

Uniwersytet Jagielloński w Krakowie

Wydział Fizyki, Astronomii

i Informatyki Stosowanej

Instytut Fizyki im. Mariana Smoluchowskiego

Aleksandra Pławecka

Zimne atomy i plazmony powierzchniowe

praca licencjacka pod kierunkiem
dra Tomasza Kawalca

Kraków, 2013

Pragnę podziękować mojemu promotorowi, dr. Tomaszowi Kawalcowi, za opiekę naukową, cierpliwość oraz przekazaną wiedzę podczas powstawania niniejszej pracy.

Ponadto chciałabym bardzo podziękować mgr Dobrosławie Bartoszek - Bober za wiele cennych uwag i bezpośrednią pomoc podczas pracy doświadczalnej.

Spis treści

1. Wstęp	4
2. Teoria polarytonów plazmonów powierzchniowych	5
2.1. Równania Maxwella	5
2.2. Fala zanikająca	6
2.3. Polarytony plazmonów powierzchniowych	7
2.4. Wzbudzenie SPP	11
2.5. Zimne atomy i plazmony powierzchniowe	14
3. Metaliczne siatki dyfrakcyjne	15
3.1. Ścisła metoda fal sprzężonych	15
3.2. Parametry siatki dyfrakcyjnej	16
4. Diagnostyka metalicznych struktur periodycznych	19
4.1. Płyta DVD	19
4.2. Siatka dyfrakcyjna	21
5. Lustro dipolowe dla atomów	32
6. Podsumowanie	34

1. Wstęp

W Laboratorium Zimnych Atomów przy Powierzchni badane są oddziaływania zimnych atomów z powierzchniami ciał stałych przy pomocy układu dipolowego lustra optycznego. Lustro dipolowe działać będzie na bazie polarytonów plazmonów powierzchniowych, wzbudzanych przy pomocy światła na metalicznych siatkach dyfrakcyjnych.

W pierwszej części pracy opisano podstawowe zagadnienia dotyczące teorii polarytonów plazmonów powierzchniowych oraz lustro dipolowego dla atomów.

W części drugiej opisano metody modelowania struktur periodycznych oraz przedstawiono wyniki symulacji różnych siatek dyfrakcyjnych.

W części trzeciej przedstawiono wyniki diagnostyki siatek jak dotąd utworzonych.

W części ostatniej zaprezentowano poglądowy schemat układu lustro dipolowego oraz pierwsze uzyskane wyniki pomiarów.

2. Teoria polarytonów plazmonów powierzchniowych

2.1. Równania Maxwella

Do opisu oddziaływań pola elektromagnetycznego z ośrodkiem materialnym służą równania Maxwella:

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

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho, \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0. \quad (2.4)$$

Równania te wiążą cztery wielkości wektorowe: natężenie pola elektrycznego $\vec{E}$, natężenie pola magnetycznego $\vec{H}$, indukcję elektryczną $\vec{D}$ oraz indukcję magnetyczną $\vec{B}$. Ponadto $\vec{j}$ jest gęstością prądu elektrycznego a ρ gęstością ładunku elektrycznego. Wielkości te można powiązać również za pomocą równań materiałowych (dla ośrodków niemagnetycznych):

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (2.5)$$

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}, \quad (2.6)$$

gdzie μ to przenikalność magnetyczna ośrodka, ϵ_0 i μ_0 przenikalności elektryczna i magnetyczna próżni. $\vec{P}$ jest wektorem polaryzacji elektrycznej opisującym moment dipolowy na jednostkę objętości, dla ośrodków liniowych i jednorodnych powiązany jest z $\vec{E}$ zależnością:

$$\vec{P} = \epsilon_0(\epsilon - 1)\vec{E}, \quad (2.7)$$

gdzie ϵ to przenikalność elektryczna ośrodka. W przypadku gdy rozpatrywana jest granica dwóch ośrodków o różnych ϵ i μ , można bezpośrednio z równań Maxwella wyprowadzić warunki ciągłości. Warunki graniczne, w obecności swobodnych ładunków elektrycznych i prądów przedstawiają się następująco:

$$D_1^\perp - D_2^\perp = \rho_{sw}, \quad (2.8)$$

$$\vec{E}_1^\parallel - \vec{E}_2^\parallel = 0, \quad (2.9)$$

$$B_1^\perp - B_2^\perp = 0, \quad (2.10)$$

$$\vec{H}_1^\parallel - \vec{H}_2^\parallel = \vec{K}_{sw}. \quad (2.11)$$

ρ_{sw} oraz K_{sw} są to gęstości odpowiednio swobodnego ładunku powierzchniowego i swobodnego prądu powierzchniowego. Symbol $\parallel$ oznacza składową równoległą do powierzchni odpowiedniego wektora, natomiast $\perp$ jego składową prostopadłą.

Dla ośrodków liniowych, bezstratnych i bezdispersyjnych całkowita gęstość energii pola elektromagnetycznego wyraża się wzorem:

$$U_{em} = \frac{1}{2}(\vec{E} \cdot \vec{D} + \vec{B} \cdot \vec{H}). \quad (2.12)$$

Wektorem Poyntinga $\vec{S}$ nazywamy energię przenoszoną przez pola $\vec{E}$ oraz $\vec{H}$ w jednostce czasu na jednostkę powierzchni:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}. \quad (2.13)$$

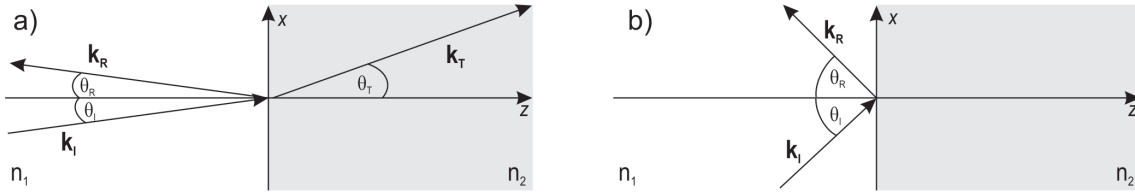
Zwrot $\vec{S}$ pokazuje kierunek propagacji energii (dla fali propagującej się zwrot jest taki sam jak zwrot wektora falowego). Wektor Poyntinga oraz gęstość energii można powiązać ze sobą za pomocą zasady zachowania energii dla pola elektromagnetycznego (równania ciągłości):

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{S} = -\vec{j} \cdot \vec{E}. \quad (2.14)$$

Jest to równanie opisujące zmiany gęstości energii pola elektromagnetycznego w zależności od przepływu energii oraz jego absorpcji w ośrodku.

2.2. Fala zanikająca

Rozważmy monochromatyczną falę płaską padającą z ośrodka optycznie gęstszego o współczynniku załamania n_1 do ośrodka optycznie rzadszego o współczynniku załamania n_2 , zatem $n_1 > n_2$ (Rys. 1a).



Rysunek 1: a) Fala płaska o wektorze falowym $\mathbf{k}$ przechodząca z ośrodka gęstszego optycznie do ośrodka optycznie rzadszego ($n_1 > n_2$). b) Zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia — fala płaska pada pod kątem większym od kąta granicznego.

