

Raport z udziału w projekcie: Detektory promieniowania THz zbudowane ze struktur fotonicznych zintegrowanych z tranzystorami polowymi

Marcin Stolarek

20 lutego 2012

Spis treści

1 Materiały użyte w symulacjach	2
1.1 Zależność własności metali od temperatury.	4
1.2 Własności półprzewodników	4
1.3 Własności arsenku galu	5
1.4 Modele dyspersji użyte w symulacjach	6
2 Mechanizmy prowadzące do zwiększonej transmisji przez siatkę metalową	6
3 Wyniki symulacji FDTD	7
3.1 Metoda symulacji	8
3.2 Siatki z idealnego przewodnika	8
3.3 Rozkłady pola dla siatek z idealnego przewodnika (PEC)	13
3.4 Siatki ze złota	14
3.5 Wykorzystanie siatek złotych do rezonansowego wzbudzenia modułu propagującego się w GaAs	16
3.6 Rozkłady energii dla transmisji do GaAs	18
3.7 Przypadek dwuwymiarowy	20
3.8 Wzbudzenie modułu w falowodzie z GaAs	20
4 Podsumowanie	22

1 Materiały użyte w symulacjach

Materiałami, które chcemy wykorzystywać są półprzewodniki i metale, w szczególności uwzględnieniem arsenu galu i złota.

Dla własności ciał stałych w dalekiej podczerwieni i terahercach duże znaczenie odgrywają efekty związane ze swobodnymi nośnikami ładunku. Powszechnie wykorzystywanym dielektrykiem jest krzem, charakteryzujący się bardzo małymi stratami i niewielką dyspersją w rozważanym obszarze (współczynnik załamania $n \approx 3.4175$). Podobne własności wykazują polimery charakteryzujące $n \in (1.4; 1.5)$. Wypolerowane powierzchnie metalowe wykorzystywane są jako zwierciadła, ze współczynnikiem odbicia $R \approx 0.99$.

Przewodniki w zakresie THz charakteryzują się niemal bezdyspersyjną przewodnością, ze względu na czas relaksacji rzędu $10^{-14}s$. Przewodność złota wynosi $\sigma_0 = 45.2 \cdot 10^6 \frac{S}{m}$, a odpowiadająca jej głębokość naskórkowa dla 1THz $\delta = 74.9nm$ [7]. Ogólnie wyrażoną zespołoną przenikalność elektryczną

$$\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2 = \epsilon_1 + i\frac{\sigma_0}{\epsilon_0\omega}$$

, w obszarze THz możemy zredukować do wyrażenia

$$\epsilon \approx i\frac{\sigma_0}{\epsilon_0\omega}$$

, ze względu na znacznie większą wartość bezwzględną części urojonej od rzeczywistej. Takie przybliżenie jest w pełni uzasadnione dla obszaru subteraherowego, którego dotyczy grant. Dla częstotliwości powyżej 2THz moduł części urojonej jest ok. 5 razy większy od modułu części rzeczywistej. Przy czym część rzeczywista przenikalności elektrycznej jest ujemna, a jej moduł zmienia się w zakresie 10^2 do 10^4 . Ze względu na dominację części urojonej precyzyjne wyznaczenie przenikalności dielektrycznej jest trudne doświadczalnie. Pomiary podawane w [9], oraz innych źródłach nie sięgają 1THz w wyznaczeniu przenikalności dielektrycznej z powodu przedstawionych trudności eksperymentalnych.

Dopasowania modelu Drudego dla częstotliwości z dostępnymi danymi doświadczalnymi uprawniają stosowanie przyblizonego modelu przedstawionego powyżej.

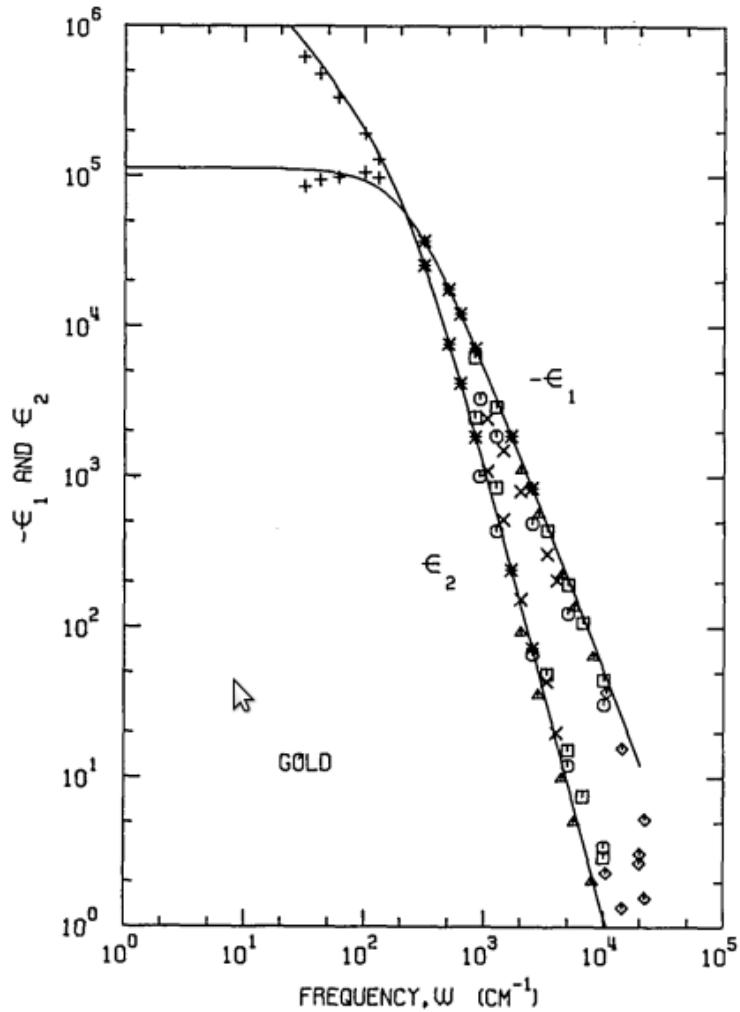


Fig. 3. Gold: $-\epsilon_1(\omega)$ and $\epsilon_2(\omega)$ vs frequency. The solid line is the Drude model. The data from Ref. 9 are: Bennett and Bennett, * for both $-\epsilon_1$ and ϵ_2 ; Schulz, \diamond for both; Motulevich and Shubin, \square for both; Padalka and Shklyarevskii, \circ for both; Bolotin *et al.*, \times for both; Brandli and Sievers, + for both; Weaver *et al.*, Δ for both.

Rysunek 1: Wykres zaczerpnięty z pracy [9]. Zakresowi 1-3THz, odpowiada prze-
działy 33-100 $\frac{1}{cm}$.

