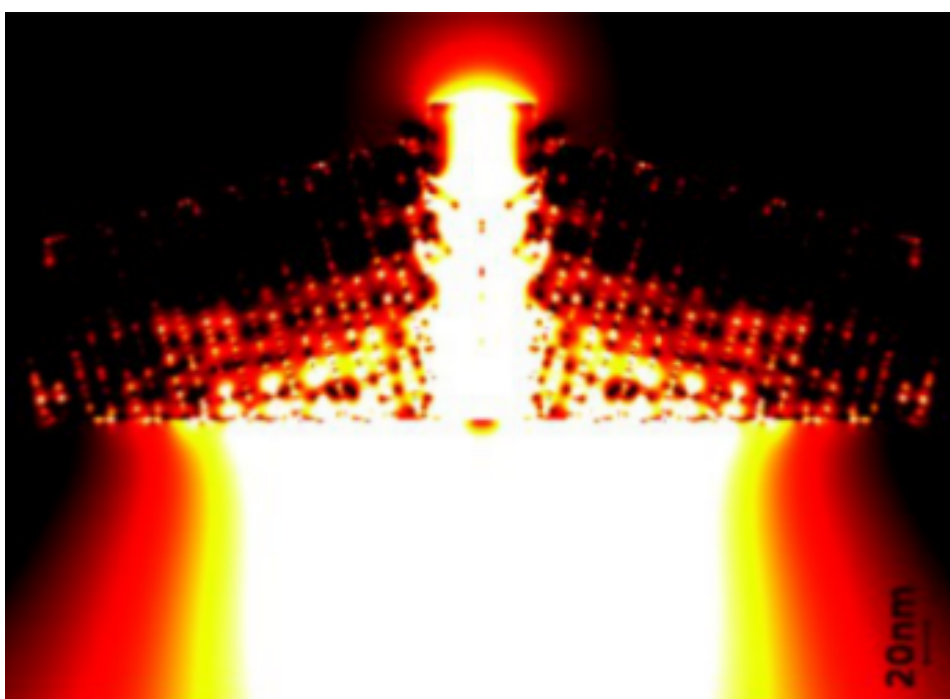


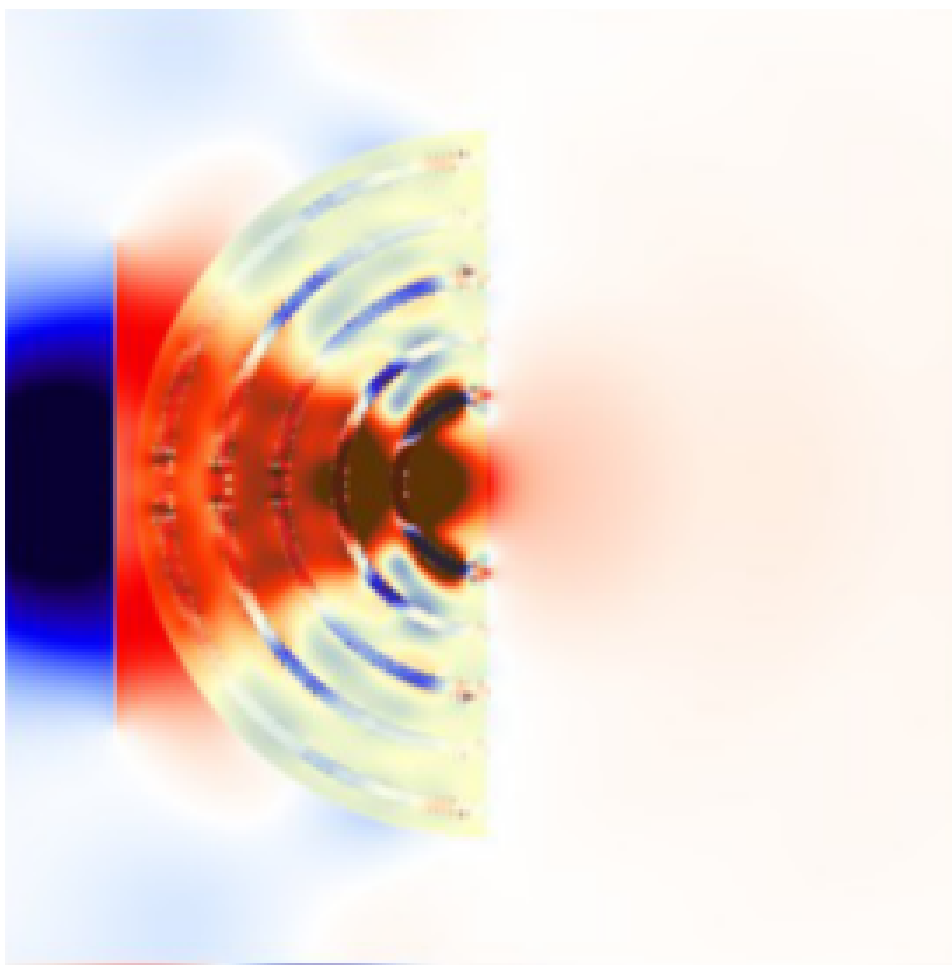


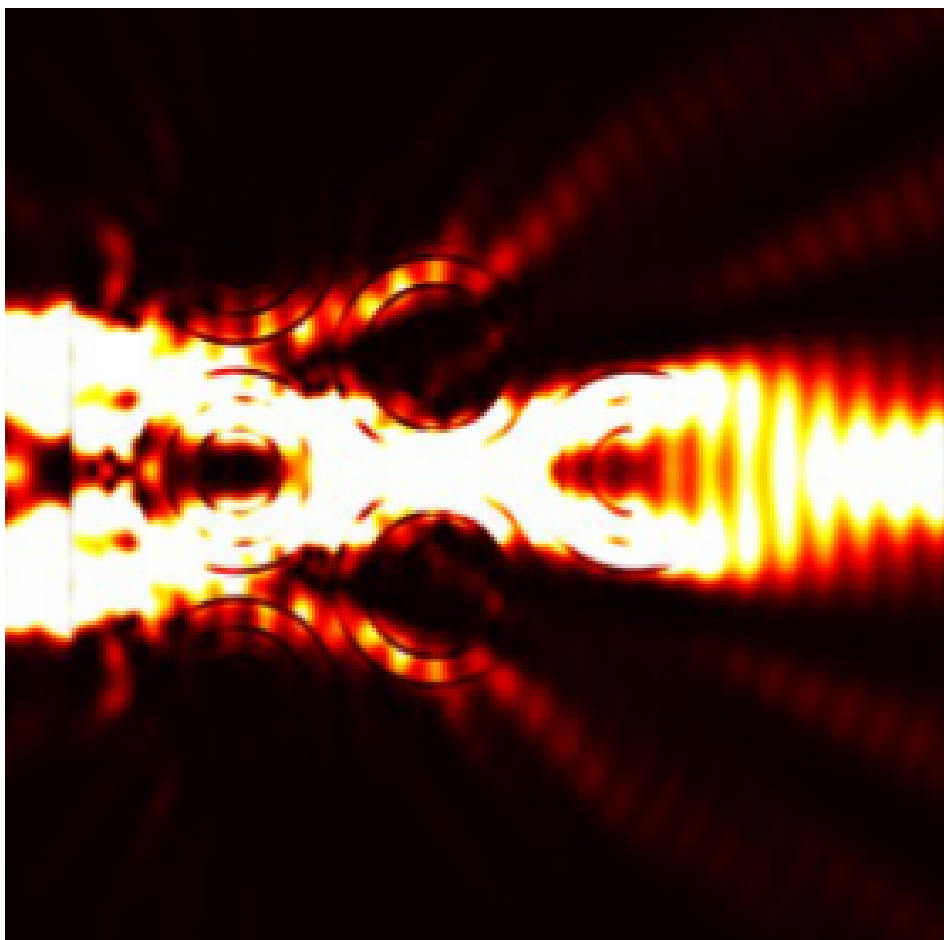


Rysunek 5.6: a,b - 430nm , c,d -490 nm









Bibliografia

- [Berenger(1994)] J.-P. Berenger. A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves. *Journal of Computational Physics*, 114:185–200, October 1994. doi: 10.1006/jcph.1994.1159.
- [Goodman()] J. Goodman. Introduction to fourier optics.
- [Johnson and Christy(1972)] P. B. Johnson and R. W. Christy. Optical constants of the noble metals. *Phys. Rev. B*, 6:4370–4379, Dec 1972. doi: 10.1103/PhysRevB.6.4370. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.6.4370>.
- [MALITSON(1965)] I. H. MALITSON. Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica. *J. Opt. Soc. Am.*, 55(10):1205–1208, Oct 1965. doi: 10.1364/JOSA.55.001205. URL <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=josa-55-10-1205>.
- [Ramakrishna et al.(2003)] Ramakrishna, Pendry, Wiltshire, and Stewart] S Anantha Ramakrishna, JB Pendry, MCK Wiltshire, and WJ Stewart. Imaging the near field. *Journal of Modern Optics*, 50(9):1419–1430, 2003.
- [Scalora et al.(1998)] Scalora, Bloemer, Pethel, Dowling, Bowden, and Manka] M. Scalora, M. J. Bloemer, A. S. Pethel, J. P. Dowling, C. M. Bowden, and A. S. Manka. Transparent, metallo-dielectric, one-dimensional, photonic band-gap structures. *Journal of Applied Physics*, 83(5), 1998.
- [Schneider(2010)] B. Schneider. Understanding the finite-difference time-domain method, 2010. URL www.eecs.wsu.edu/~schneidj/ufdtd.

- [Smith et al.(2000)Smith, Padilla, Vier, Nemat-Nasser, and Schultz] D. R. Smith, Willie J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Phys. Rev. Lett.*, 84:4184–4187, May 2000. doi: 10.1103/PhysRevLett.84.4184. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.84.4184>.
- [Veselago(1968)] Victor Georgievich Veselago. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ε and μ . *Physics-Uspekhi*, 10(4): 509–514, 1968.
- [Yee(1966)] K. Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell’s equations in isotropic media. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 14:302–307, May 1966. doi: 10.1109/TAP.1966.1138693.