W sytuacji, gdy fala elektromagnetyczna pada pod pewnym kątem granicznym, z prawa Snella danym wzorem:

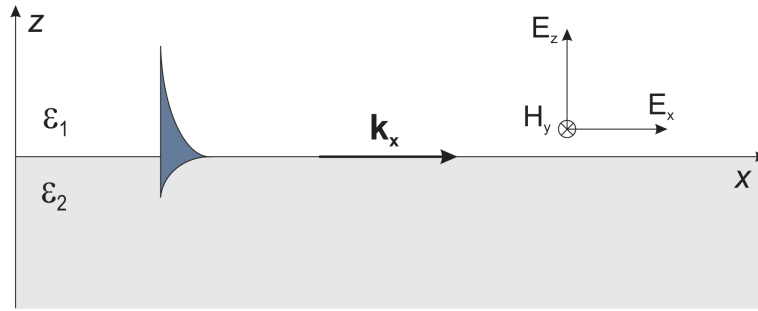
$$\theta_{gr} = \arcsin \frac{n_2}{n_1}, \quad (2.15)$$

wtedy kąt propagacji fali załamanej $\theta_T = \frac{\pi}{2}$ i promień przechodzący "ślizga się" po powierzchni. Jeśli natomiast kąt padania fali θ_I jest większy od kąta granicznego, zachodzi zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia (z ang. TIR — total internal reflection). W takim przypadku nie ma promienia załamane, jest tylko promień odbity — refleksja $R = 1$ (Rys. 1b). Pola w ośrodku o współczynniku załamania n_2 nie są jednak równe zero — powstaje fala zanikająca, propagująca się wzdłuż granicy ośrodków i zanikająca eksponencjalnie wraz ze wzrostem odległości od granicy. Średnia po czasie ze składowej z (prostopadła do granicy ośrodków) wektora Poyntinga jest równa zero — fala nie przenosi energii do ośrodka 2.

2.3. Polarytony plazmonów powierzchniowych

Plazmon jest przykładem wzbudzenia elementarnego, kwantem drgań plazmy. Polarytony powstają na skutek oddziaływania fali elektromagnetycznej z elementarnymi wzbudzeniami ośrodka, w którym fala się propaguje — jest to sprzężenie fotonu i kwazicząstki. Polarytony plazmonów powierzchniowych (SPP - Surface Plasmon Polaritons) są to więc wzbudzenia elektromagnetyczne, propagujące się wzdłuż granicy ośrodków metal — dielektryk, których amplituda maleje wykładniczo wraz ze wzrostem odległości od granicy. Dla dielektryka $\epsilon_1 > 0$, natomiast dla metalu otrzymujemy zespoloną funkcję dielektryczną $\epsilon_2 = \epsilon'_2 + i\epsilon''_2$, gdzie $\text{Re}[\epsilon_2] < 0$. Dla granicy metal — dielektryk mamy zatem rzeczywiste części stałych dielektrycznych przeciwnych znaków — umożliwia to propagację SPP.

Rozważmy granicę pomiędzy dielektrykiem w obszarze $z > 0$, o dodatniej i rzeczywistej stałej dielektrycznej ϵ_1 , a metalem w obszarze $z < 0$, o zespolonej funkcji dielektrycznej zależnej od częstości $\epsilon_2(\omega)$ (Rys. 2).



Rysunek 2: Schemat wzbudzenia SPP na granicy dielektryk (ϵ_1) — metal (ϵ_2).

Pole elektromagnetyczne SPP można wyznaczyć korzystając z równań Maxwella, uwzględniając odpowiednie warunki brzegowe. Zakładamy ciągłość składowych stycznych pola elektrycznego i magnetycznego na granicy ośrodków, oraz eksponencjalne znikanie pól wraz ze wzrostem odległości od granicy. Przyjmujemy również, że natężenie pola elektrycznego zależy harmonicznie od czasu $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{-i\omega t}$, oraz propagację fali w kierunku osi x : $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}(z)e^{ik_x x}$. Parametr k_x jest tzw. stałą propagacji, wskazującym kierunek rozchodzenia się fali. Korzystając z równania Helmholtza:

$$\nabla^2 \vec{E} + k_0^2 \epsilon \vec{E} = 0, \quad (2.16)$$

gdzie $k_0 = \frac{\omega}{c}$ jest wektorem falowym fali propagującej się w próżni, po podstawieniu postulowanej postaci fali otrzymujemy równanie falowe:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} + (k_0^2 \epsilon - k_x^2) \vec{E} = 0. \quad (2.17)$$

Analogiczne równanie dostajemy również dla pola $\vec{H}$:

$$\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial z^2} + (k_0^2 \epsilon - k_x^2) \vec{H} = 0. \quad (2.18)$$

Rozwiązanie powyższych równań falowych dopuszcza istnienie dwóch modów fali elektromagnetycznej: TE (transverse electric) oraz TM (transverse magnetic).

Mody TM

Dla fali o polaryzacji TM jedynymi niezerowymi składowymi pól są E_x , E_z oraz H_y . W tym przypadku równanie falowe redukuje się do postaci:

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \epsilon - k_x^2) H_y = 0 \quad (2.19)$$

Rozwiązania równań Maxwella dla fali rozchodzącej się w kierunku x i zanikającej eksponencjalnie w kierunku prostopadłym do płaszczyzny propagacji, można zapisać jako:

$$z > 0:$$

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \frac{i}{\omega \epsilon_0 \epsilon_1} A_1(k_{1z}, 0, ik_x) e^{ik_x x - k_{1z} z - i\omega t}, \quad (2.20)$$

$$\vec{H}(x, y, z, t) = A_1(0, 1, 0) e^{ik_x x - k_{1z} z - i\omega t}, \quad (2.21)$$

$$z < 0:$$

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \frac{-i}{\omega \epsilon_0 \epsilon_2} A_2(k_{2z}, 0, -ik_x) e^{ik_x x + k_{2z} z - i\omega t}, \quad (2.22)$$

$$\vec{H}(x, y, z, t) = A_2(0, 1, 0) e^{ik_x x + k_{2z} z - i\omega t}, \quad (2.23)$$

gdzie k_{1z} oraz k_{2z} to składowe wektorów falowych prostopadłe do powierzchni w dielektryku i metalu, których odwrotności definiują głębokość wnikania pola elektromagnetycznego w ośrodki w kierunku osi z , ω jest częstotliwością fali padającej.

Żądamy spełnienia warunków ciągłości na powierzchni $z = 0$: ciągłość składowej H_y daje równość $A_1 = A_2$, natomiast ciągłość składowej E_x prowadzi do równania:

$$\begin{aligned} A_1 \frac{k_{1z}}{\epsilon_1} &= -A_2 \frac{k_{2z}}{\epsilon_2}, \\ \frac{k_2}{k_1} &= -\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}. \end{aligned} \quad (2.24)$$

Widać więc, że na granicy metal - dielektryk propagują się plazmony o modzie TM, kiedy rzeczywista część zespolonej funkcji dielektrycznej ϵ_2 i stała dielektryczna ϵ_1 są przeciwnych znaków. Ponieważ $\epsilon_1 > 0$ plazmony mogą istnieć jedynie w takim obszarze, gdzie część rzeczywista funkcji dielektrycznej metalu jest ujemna. Podstawiając wyrażenie na H_y do równania 2.19 otrzymujemy:

$$k_{1z}^2 = k_x^2 - k_0^2 \epsilon_1, \quad (2.25)$$

$$k_{2z}^2 = k_x^2 - k_0^2 \epsilon_2. \quad (2.26)$$

Następnie łącząc to wyrażenie z równaniem 2.24 otrzymujemy relację dyspersji dla SPP:

$$k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_2 \epsilon_1}{\epsilon_2 + \epsilon_1}} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_2 \epsilon_1}{\epsilon_2 + \epsilon_1}}, \quad (2.27)$$

gdzie c jest prędkością światła w próżni a k_0 odpowiada wektor falowy fali elektromagnetycznej propagującej się w dielektryku.