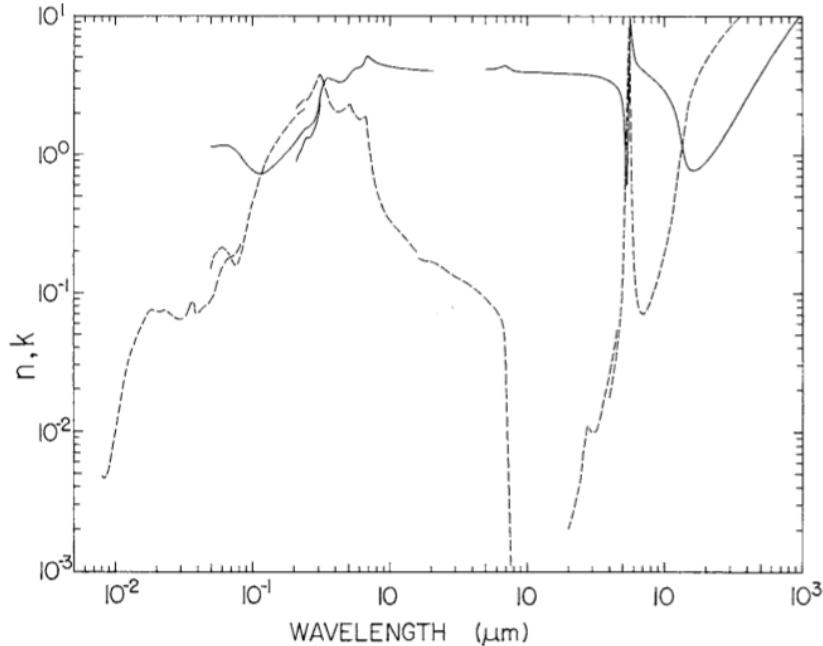
1.1 Zależność własności metali od temperatury.

Dla metali szlachetnych przewodnictwa temperatury wykazują znaczącą zmienność w zależności od temperatury. W szczególności dla złota "bulk": $\sigma_0(295K) = 45.2 \frac{1}{\mu\Omega m}$ i $\sigma_0(80K) = 208 \frac{1}{\mu\Omega m}$ [8]. Przenikalności cienkich warstw wykazują zróżnicowanie w zależności od grubości warstwy, mogące mieć związek również z metodą wytwarzania próbki czy gładkością powierzchni. Zmiany w stosunku do "bulk" można interpretować przez zmianę efektywności rozpraszania elektronów [6]. Filmy wytwarzane metodą naparowania termicznego w temperaturze pokojowej charakteryzują się Γ (częstotliwość zderzeń z modelem Drudego) z zakresu od kilku do kilkunastu THz (złoto od 3.4 do 16 THz). Zmiany w efektywności rozpraszania są w szczególny sposób związane ze zmianami temperatury. W ogólności na efektywność rozpraszania składają się rozpraszanie fononowe (zależne od temperatury), oraz rozpraszanie związane z defektami. W temperaturze pokojowej, zazwyczaj - dominujący wpływ ma rozpraszanie fononowe. W przypadku temperatur kriogenicznych dominujący może jednak stać się „składnik defektowy”. Ze względu na tę zależność jakość wykonania warstw może mieć szczególnie znaczenie w niskich temperaturach.

1.2 Własności półprzewodników

Półprzewodniki z wąską przerwą energetyczną (np.InSb) posiadają w temperaturze pokojowej gęstość elektronów w paśmie przewodnictwa umożliwiającą wzbudzenie na powierzchniowych plazmonów-polarytonów (SPP). Funkcja dielektryczna dla InSb w zakresie THz ma bardzo podobny przebieg do przenikalności dielektrycznej metali dla częstotliwości widzialnych . Mała wartość bezwzględna przenikalności dielektrycznej InSb gwarantuje nam daleką propagację plazmonów - rzędu 1cm.

Ze względu na możliwość domieszkowania lub wzbudzenia światłem półprzewodników możemy zmienić koncentrację elektronów w paśmie przewodnictwa, dzięki czemu możemy uzyskać materiał z częstością plazmową w zakresie THz. Dla takich materiałów możliwe jest wzbudzenie propagującego się plazmonu na powierzchni półprzewodnika [5].



Rysunek 2: Zależność części rzeczywistej (linia ciągła) i urojonej (linia przerywana) współczynnika załamania InSb od długości fali. Wykres zaczerpnięty z pracy [10]. Zakresowi 1-3THz, odpowiada przedział $33-100 \frac{1}{\text{cm}}$.

Stosując siatki z InSb możemy wykorzystać temperaturę do modyfikacji transmisji, zmieniając transmisję o więcej niż jeden rząd wielkości przy zmianach temperatury w zakresie 225- 325 K. Zależność przenikalności elektrycznej od temperatury jest skomplikowana, a wpływ zmienia się w zależności od częstotliwości [11] .

1.3 Własności arsenku galu

Dla GaAs i częstotliwości poniżej 6THz możemy przyjąć stałą wartość rzeczywistej części funkcji dielektrycznej. W obszarze subterahercowym GaAs przyjmuje się również za materiał bezstratny. [3]

Własności arsenku galu mogą zmieniać się na skutek wyżarzania próbki po napyleniu. Badania przeprowadzone na próbkach wytworzonych przy pomocy epitaksji z wiązki molekularnej przed i po wyżarzaniu w temperaturze 600 st. C wykazały wzrost koncentracji elektronów po procesie (z $3 \cdot 10^{18}$ do $6 \cdot 10^{19}$ w centymetrze sześciennym) [12]. Taka zmiana może mieć wpływ na właściwości optyczne, samo wyżarzanie jest natomiast procesem często stosowanym do oczyszczania i wygładzania próbki.

1.4 Modele dyspersji użyte w symulacjach

Na podstawie powyższego przeglądu literaturowego do zastosowania w symulacjach wybrano następujące modele materiałowe:

Dla Au:

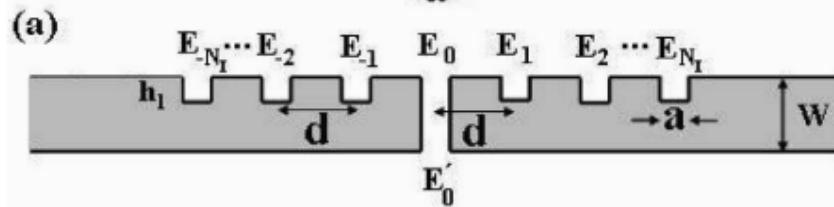
$$\epsilon = \frac{\sigma_0}{\epsilon_0 \omega}. \quad (1)$$

Dla GaAs:

$$\epsilon = 12.9. \quad (2)$$

2 Mechanizmy prowadzące do zwiększonej transmisji przez siakę metalową

Najprostszą strukturą umożliwiającą analizę zjawisk towarzyszących wzmacnionej transmisji przez otwory podfalowe jest struktura przedstawiona na rysunku 3.



Rysunek 3: Schemat układu z pojedynczą szczerbiną

Do analizy transmisji przez strukturę na rysunku 3 można posłużyć się rozkładem pola na fale płaskie, w przestrzeni swobodnej dopuszczając wszystkie rozwiązania, w szczerbinie i rowkach natomiast jedynie mody podstawowe. Zakładamy również, że metal jest idealnym przewodnikiem, czyli w jego wnętrzu $E = 0$. Zgodnie z dyskutowanymi wcześniej własnościami materiałowymi założenie to jest dobrze spełnione w dziedzinie THz. Analiza rozwiązań pozwala wy różnić trzy mechanizmy zwiększające transmisję przez pojedyńczą szczerbinę [2]:

- rezonansowa (Fabry-Perot) transmisja poprzez mod falowodowy w szczerbinie, kontrolowana przez grubość warstwy metalowej. Warunek na rezonans:

$$\frac{\lambda}{n_{eff}} \approx 2 \frac{W}{m}, \quad (3)$$

gdzie m jest liczbą naturalną a W i a są zgodne z rysunkiem 3. Przybliżenie spełnione jest jedynie dla $\frac{a}{\lambda} \ll 1$.

- wzbudzenie modów w rowkach (kontrolowane przez głębokość rowków – h_1). Dla cienkich rowków warunek na rezonansowe wzbudzenie to: $\lambda \approx 4 \frac{h_1}{2m+1}$, gdzie m jest liczbą całkowitą dodatnią. Zwiększoną transmisja

przez całą strukturę nie zależy oczywiście w prosty sposób od wzbudzenia w rowkach – reemisja musi być dopasowana.

- zgodna w fazie reemsja „z rowków” (kontrolowana przez okres siatki rowków - d), występująca w przybliżeniu dla $\lambda \approx d$.

Wszystkie trzy mechanizmy teoretyczne mogą zostać ze sobą zgrane. Teoretycznie oraz doświadczalnie [4] wykazano, że wprowadzenie rowków w płaszczyźnie wyjściowej nie ma zasadniczego wpływu na poprawę transmisji, pozwala jednak na kształtowanie wiązki wychodzącej. Teoretycznie do zastosowania w grancie, można rozważyć strukturę, w której szczelina znajduje się nad tranzystorem.

W przypadku siatki jedno wymiarowej szczelina jest falowodem planarnym metal-izolator-metal dla którego nie występuje częstość odcięcia, dzięki czemu nawet dla bardzo małych otworów transmisję możemy interpretować poprzez wzbudzenie modów falowodowych.

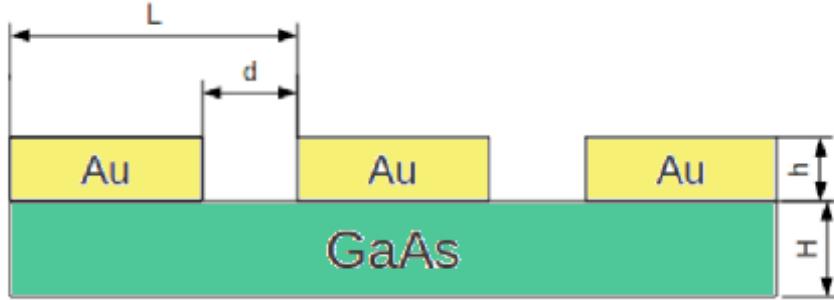
Dla szerokich otworów efektywny współczynnik załamania takiego falowodu zbiega do odpowiadającego mu $n_{\text{eff},\text{SP}} = \text{Real}(\sqrt{\frac{\epsilon_m}{\epsilon_m+1}})$, wskazując na plazmniczny charakter zjawiska[7].

3 Wyniki symulacji FDTD

Symulacje przedstawione w tej części dotyczyły struktury jak na rysunku 4. W opisie posługuję się zmienną f , zdefiniowaną jako $f = \frac{d}{L}$.

Do realizacji w grancie, do tej pory, rozważaliśmy jedynie siatki dyfrakcyjne - bez rowków, dlatego można spodziewać się, że kluczowe znaczenie dla uzyskania transmisji rezonansowej będzie miała grubość warstwy metalowej. W kolejnych symulacjach sprawdzono zależność współczynnika transmisji przez siatkę dla różnych współczynników f , grubości h i okresu siatki dyfrakcyjnej L .

W celu oceny stosowania przybliżenia idealnego przewodnika do opisu złota w symulacjach numerycznych wykonano analogiczne symulacje dla idealnego przewodnika i złota opisywanego przy pomocy wzoru 1.



Rysunek 4: Schemat symulowanego układu

3.1 Metoda symulacji

Zasadnicze symulacje przedstawione w raporcie prowadzone były metodą FDTD (Finite-difference time-domain) z wykorzystaniem aplikacji `meep` z implementacją równoległą na zasadzie przekazywania komunikatów (MPI). Powtórzenie całości symulacji wymaga ok. 300 000 procesorogodzin na jednych z najszyszych obecnie dostępnych na rynku procesorach Intel X5660/2.8GHz.

Symulacje badające zależność od długości fali przeprowadzano wykorzystując propagację impulsu zawierającego interesujący nas zestaw częstotliwości w obszarze bez struktury, następnie ze strukturą. Z obszarów przed i za strukturą zapisywano stany pola (E, H) z całej symulacji, następnie wykonując transformację Fouriera uzyskano zależności od częstotliwości. Następnie obliczając strumienie:

$$P = \hat{n} \int \vec{E} \times \vec{H} dx$$

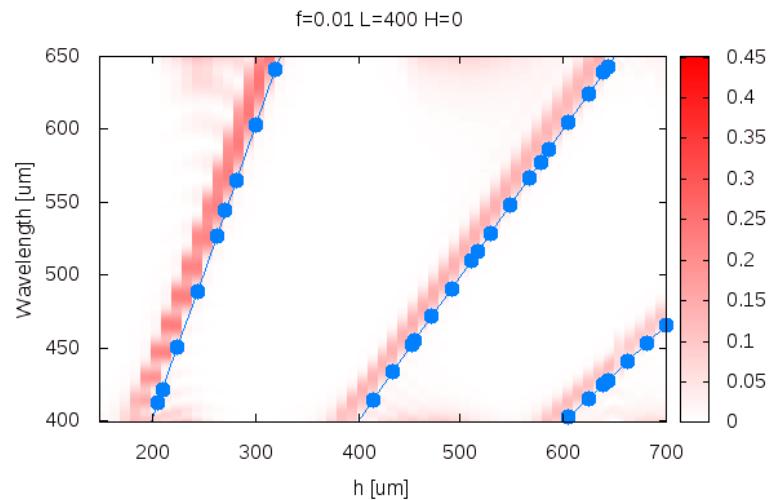
normując wyniki z symulacji ze strukturą i bez struktury uzyskano współczynniki transmisji (T) i odbicia (R) prezentowane w raporcie.

Na niektórych z wykresów zależności od dwóch parametrów pojawiają się pionowe białe pasy. Są one wynikiem niezakończenia części symulacji numerycznych spowodowanych problemami z infrastrukturą obliczeniową. Możliwe jest powtórzenie dowolnej symulacji, również dla zmienionych zakresów parametrów i uzupełnienie wykresów.

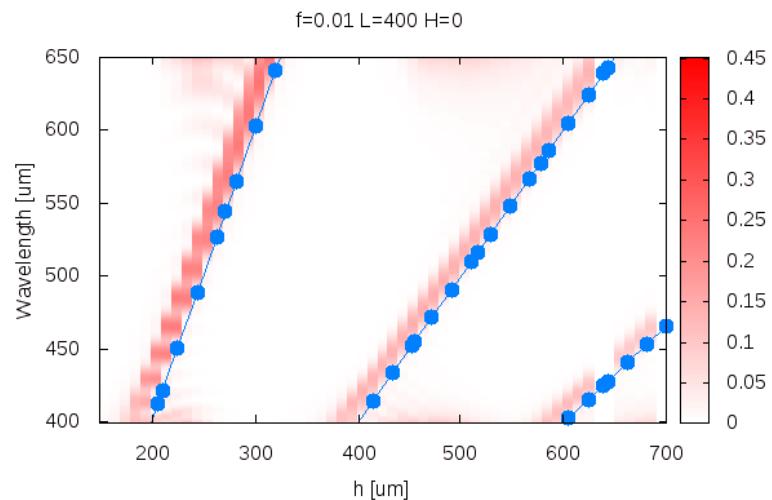
3.2 Siatki z idealnego przewodnika

Dla sprawdzenia czy w przeprowadzanych symulacjach wystarczająca była rozdzielcość $1 \frac{\text{punkt}}{\mu\text{m}}$, symulacje dla małego współczynnika f przeprowadzono z podwojoną rozdzielcością. Porównanie wyników wskazuje, że nawet przy opisie otworów o $d = 4\mu\text{m}$ uzyskujemy stabilne wyniki z próbkowaniem $1 \frac{\text{punkt}}{\mu\text{m}}$. Zgodność wyników prezentują wykresy 5 i 6.