Mody TE

Dla fali o polaryzacji TE jedynymi niezerowymi składowymi pól są H_x , H_z oraz E_y . Przeprowadzając analogiczne rozumowanie jak dla modu TM, otrzymujemy rozwiązania równań Maxwella postaci:

$$z > 0:$$

$$\vec{E}(x, y, z, t) = A_1(0, 1, 0)e^{ik_x x - k_{1z} z - i\omega t}, \quad (2.28)$$

$$\vec{H}(x, y, z, t) = \frac{-i}{\omega\mu_0} A_1(k_{1z}, 0, ik_x)e^{ik_x x - k_{1z} z - i\omega t}, \quad (2.29)$$

$$z < 0:$$

$$\vec{E}(x, y, z, t) = A_2(0, 1, 0)e^{ik_x x + k_{2z} z - i\omega t}, \quad (2.30)$$

$$\vec{H}(x, y, z, t) = \frac{i}{\omega\mu_0} A_2(k_{2z}, 0, -ik_x)e^{ik_x x + k_{2z} z - i\omega t}. \quad (2.31)$$

Podobnie jak dla modu TM, spełnienia warunków ciągłości na powierzchni $z = 0$: ciągłość składowej E_y daje równość $A_1 = A_2$, natomiast ciągłość składowej H_x prowadzi do równania:

$$A_1(k_1 + k_2) = 0. \quad (2.32)$$

Części rzeczywiste składowych wektorów falowych k_{1z} oraz k_{2z} muszą być dodatnie, wobec czego jedynym rozwiązaniem równania jest $A_1 = A_2 = 0$. Nie istnieją zatem plazmony powierzchniowe o polaryzacji TE.

Relacja dyspersji dla SPP

Powróćmy do relacji dyspersji wyznaczonej dla SPP (równanie 2.27). Na rys. 3 pokazano relację dyspersji dla granicy pomiędzy metalem a dielektrykiem o $\epsilon_1 = 1$.

Prosta dana równaniem $\omega = ck_x$ jest linią dyspersji dla światła w dielektryku. Obszar, w którym wektor falowy SPP jest czysto urojony jest obszarem wzbronionym — propagacja plazmonów w tym obszarze nie jest dozwolona. Dla dużych wartości wektora falowego k_x częstość SPP zbliża się do częstości plazmonu powierzchniowego $\omega_{SP} = \omega_p \sqrt{\frac{1}{1+\epsilon_1}}$ — stała propagacji plazmonów jest więc znacznie większa od k_0 , plazmony przypominają charakterem plazmę powierzchniową (ω_p jest to częstość plazmowa). Natomiast dla małych wartości wektora falowego stała propagacji plazmonu zbliża się do linii dyspersji dla światła - plazmony przypominają falę elektromagnetyczną, która propaguje się wzdłuż powierzchni metalu.

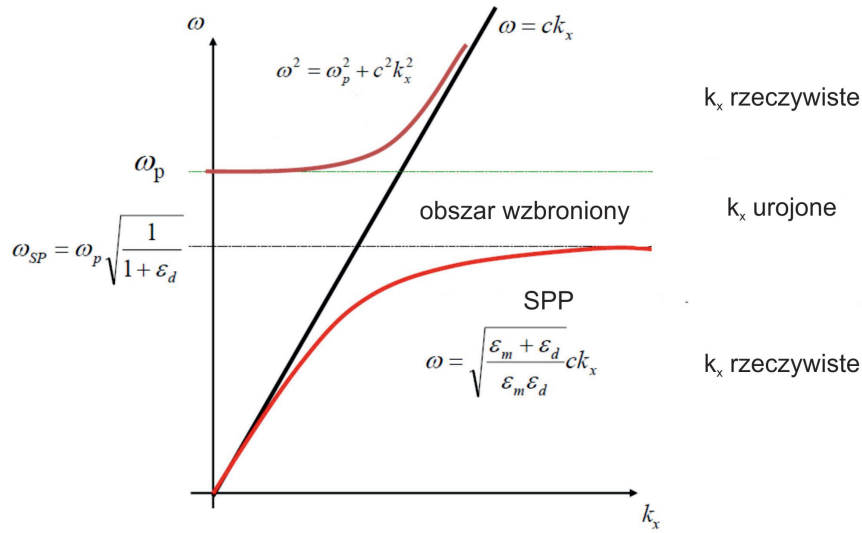
Dla metali rzeczywistych, np. złota należy uwzględnić tłumienie, wynikające z absorpcji plazmonów przez ośrodek. Powoduje to, że energia niesiona przez SPP zanika eksponencjalnie w miarę propagacji plazmonu przy granicy metalu z dielektrykiem.

Dla dielektryka $\epsilon_1 > 0$, dla metalu mamy zespoloną funkcję dielektryczną ($\epsilon_2 = \epsilon'_2 + i\epsilon''_2$), przy czym $\epsilon'_2 < 0$ oraz $|\epsilon'_2| > \epsilon''_2$.

Wektor falowy SPP możemy zapisać w postaci:

$$k_x = k_{SPP} = k'_{SPP} + ik''_{SPP}, \quad (2.33)$$

przy czym



Rysunek 3: Relacja dyspersji dla SPP na granicy metalu i dielektryka. Za: [13].

$$k'_{SPP} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_2 \epsilon_1}{\epsilon'_2 + \epsilon_1}}, \quad (2.34)$$

$$k'_{SPP} = k_0 \sqrt[3]{\frac{\epsilon'_2 \epsilon_1}{\epsilon'_2 + \epsilon_1} \frac{\epsilon''_2}{2|\epsilon'_2|^2}}. \quad (2.35)$$

Droga propagacji i głębokość wnikania

Długość drogi propagacji SPP wzdłuż granicy metalu z dielektrykiem można wyznaczyć znając $Im[k_{SPP}]$, opisującą absorpcję w ośrodku:

$$L_{SPP} = \frac{1}{2k''_{SPP}}, \quad (2.36)$$

natomiast długość fali plazmonu wyznacza część rzeczywista liczby falowej:

$$\lambda = \frac{2\pi}{k'_{SPP}}. \quad (2.37)$$

Amplituda SPP zanika eksponencjalnie w obu ośrodkach. Głębokość wnikania pola elektromagnetycznego w ośrodek zależy od jego funkcji dielektrycznej, oraz od częstotliwości fali padającej ($k_0 = \frac{\omega}{c}$):

$$k_{z1,2} = \sqrt{\epsilon_{1,2} k_0^2 - k_x^2}, \quad (2.38)$$

$$L_{z1,2} = \frac{1}{|Im[k_{z1,2}]|}. \quad (2.39)$$

Jest to miara wnikania fali do metalu, odległość, na jakie amplituda fali maleje e -krotnie.

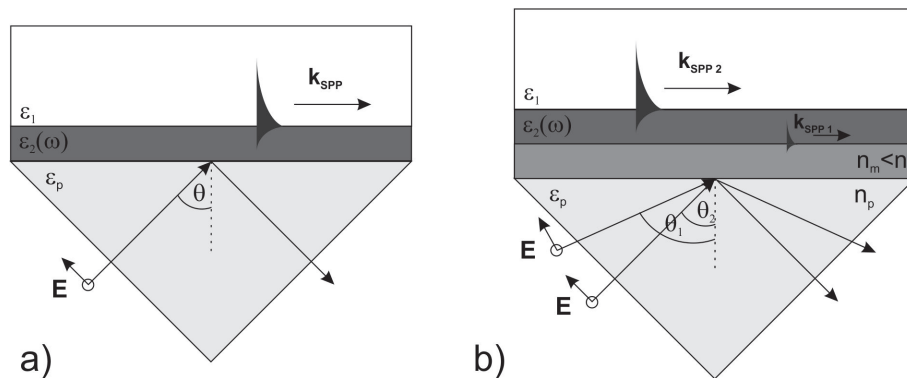
2.4. Wzbudzenie SPP

Polarytony plazmonów powierzchniowych mogą być wzbudzane jedynie światłem o polaryzacji TM, to znaczy gdy wektor pola magnetycznego jest prostopadły do płaszczyzny padania a pole elektryczne posiada składową wzdłuż kierunku propagacji. Analizując relację dyspersji (2.27) widać, że wektor falowy SPP k_x poruszającego się po styku dielektryka z metalem, jest zawsze większy, niż wektor falowy fali elektromagnetycznej o tej samej częstotliwości rozchodzącej się w danym dielektryku. Aby wzbudzić SPP należy dopasować wektory falowe, co można osiągnąć poprzez zwiększenie wektora falowego fali padającej w specjalnych konfiguracjach.