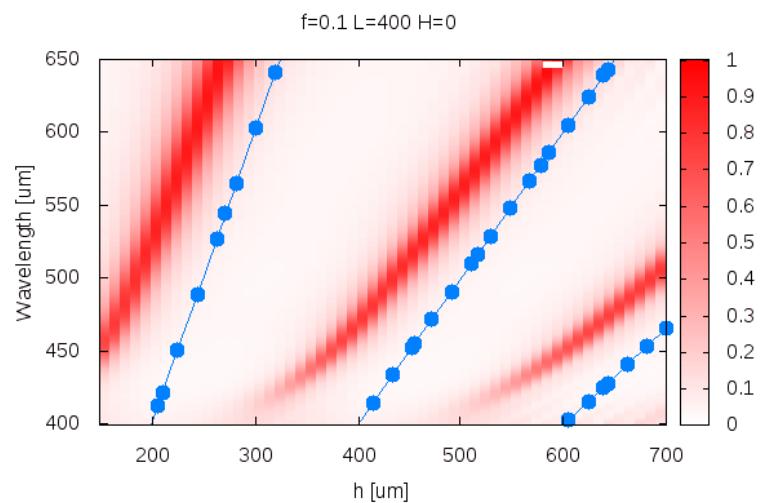
Na podstawie wyników symulacji dla różnych współczynników f , na wykresach 5,7 i 8 widzimy, że dla wartości $f > 10\%$ pojawiają się znaczne rozbieżności wyników z przewidywaniami na podstawie wzoru 3.



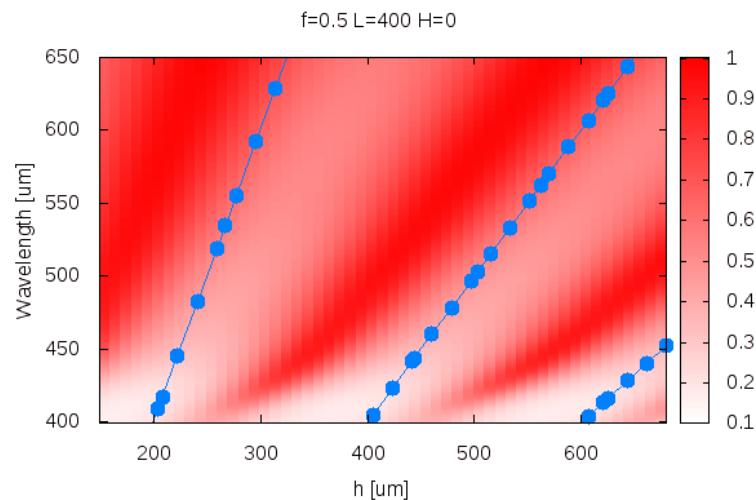
Rysunek 5: Współczynnik T przez siatkę idealnego przewodnika.



Rysunek 6: Współczynnik T przez siatkę idealnego przewodnika, dla podwojonej rozdzielczości (2 punkty na $1\mu\text{m}$.)

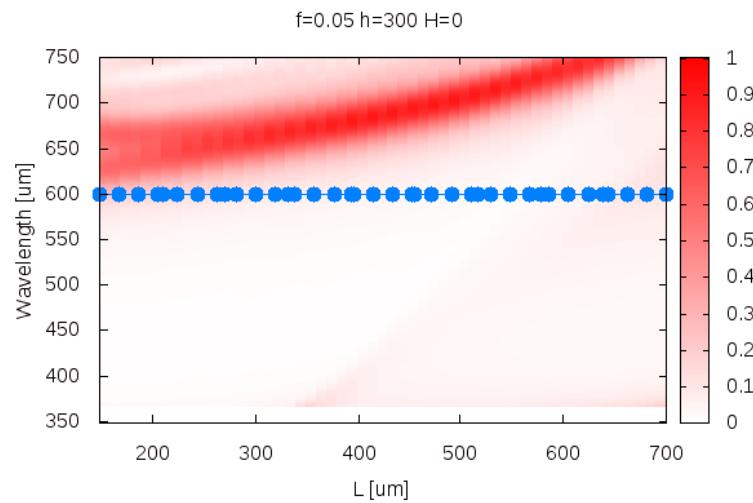


Rysunek 7: Współczynnik T przez siatkę idealnego przewodnika.

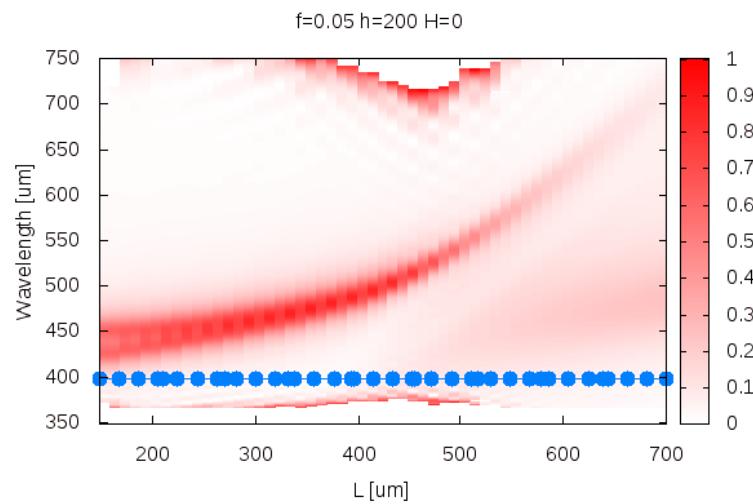


Rysunek 8: Współczynnik T przez siatkę z idealnego przewodnika

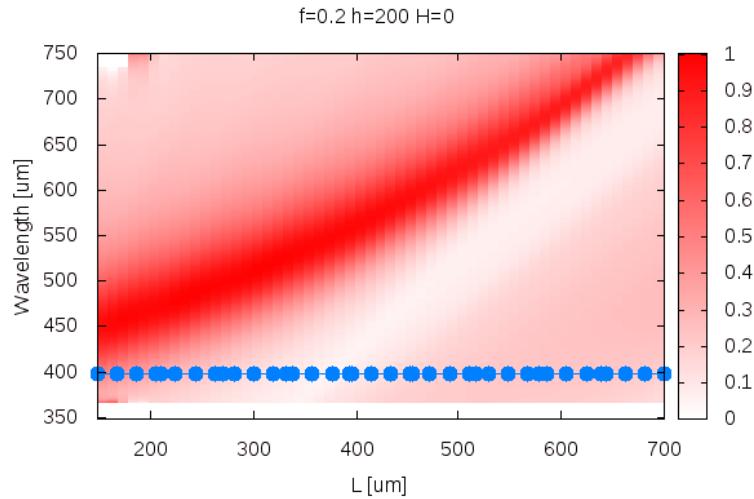
Zbadano zależność położenia rezonansu od okresu siatki dyfrakcyjnej. Na wykresach 9, 10 i 11 zaobserwować można, że rezonans współczynnika transmisji przesuwa się w kierunku dłuższych fal ze zwiększeniem okresu siatki dyfrakcyjnej. Dodatkowo zwiększenie okresu siatki dyfrakcyjnej prowadzi do zwężenia rezonansu.



Rysunek 9: Współczynnik T przez siatkę z idealnego przewodnika.



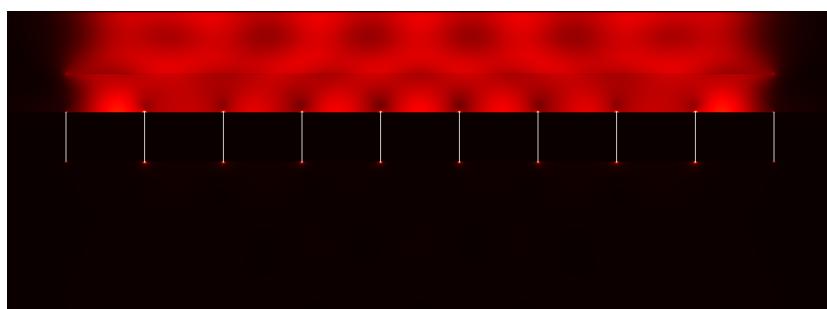
Rysunek 10: Współczynnik T przez siatkę z idealnego przewodnika.



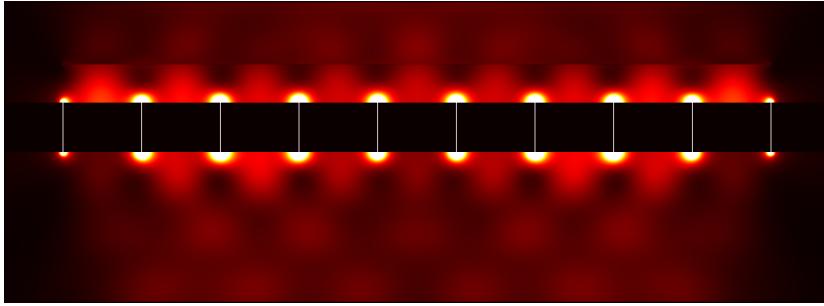
Rysunek 11: Współczynnik T przez siatkę z idealnego przewodnika.

3.3 Rozkłady pola dla siatek z idealnego przewodnika (PEC)

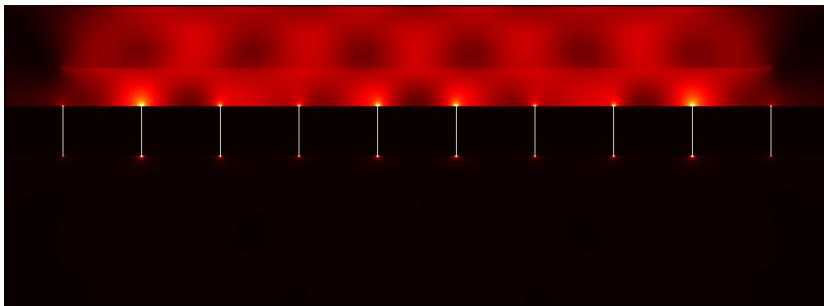
Dla sprawdzenia powyższych wyników przeprowadzono serie symulacji dla siatek o parametrach $f=0.1$, $h = 200 \mu\text{m}$, $L=400 \mu\text{m}$ dla różnych długości fali. Przykładowe wyniki przedstawiono na wykresach 12 - 14. W przedstawionych wynikach, źródło znajduje się nad siatką dyfrakcyjną.



Rysunek 12: Energia pola E-M, dla $h=250 \mu\text{m}$; $\lambda = 500 \mu\text{m}$



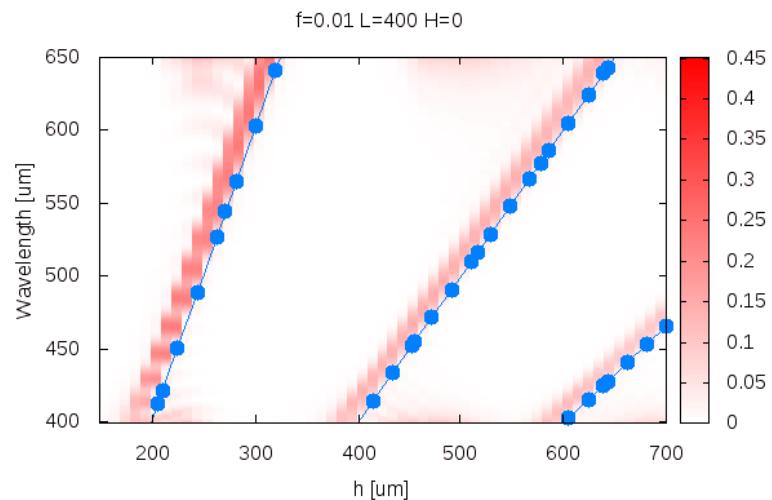
Rysunek 13: Energia pola E-M, dla $h=250\mu m$; $\lambda = 525\mu m$



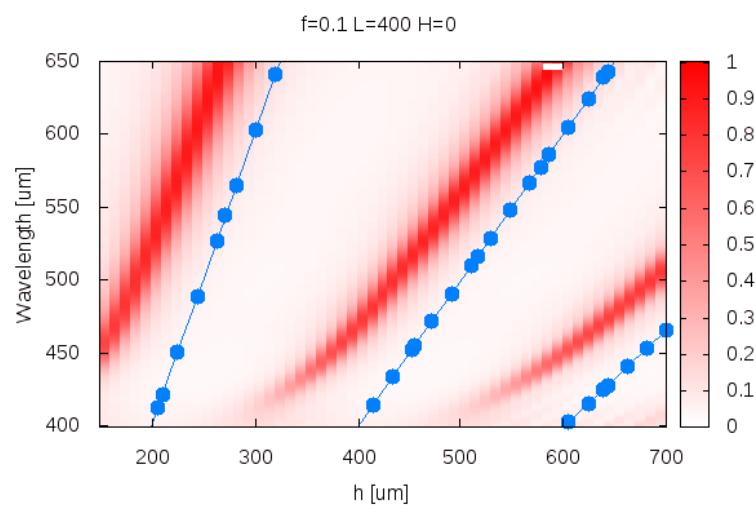
Rysunek 14: Energia pola E-M, dla $h=250\mu m$ $\lambda = 550\mu m$

3.4 Siatki ze złota

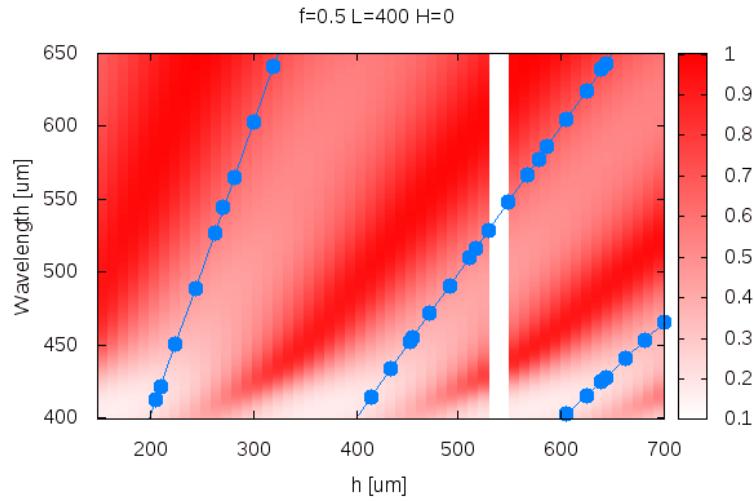
W tej części przeprowadzone zostały symulacje analogiczne do poprzedniej sekcji. Celem symulacji jest zbadanie różnic wynikających z opisu złota przy pomocy przewodnictwa (1) w stosunku do wykorzystywania modelu doskonałego przewodnika. Wyniki wskazują na bardzo dobrą zgodność przybliżenia idealnego przewodnika z modelem złota dla rozważanych długości fali. Dobra zgodność sugeruje, że można skrócić czas symulacji wykorzystując model doskonałego przewodnika - w szczególności w przypadku ewentualnych symulacjach trójwymiarowych.