Zwiększenie wektora falowego można osiągnąć wykorzystując zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia (konfiguracje Kretschmanna i Otto) lub dzięki efektom dyfrakcyjnym pojawiającym w wyniku oddziaływania pola elektromagnetycznego ze strukturą periodyczną.

Konfiguracja Kretschmanna

W konfiguracji Kretschmanna (Rys. 4a) cienka warstwa metalu oświetlana jest przez szklany pryzmat o stałej dielektrycznej ϵ_p , pod kątem θ większym od kąta granicznego dla całkowitego wewnętrznego odbicia.



Rysunek 4: Wzbudzenie SPP w konfiguracji Kretschmanna a) jednowarstwowej oraz b) dwuwarstwowej.

W pryzmacie wytworzona zostaje w ten sposób fala zanikająca. Powoduje to zwiększenie składowej wektora falowego fali padającej w kierunku, w którym propagują się SPP. Dla odpowiedniego kąta padania θ , dla którego składowa wektora falowego fali padającej styczna do płaszczyzny jest taka sama jak wektor falowy SPP na granicy metalu i dielektryka następuje tunelowanie światła przez warstwę metalu:

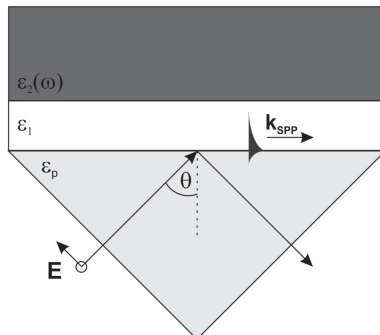
$$k_x = k_{SPP} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_p} \sin \theta. \quad (2.40)$$

W efekcie dochodzi do sprzęgnięcia fotonów z plazmonami powierzchniowymi i wzbudzenia w ten sposób polarytonów plazmonów powierzchniowych po przeciwnej stronie metalu.

Możliwe jest również wzbudzenie SPP pomiędzy dielektrykiem a metalem od strony pryzmatu — tzw. dwuwarstwowa konfiguracja Kretschmanna (Rys. 4b). W tej konfiguracji warstwę metalu dzieli od pryzmatu warstwa materiału o współczynniku załamania n_m mniejszym, niż współczynnik załamania pryzmatu n_p .

Konfiguracja Otto

Konfiguracja Otto również opiera się na zjawisku całkowitego wewnętrznego odbicia w pryzmacie, z tą różnicą, że tunelowanie odbywa się poprzez warstwę powietrza pomiędzy pryzmatem a dowolnie grubą warstwą metalu (Rys. 5).



Rysunek 5: Wzbudzenie SPP w konfiguracji Otto.

Odległość pomiędzy pryzmatem a warstwą metalu powinna być odpowiednio mała — na tyle, żeby wytworzone fale zanikające w efekcie oddziaływania z plazmonami mogły wzbudzić SPP.

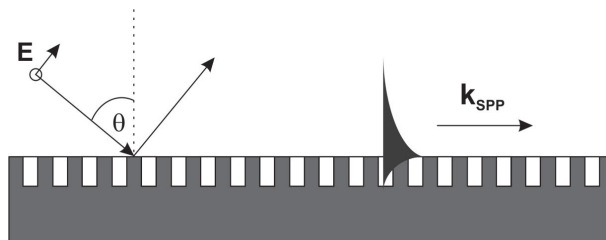
Wzbudzenie polarytonów plazmonów powierzchniowych powoduje spadek natężenia w wiązce odbitej. Wynika on z destruktywnej interferencji pomiędzy wiązką odbita od granicy szkło–metal a promieniowaniem związanym ze wzbudzonymi SPP na granicy metal–dielektryk. Maksymalne wzmocnienie pola elektrycznego SPP przy powierzchni można obliczyć korzystając z równań Fresnela:

$$T_{max}^{el} = \frac{1}{\epsilon_1} \frac{2|\epsilon_2'|}{\epsilon_2''} \frac{a}{1 + |\epsilon_2'|}, \quad (2.41)$$

przy czym $a^2 = |\epsilon_2'|(\epsilon_p - 1) - \epsilon_p$. ϵ_1 jest stałą dielektryczną dielektryka o mniejszym współczynniku załamania, niż współczynnik załamania pryzmatu o stałej dielektrycznej ϵ_p , a ϵ_2 to stała dielektryczna metalu.

Siatki dyfrakcyjne

Drugim sposobem wzbudzania polarytonów plazmonów powierzchniowych jest użycie metalicznej siatki dyfrakcyjnej (Rys. 6).



Rysunek 6: Wzbudzenie SPP na metalicznej siatce dyfrakcyjnej.

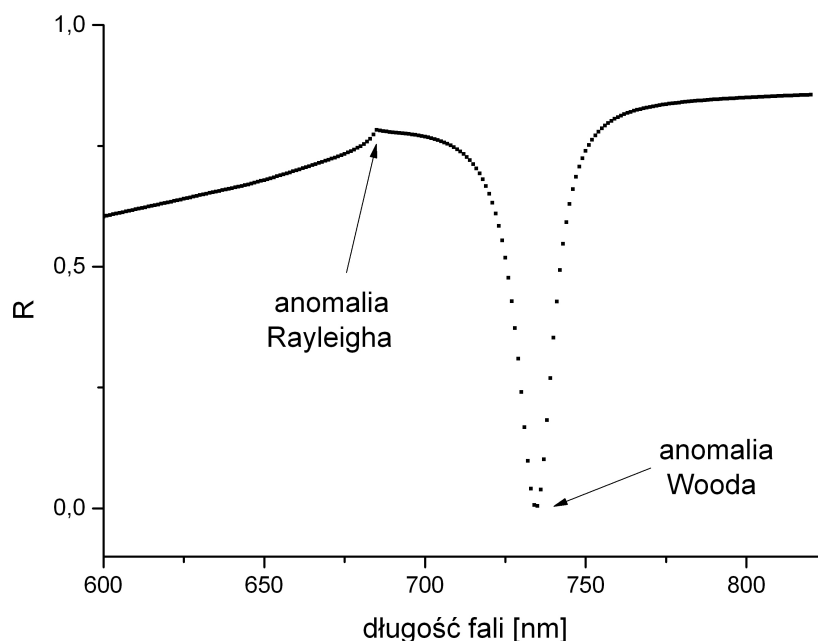
Spełnienie jednocześnie warunku na relację dyspersji (2.27) oraz warunku dyfrakcyjnego dla siatki umożliwia wzbudzenie SPP na granicy ośrodków. W takim wypadku, dla każdego

kąta padania istnieje pewien przedział długości fali spełniający wymagany warunek. Spełnienie obu kryteriów sprawia, że składowa styczna wektora falowego fali padającej jest powiększona o wektor siatki o okresie d według wzoru:

$$k_{SPP} = k_0 \sin \theta_i \pm \frac{2\pi}{d}m, \quad (2.42)$$

gdzie $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ to numery kolejnego rzędu ugięcia (powstawanie kolejnych rzędów zapewnia periodyczna struktura siatki dyfrakcyjnej).

Z analizą oddziaływania fali elektromagnetycznej ze strukturą periodyczną związane są tzw. anomalie Wooda i Rayleigha (Rys.7).



Rysunek 7: Anomalia Wooda i Rayleigha występujące dla siatki dyfrakcyjnej o okresie 945 nm, wysokości zęba 50 nm. Anomalia Rayleigha występuje przy kącie padania 16° dla długości fali 685 nm, natomiast anomalia Wooda dla długości fali 735 nm.