Rysunek 15: Współczynnik T przez siatkę złotą.



Rysunek 16: Współczynnik T przez siatkę złotą.

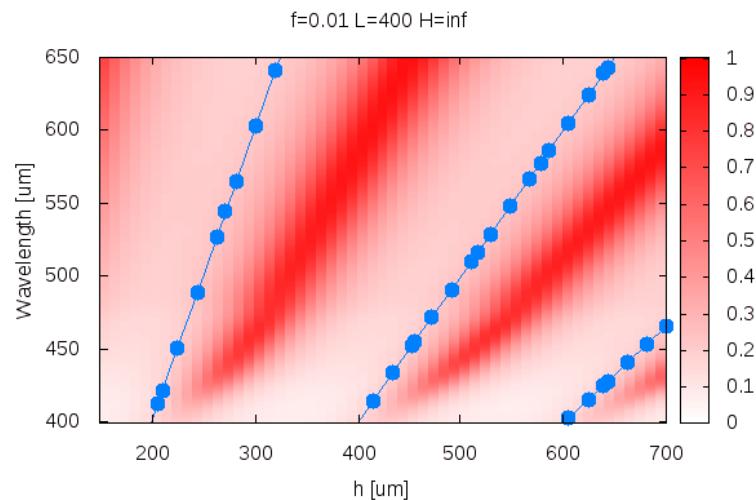


Rysunek 17: Współczynnik T przez siatkę złotą

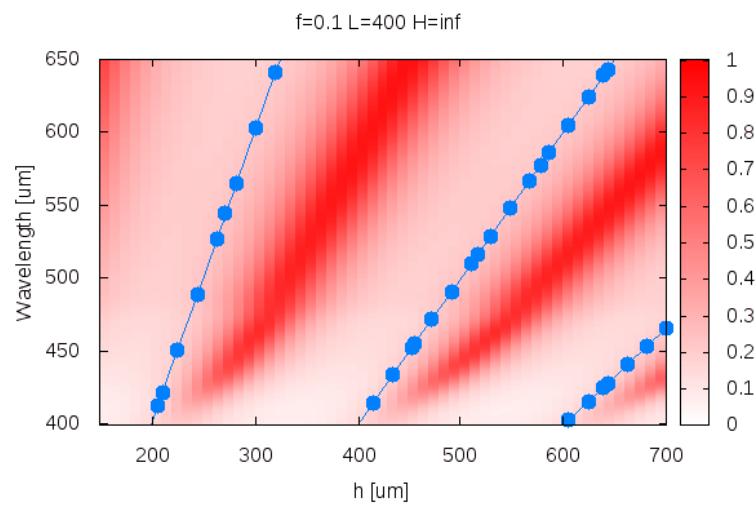
3.5 Wykorzystanie siatek złotych do rezonansowego wzbudzenia modu propagującego się w GaAs

W wyniku zmiany ośrodka do którego propaguje się światło następuje przesunięcie rezonansu transmisji. Efekt ten został potwierdzony poprzez symulacje numeryczne metodą FDTD, w geometrii odpowiadającej $H = \infty$.

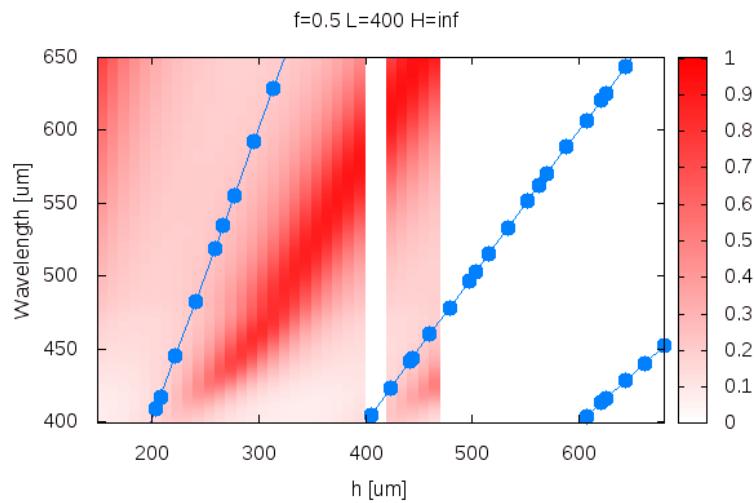
Zaskakującym wynikiem uzyskanym dla tych symulacji jest brak zależności położenia i kształtu rezonansów od współczynnika f .



Rysunek 18: Współczynnik T przez siatkę złotą z powietrza do arsenku galu, z rozdzielczością 2 punktów na $1\mu m$.



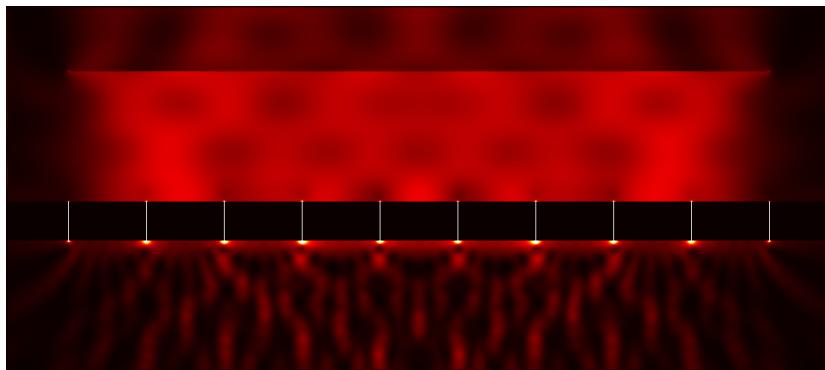
Rysunek 19: Współczynnik T przez siatkę złotą z powietrza do arsenku galu.



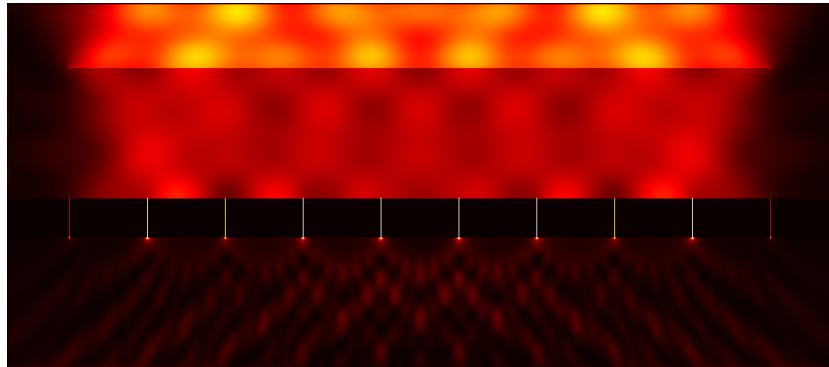
Rysunek 20: Współczynnik T przez siatkę złotą z powietrza do arsenku galu.

3.6 Rozkłady energii dla transmisji do GaAs

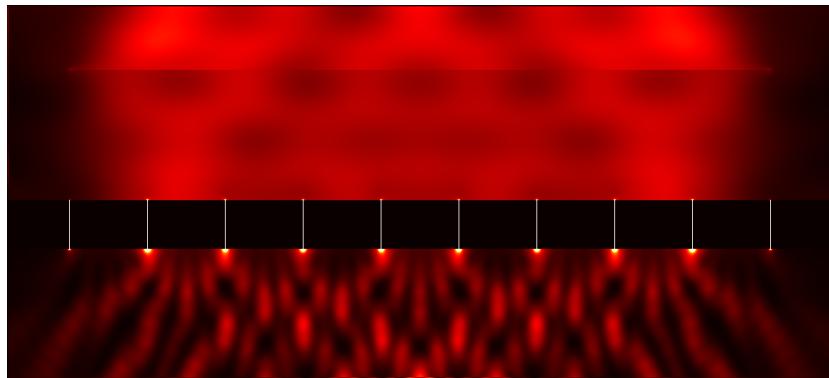
Dla potwierdzenia wyników powyższych symulacji wykonano analogiczne symulacje ze źródłami ciągłymi o różnych długościach fali. Wyniki uśredniono w ramach jednego okresu zmienności źródła.



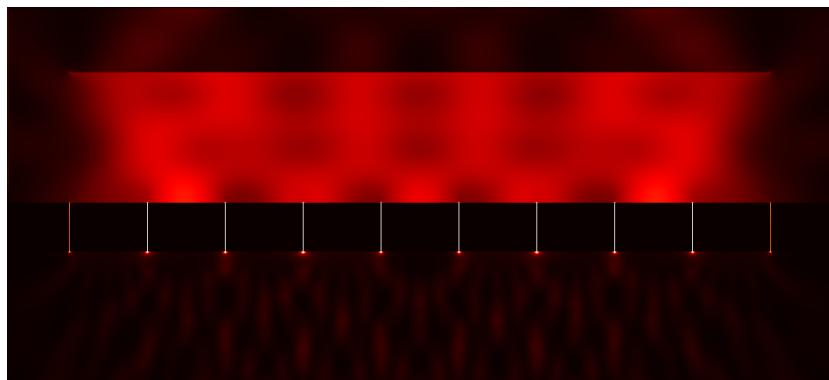
Rysunek 21: Energia pola E-M, dla $h=200\mu m$ $\lambda = 500\mu m$



Rysunek 22: Energia pola E-M, dla $h=200\mu m$ $\lambda = 450\mu m$



Rysunek 23: Energia pola E-M, dla $h=250\mu m$ $\lambda = 600\mu m$



Rysunek 24: Energia pola E-M, dla $h=250\mu m$ $\lambda = 550\mu m$

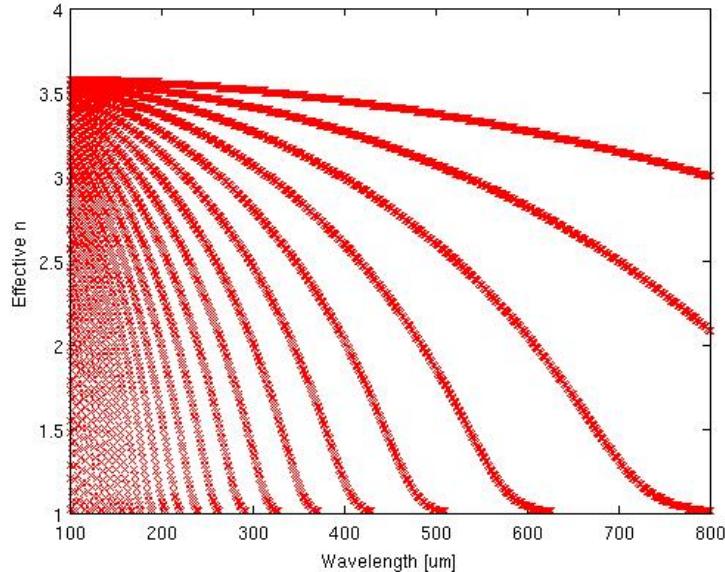
3.7 Przypadek dwuwymiarowy

W przypadku siatki dwuwymiarowej pokazano, eksperymentalnie separowanie się rozwiązań problemu jednowymiarowego ze względu na polaryzację [4]. Należy zaznaczyć, że autorzy używali otworów prostokątnych o rozmiarach $200 - 250 \mu\text{m}$ dla częstotliwości w zakresie $0.6 - 0.8 \text{ THz}$. Dla tak dużych otworów stosunkowo krótkich długości fali nie zauważamy istniejącej w falowodach tego typu długości fali odcięcia.

Zmiana kształtu otworów z prostokątnego na eliptyczny ma nieznaczny wpływ na położenie rezonansu [1].

3.8 Wzbudzenie modu w falowodzie z GaAs

W celu wzbudzenia modu w falowodzie przy pomocy siatki dyfrakcyjnej musimy uzyskać dopasowanie pędowe, pomiędzy modelem propagującym w falowodzie a falą padającą. Wektor falowy dodawany w kierunku prostopadłym do propagacji siatki dyfrakcyjnej jest zgodny z okresem siatki. W celu wyznaczenia odpowiednich parametrów, rozwiązano problem struktury modowej dla projektowanego (asymetrycznego, z podkładem metalowym) falowodu planarnego. Otrzymane efektywne współczynniki załamania przedstawia wykres 25.

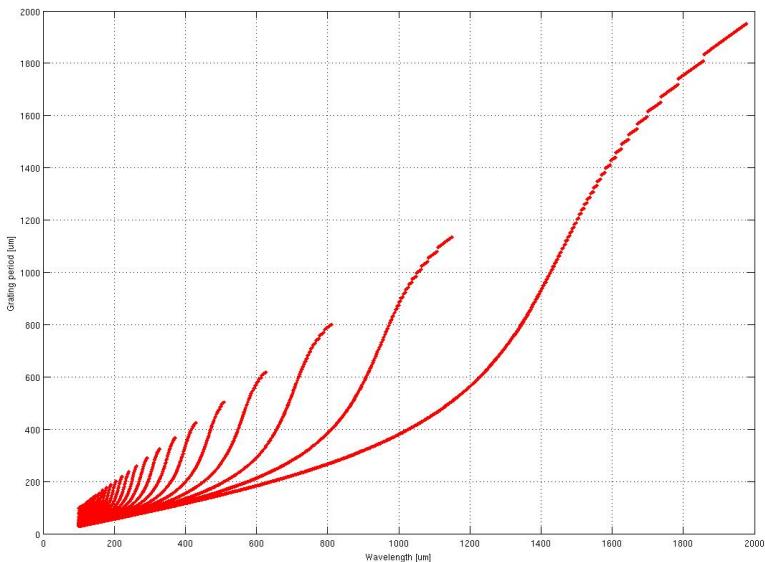


Rysunek 25: Struktura modowa falowodu z GaAs ($\epsilon = 12.9$) o grubości $400 \mu\text{m}$ otoczonego z jednej strony idealnym przewodnikiem, z drugiej strony powietrzem.