Dla fali o polaryzacji TM, w natężeniu światła odbitego od siatki dyfrakcyjnej można zaobserwować występowanie pewnego minimum. Jest to właśnie anomalia Wooda (wzbudzenie SPP). Próbę wyjaśnienia występującego minimum podjął lord Rayleigh — zinterpretował ją jako przekierowanie energii rzędu zanikającego w pozostałe rzędy dyfrakcji. Sugeruje to jednak, że energia rzędów propagujących się powinna wzrosnąć, tymczasem obserwuje się jej spadek. Wyjaśnienie Rayleigha jest zatem niepoprawne w odniesieniu do anomalii Wooda, jednakże zjawisko wzrostu energii w pozostałych rzędach dyfrakcji zostało również zaobserwowane. Jest to tak zwana anomalia Rayleigha. Jej położenie dla rzędu zanikającego dane jest wzorem [5]:

$$\sin \theta_{inc} = 1 \pm \frac{\lambda}{d}m, \quad (2.43)$$

gdzie λ to długość fali padającej, d jest okresem siatki a $m = 0, 1, 2, 3, \dots$

2.5. Zimne atomy i plazmony powierzchniowe

W Laboratorium Zimnych Atomów przy powierzchni prowadzone są badania nad polarytami plazmonów powierzchniowych, które mają pozwolić na pułapkowanie, dokładną kontrolę ruchu oraz manipulację zimnymi atomami. Jest to możliwe dzięki generacji mikropotencjałów optycznych za pomocą SPP wzbudzonych na metalicznych siatkach dyfrakcyjnych.

Lustro dipolowe dla atomów na bazie siatki dyfrakcyjnej

Podstawowym elementem lustra optycznego jest pryzmat dielektryczny, na powierzchni którego generowana jest fala zanikająca. Napyłając szklany pryzmat warstwą metalu otrzymuje się lustro optyczne działające na zasadzie wzbudzanych SPP w konfiguracji Kretschmanna. Następnie możliwe jest zastąpienie pryzmatu metaliczną siatką dyfrakcyjną, co uczyni układ bardziej zwartym. Opisane poniżej rozumowanie dotyczy lustra dipolowego działającego na zasadzie pryzmatu dielektrycznego. Modyfikując podany poniżej potencjał van der Waalsa oraz uwzględniając inną w przypadku siatki dyfrakcyjnej częstość Rabiego analogiczne rozumowanie można przeprowadzić w przypadku SPP wzbudzanych na siatce.

Lustro optyczne umożliwia odbicie atomów dzięki istnieniu odpychającej siły, tzw. siły dipolowej $\vec{F}_{dip}$. Siłę tę można wyliczyć przy pomocy potencjału dipolowego $\vec{F}_{dip} = -\vec{\nabla}U_{dip}$, danego wzorem:

$$U_{dip} = \frac{h\delta(v)}{4\pi} \ln[1 + \frac{2\Omega_0^2(z)}{\delta^2(v) + \Gamma^2}], \quad (2.44)$$

gdzie Γ to naturalna szerokość linii poziomego wzbudzonego, $\delta(v) = \delta_0 - \vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{v}$, przy czym $\delta_0 = \omega - \omega_0$. Wielkość δ_0 jest to odstrojenie fali od rezonansu w atomach (ω_0 jest częstością rezonansową przejścia optycznego w atomie, natomiast ω częstością fali), a Ω_0 częstością Rabiego. Potencjał U_{dip} jest odpychający dla odstrojenia ku niebieskiemu. Dla odstrojenia ku czerwieni staje się potencjałem przyciągającym. Rozważając całkowity potencjał działający na atomy w kierunku prostopadłym do powierzchni pryzmatu (wzdłuż osi z) należy uwzględnić jeszcze potencjał van der Waalsa (podany dla atomów rubidu, ponieważ to one będą pułapkowane w Laboratorium Zimnych Atomów):

$$U_{vdW} = -\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} \frac{1}{64\pi\epsilon_0} \frac{\frac{4}{3}e^2 a_0^2 \cdot 28.2}{z^3}, \quad (2.45)$$

gdzie z jest odległością od powierzchni pryzmatu, a_0 promieniem Bohra, a n współczynnikiem załamania pryzmatu. Całkowity potencjał działający na atomy w kierunku osi z wynosi:

$$U_{cak}(z, \vec{v}) = U_{dip}(z, \vec{v}) + U_{vdW}(z). \quad (2.46)$$

Oczekuje się, że wzbudzenie SPP na metalicznych siatkach dyfrakcyjnych może również generować potencjał odpychający dla atomów. Lustro dipolowe jest niezbędnym elementem układu mającego na celu nie tylko odbicie chmury zimnych atomów od powierzchni, ale również jej pułapkowanie w tym obszarze.

3. Metaliczne siatki dyfrakcyjne

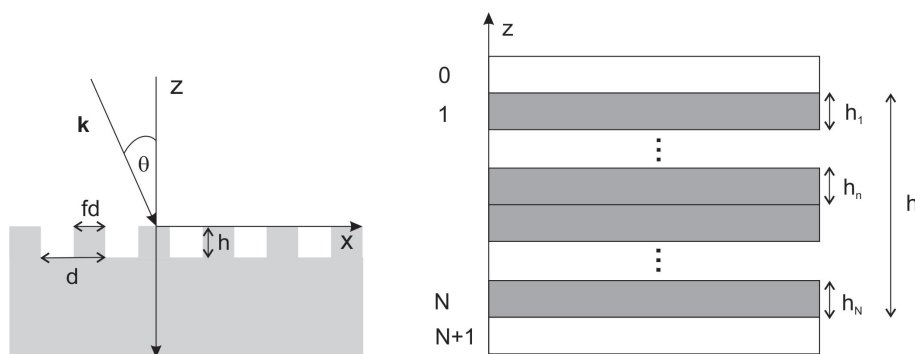
Lustra dipolowe działające na bazie metalicznych siatek dyfrakcyjnych mogą powstać zasadniczo przy użyciu dwóch rodzajów siatek: odbiciowej oraz transmisyjnej. Siatka odbiciowa jest przykładem siatki oświetlanej od góry (od strony próżni), natomiast transmisyjna jest siatką oświetlaną od spodu (od strony szklanego podkładu).

Efektywność oddziaływania pola elektromagnetycznego z siatką dyfrakcyjną zależy przede wszystkim od parametrów użytej w doświadczeniu siatki (okres, grubość, materiał), oraz padającej fali (polaryzacja, długość fali, kąt padania). Symulacja oddziaływania pola elektromagnetycznego z siatką dyfrakcyjną sprowadza się do rozwiązania równań Maxwella z odpowiednio zadanymi warunkami brzegowymi. Umożliwia to zastosowanie jednej z metod: FDTD bądź RCWA. Metoda FDTD (Finite Difference Time Domain), czyli metoda różnic skończonych w domenie czasowej, pozwala na symulację oddziaływania w przypadku dowolnych struktur. Stosowana jest do równań Maxwella zależnych od czasu. Alternatywą dla niej jest ścisła metoda fal sprzężonych, RCWA (Rigorous Coupled Wave Analysis), zwana również Fourier Modal Method, która jest jedną z częściej używanych metod, gdy symulowane jest oddziaływanie pola z strukturami periodycznymi.

3.1. Ścisła metoda fal sprzężonych

Zaletą użycia ścisłej metody fal sprzężonych jest możliwość uwzględnienia nieskończonej ilości rzędów ugięcia przy rozwiązywaniu równań Maxwella. W praktyce należy je ograniczyć, co prowadzi do mniejszej dokładności w uzyskanych wynikach (błędy numeryczne można zmniejszyć poprzez zwiększenie liczby fal płaskich uwzględnionych w obliczeniach).