Najwyższy efektywny współczynnik załamania odpowiada modowi podsta-

wowemu, dla którego efektywność wzbudzenia będzie największa. Dla rdzenia o grubości 400um w zakresie subterahercowym falowód jest wielomodowy. Z tego powodu trudno będzie kontrolować rozkład pola w falowodzie, jest jednak możliwe uzyskanie dużego wzmacnienia pola w obszarze przy granicy GaAs-powietrze. Położenia tych obszarów nie można jednak kontrolować. Sytuacja zmieniaby się w przypadku cienkiego rdzenia falowodu - 100um, taki falowód jest jednomodowy dla długości fali powyżej 300um. W takim układzie można spodziewać się stabilnego i niemal symetrycznego rozkładu pól wewnątrz światłowodu niezależnie od wyboru przekroju.

Wykorzystując efektywne współczynniki załamania modów możemy obliczyć okresy siatek dyfrakcyjnych potrzebnych do ich wzbudzenia. Obliczenia te dla szerokiego obszaru długości fali przedstawia wykres 26.



Rysunek 26: Zależność okresu siatki dyfrakcyjnej potrzebnej do wzbudzenia w falowodzie modu w zależności od długości fali padającej, dla różnych modów. Rdzeń falowodu z GaAs ($\epsilon = 12.9$) o grubości $400\mu m$ otoczony jest z jednej strony idealnym przewodnikiem, z drugiej strony powietrzem.

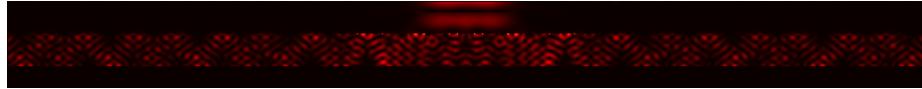
Na podstawie powyższych wykresów zaproponowano trzy układy eksperymentalne:

A) $\lambda = 600\mu m$, L=183 μm .

B) $\lambda = 822\mu m$, L=308 μm .

C) $\lambda = 1308\mu m(300GHz)$, L=729 μm , których działanie sprawdzono przy pomocy symulacji metodą FDTD ze źródłem monochromatycznym. Obrazy pola w stanie ustalonym przedstawiono na rysunkach 27 - 29. W trakcie symulacji

założono, że pod warstwą GaAs umieszczono idealny przewodnik.



Rysunek 27: Rozkład energii pola elektromagnetycznego dla układu A.



Rysunek 28: Rozkład energii pola elektromagnetycznego dla układu B.



Rysunek 29: Rozkład energii pola elektromagnetycznego dla układu C.

4 Podsumowanie

Dla celów grantu rozważane były struktury w postaci siatek dyfrakcyjnych ze złota na GaAs jak na rysunku 4, dla których decydującym parametrem powinna być grubość siatki dyfrakcyjnej. Zostało to sprawdzona przez serie symulacji FDTD. Poza grubością wyraźny wpływ na położenie rezonansu ma również okres siatki dyfrakcyjnej. Dla każdego zestawu parametrów struktury przeprowadzono symulację propagacji impulsu elektromagnetycznego, zawierającego interesujący nas zakres częstotliwości. Następnie odtworzono współczynniki transmisji(T) i odbicia(R). Wyniki serii symulacji zestawiono razem na wykresach trój wymiarowych (trzeci wymiar w postaci mapy kolorów).

Przeprowadzone symulacje potwierdzają rezonansową, na zasadzie F-P transmisje w dziedzinie THz przez siatkę złotą, przewidywaną teoretycznie dla idealnego przewodnika. Na podstawie wyników symulacji można stwierdzić, że przy propagacji promieniowania THz z powietrza do GaAs rozmiar otworów nie ma kluczowego znaczenia. W przypadku propagacji do GaAs uzyskiwane rezonanse transmisji nie są również tak wąskie jak w przypadku propagacji z powietrza do powietrza.

Przedstawione wyniki symulacji charakteryzują się stabilnością rozwiązań dla próbkowania przestrzennego $1 \frac{\text{punkt}}{\mu\text{m}}$, oraz standardowej wartości współczynnika Couranta równej $\frac{n_{min}}{\sqrt{dim}}$.

Zaproponowano schemat budowy anteny opartej na wzbudzeniu modu falowodowego w GaAs. Wyniki numerycznego rozwiązania równania charaktery-

stycznego falowodu potwierdzono symulacjami dla źródeł ciągłych w dziedzinie czasu dla trzech długości fali źródła.

Literatura

- [1] Abul K. Azad and Weili Zhang. Resonant terahertz transmission in sub-wavelength metallic hole arrays of sub-skin-depth thickness. *Opt. Lett.*, 30(21):2945–2947, Nov 2005.
- [2] F. J. Garc’-Vidal, H. J. Lezec, T. W. Ebbesen, and L. Mart
- [3] Bin Guo. Photonic band gap structures of obliquely incident electromagnetic wave propagation in a one-dimension absorptive plasma photonic crystal. *Physics of Plasmas*, 16(4):043508, 2009.
- [4] D. Hu and Y. Zhang. Localized surface plasmons-based transmission enhancement of terahertz radiation through metal aperture arrays. *Optik*, 121:1423–1426, September 2010.
- [5] T. H. Isaac, W. L. Barnes, and E. Hendry. Determining the terahertz optical properties of subwavelength films using semiconductor surface plasmons. *Applied Physics Letters*, 93(24):241115, 2008.
- [6] N. Laman and D. Grischkowsky. Terahertz conductivity of thin metal films. *Applied Physics Letters*, 93(5):051105, 2008.
- [7] Y.S. Lee. *Principles of Terahertz Science and Technology*. Lecture Notes in Physics. Springer US, 2008.
- [8] D.R. Lide. *CRC handbook of chemistry and physics: a ready-reference book of chemical and physical data*. CRC Handbook of Chemistry and Physics, 85th Ed. CRC Press, 2004.
- [9] M. A. Ordal, L. L. Long, R. J. Bell, S. E. Bell, R. R. Bell, Jr. R. W. Alexander, and C. A. Ward. Optical properties of the metals al, co, cu, au, fe, pb, ni, pd, pt, ag, ti, and w in the infrared and far infrared. *Appl. Opt.*, 22(7):1099–1119, Apr 1983.
- [10] E.D. Palik. *Handbook of optical constants of solids II*. Handbook of Optical Constants of Solids. Academic Press, 1991.
- [11] Jaime Gómez Rivas, Christof Janke, Peter Bolivar, and Heinrich Kurz. Transmission of thz radiation through insb gratings of subwavelength apertures. *Opt. Express*, 13(3):847–859, Feb 2005.
- [12] Yijun Zhang, Benkang Chang, Zhi Yang, Jun Niu, Yajuan Xiong, Feng Shi, Hui Guo, and Yiping Zeng. Annealing study of carrier concentration in gradient-doped gaas/gaalas epilayers grown by molecular beam epitaxy. *Appl. Opt.*, 48(9):1715–1720, Mar 2009.