Rozważamy dyfrakcję na siatce o wysokości h i okresie d dla fali o wektorze falowym leżącym w płaszczyźnie padania, padającą pod kątem θ . f jest współczynnikiem wypełnienia siatki, informującym o części okresu zajmowanej przez ząb siatki. Wówczas polaryzację liniową padającej fali płaskiej można rozłożyć na składowe TM i TE i przeprowadzić oddzielne obliczenia dla każdej z nich. Wszystkie rozważane rzędy ugięcia (odbite i przechodzące) leżą w tej samej płaszczyźnie (padania) i nie występuje sprzężenie pomiędzy składowymi poprzecznymi i podłużnymi pól elektrycznego i magnetycznego. Sytuacja ta została zobrazowana na Rys. 8a.



Rysunek 8: a) Schemat padania fali płaskiej spolaryzowanej liniowo na siatkę dyfrakcyjną. b) Przedstawienie siatki dyfrakcyjnej jako układu dzielonego na N warstw (obszary zaznaczone kolorem szarym) wraz z warstwami 0 i $N + 1$, czyli ośrodkami, w których znajduje się siatka.

Metoda RCWA opiera się na podziale układu na trzy obszary: obszar nad (0) i pod ($N + 1$) siatką ośrodków jednorodnych, oraz obszar N periodycznych, jednorodnych warstw w kierunku

ku osi z (Rys.8.b). W obszarze siatki funkcje przenikalności elektrycznej i magnetycznej zostają przybliżone poprzez rozwinięcie ich w szereg Fouriera, natomiast pola elektryczne i magnetyczne rozkładem fal Floqueta. Wstawiając przyjęte przybliżenia do równań Maxwella i uwzględniając odpowiednie warunki brzegowe, możliwe jest otrzymanie układu równań różniczkowych. Rozwiązując zagadnienie własne dla tego układu możliwe jest obliczenie współczynnika odbicia R oraz transmisji T dla poszczególnych rzędów.

3.2. Parametry siatki dyfrakcyjnej

W przypadku siatki dyfrakcyjnej oświetlanej od góry należy zoptymalizować jej parametry takie jak: okres siatki d , współczynnik wypełnienia f , wysokość zębów h w celu uzyskania jak najlepszego układu lustra dipolowego. Istotny jest również rodzaj materiału, z jakiego wykonana będzie dana siatka, oraz kąt padania wiązki na siatkę dla wybranej długości fali wiązki laserowej. W niniejszej pracy przeanalizowano wybrane parametry dla siatki dyfrakcyjnej wykonanej ze złota.

Okres siatki dyfrakcyjnej d wiąże się bezpośrednio z kątem wzbudzania SPP zgodnie ze wzorem (2.42):

$$k_{SPP} = k_0 \sin \theta_i \pm \frac{2\pi}{d}m.$$

Należy jednak pamiętać, że relacja ta jest poprawna dla sytuacji, w której fala pada na powierzchnię prawie płaską. W przypadku siatki dyfrakcyjnej mamy do czynienia z niewielkim zaburzeniem powierzchni sprawiającym, że wzór ten jest niedokładny i możemy go traktować jedynie jako pewne przybliżenie.

Ze względu na niewielką zależność k_{SPP} od wysokości zębów (w przypadku płtykich siatek) wektor falowy k_{SPP} można przybliżyć wektorem falowym dla płaskiej powierzchni. Aby uzyskać sytuację najbardziej korzystną energetycznie (cała energia jest kierowana na zerowy rząd dyfrakcji) żądamy:

$$k_0(\sin \theta_m - \sin \theta_i) = \frac{2\pi}{d}m, \quad (3.1)$$

gdzie θ_i jest to kąt padania wiązki a θ_m jest kątem m -tego rzędu dyfrakcji. Przyjmując $m = 1$ i zakładając kąt padania większy od 0 otrzymujemy górne ograniczenie dla d przy danej λ :

$$\frac{\lambda}{d} > \frac{k_{SPP}}{k_0},$$

natomiast ograniczanie dolne wymaga spełnienia warunku:

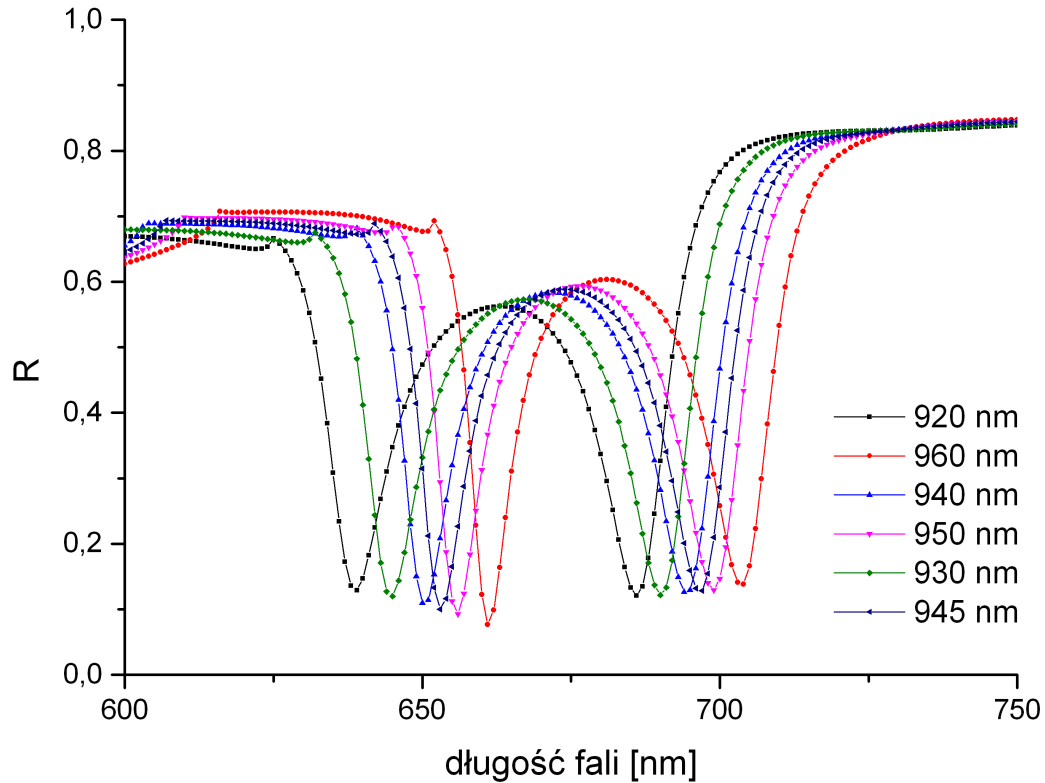
$$\frac{\lambda}{d} < \frac{k_{SPP}}{k_0} + 1, \quad (3.2)$$

co prowadzi do ostatecznego warunku na okres siatki d :

$$\frac{\lambda k_0}{k_{SPP} + k_0} < d < \frac{\lambda k_0}{k_{SPP}}. \quad (3.3)$$

Dla długości fali światła laserowego $\lambda = 780$ nm, używanego do wzbudzania SPP okres siatki powinien więc zawierać się w przedziale $368 \text{ nm} < d < 765 \text{ nm}$. Zastosowanie takiej siatki pozwala na wzbudzenie SPP bez powstawania dodatkowych rzędów dyfrakcji. Ze względu na trudności w wykonaniu takiej siatki w praktyce, zdecydowano się jednak na wykonanie siatki

o okresie zbliżonym do $1\mu m$, pomimo powstania dodatkowego rzędu. Na Rys. 9 przedstawiono symulację wykonaną dla siatki o współczynniku wypełnienia $f = \frac{1}{2}$, wysokości zęba $h = 50$ nm i kąta padania wiązki wzbudzającej równego 21° dla różnych wartości okresu.



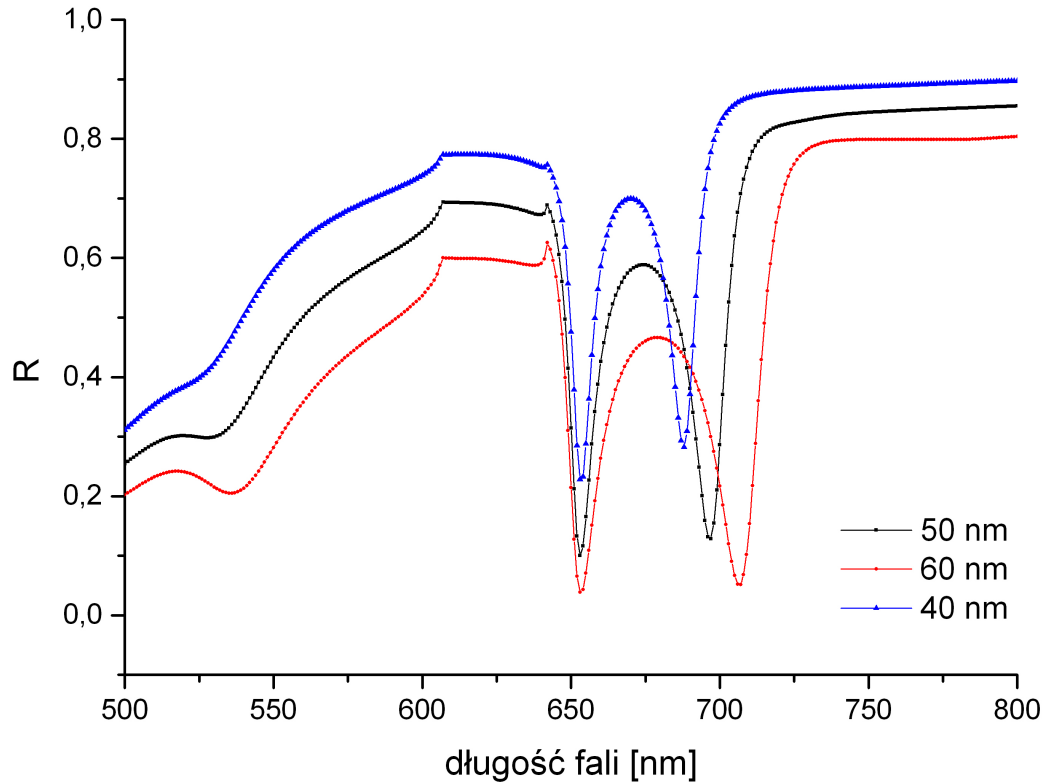
Rysunek 9: Zależność współczynnika odbicia R w funkcji długości fali wiązki wzbudzającej SPP dla różnych okresów siatki dyfrakcyjnej. Symulacja została przeprowadzona dla siatki o wysokości zęba $h = 50$ nm, współczynniku wypełnienia $f = \frac{1}{2}$ i kąta padania wiązki wzbudzającej SPP równego 21° w modelu Lorentza – Drudego.

Widać wyraźnie, że wraz ze wzrostem okresu siatki dyfrakcyjnej minima we współczynniku odbicia R ulegają przesunięciu w stronę wyższych długości fal (lub, co za tym idzie w stronę wyższych wartości kątów wzbudzania dla danej fali).

Przedstawiona powyżej symulacja została przeprowadzona dla siatki o wysokości zęba równej 50 nm. Wynika to z faktu, że siatka dyfrakcyjna powinna być płytka, co zapewnia dobrą długość drogi propagacji SPP oraz wzmocnienie pola przy powierzchni. Na Rys. 10 przedstawiono symulację dla siatki o okresie $d = 945$ nm, współczynniku wypełnienia $f = \frac{1}{2}$ i kąta padania wiązki wzbudzającej SPP równego 21° w modelu Lorentza – Drudego przy różnych wysokościach zęba równych 40 nm, 50 nm oraz 60 nm.

Podobnie jak w przypadku zwiększania okresu siatki, minima ulegają przesunięciu w stronę fal dłuższych (zmieni się kąt padania wzbudzający SPP na siatce). Ponadto widać, że wraz ze wzrostem wysokości zęba minima we współczynniku odbicia R uległy poszerzeniu. Jednocześnie wiadomo na podstawie literatury, że optymalny współczynnik wypełnienia (czyli stosunek szerokości zęba do okresu siatki) powinien wynieść $f = \frac{1}{2}$ [7].

Kolejnym parametrem, o który niewątpliwie należy zadbać, aby wzbudzić SPP na siatce,



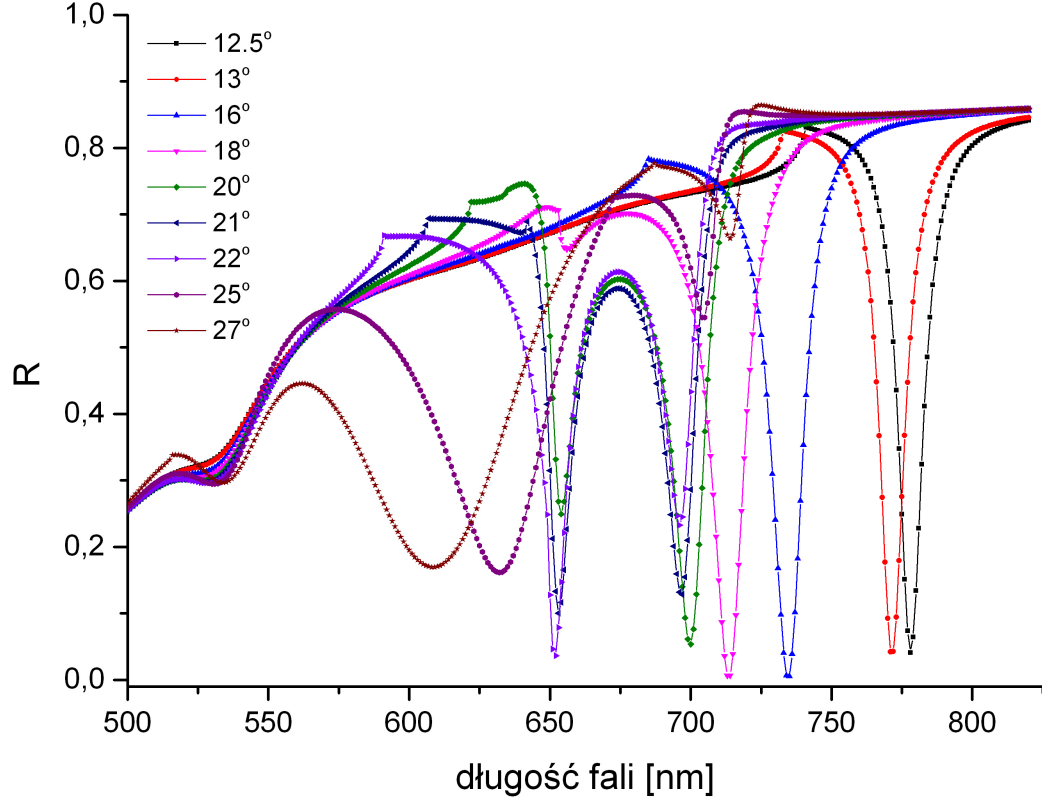
Rysunek 10: Zależność współczynnika odbicia R w funkcji długości fali wiązki wzbudzającej SPP dla trzech wysokości zęba. Symulacja została przeprowadzona dla siatki o okresie $d = 945$ nm, współczynniku wypełnienia $f = \frac{1}{2}$ i kąta padania wiązki wzbudzającej SPP równego 21° w modelu Lorentza – Drudego.

jest kąt padania wiązki. Dla różnych długości fal światła laserowego otrzymujemy różne kąty padania, pod jakimi plazmony zostaną wzbudzone. Dla takich samych warunków geometrycznych siatki (okres $d = 945$ nm, wysokość zęba $h = 50$ nm, współczynnik wypełnienia $f = \frac{1}{2}$) SPP zostaną wzbudzone pod różnymi kątami, w zależności od tego, jakiej długości falą będziemy świecić na siatkę (Rys. 11).

Dla długości fali $\lambda = 780$ nm przewidywany kąt wzbudzenia SPP to 12.5° . Dla niższych długości fal, minima współczynnika odbicia R przesuwają się w stronę wyższych kątów. Dla niektórych kątów odbicia pojawiają się drugie minima (tak, jak w przypadku analizowanym wcześniej — dla kąta 21°).

Aby zamodelować złotą siatkę dyfrakcyjną niezbędna jest znajomość wartości stałej dielektrycznej dla złota. Wartość stałej jest obliczana na podstawie pewnych modeli teoretycznych (np. model Drudego lub Lorentza – Drudego [9]), może być również zmierzona (Palik [10], model Brendela – Bormanna [11], Johnson i Christy [12], Sambles [13]). Na Rys. 12 zestawiono kształt i położenie minimów współczynnika odbicia R dla różnych wartości zespolonych współczynników załamania znalezionych w literaturze, dla siatki o tych samych parametrach (okres $d = 945$ nm, wysokość zęba $h = 50$ nm, współczynnik wypełnienia $f = \frac{1}{2}$).

Wartości zespolonych współczynników załamania dla danych modeli przedstawiono w tabeli 1.



Rysunek 11: Zależność współczynnika odbicia R w funkcji długości fali wiązki wzbudzającej SPP, dla różnych kątów padania wiązki wzbudzającej. Symulacja została przeprowadzona dla siatki o okresie $d = 945$ nm, wysokości zęba $h = 50$ nm, współczynnika wypełnienia $f = \frac{1}{2}$ w modelu Lorentza – Drudego.

model	zespolony współczynnik załamania n'
Palik	$0.1752 + 4.9156i$
Drude	$0.0842 + 4.8484i$
Lorentz – Drude	$0.2319 + 4.3547i$
Brendel – Bormann	$0.1821 + 4.5488i$
Johnson, Christy	$0.1477 + 4.7418i$
Sambles	$0.1903 + 4.3979i$

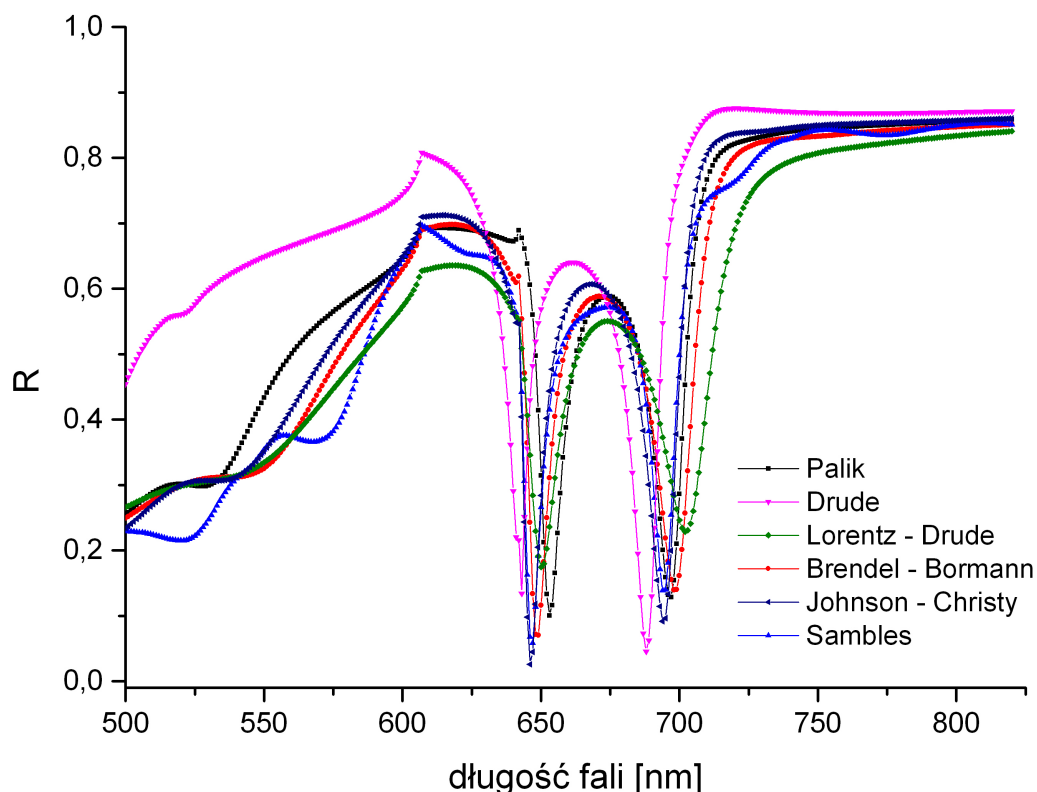
Tabela 1: Zespolone współczynniki załamania n' dla złota w zależności od wybranego modelu.

4. Diagnostyka metalicznych struktur periodycznych

W celu znalezienia optymalnych parametrów dla struktury periodycznej w układzie lustra dipolowego, przebadano 2 rodzaje struktur umożliwiające wzbudzenie SPP: napyłone złotem płyty DVD oraz siatki dyfrakcyjne o zadanych parametrach.

4.1. Płyta DVD

Okres siatki na płycie DVD określony na podstawie literatury [8] wynosi ok. 740 — 760 nm. Jest zatem odpowiedni do wzbudzenia SPP. Płyta DVD składa się z poliwęglanowej warstwy



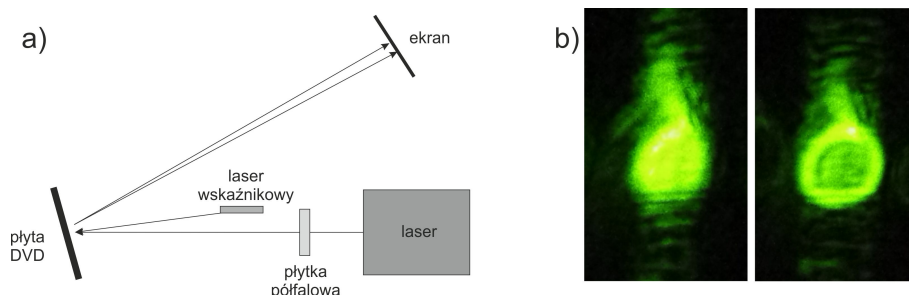
Rysunek 12: Zależność współczynnika odbicia R w funkcji długości fali wiązki wzbudzającej SPP przedstawiona dla danych otrzymanych na podstawie różnych modeli. Symulacja została przeprowadzona dla siatki o okresie $d = 945$ nm, wysokości zęba $h = 50$ nm oraz kąta padania wiązki wzbudzającej SPP równego 21° .

ochronnej (po obu stronach płyty), warstwy odbijającej (wykonanej z Al lub w najlepszym przypadku Au) oraz warstwy organicznej o profilach sinusoidalnych. Głębokość siatki na płycie DVD jest rzędu 100 nm, co jest wartością dość dużą — możliwe jest spłylenie siatki poprzez jej wytrawienie. Jako siatki można również użyć warstwy odbijającej pokrytej metalem (Au), jednak dla eksperymentu będzie ona zbyt głęboka.

Dla siatki powstałej na bazie warstwy organicznej płyty DVD wyróżniamy trzy główne etapy produkcji. Pierwszym etapem jest rozdzielenie płyty w taki sposób, aby otrzymać nieuszkodzoną warstwę organiczną, z której następnie wycina się niewielki fragment płyty. Fragment należy wybrać z zewnętrznego obrzeża, co zminimalizuje błąd wynikający z większego zakrzywienia linii przy środku płyty. Następnie w celu spłylenia rowków fragment ten jest wytrawiany w acetonie i izopropanolu oraz napyłany złotem.

Tak przygotowaną płytę oświetlano pod odpowiednim kątem światłem laserowym o długości fali 780 nm i polaryzacji regulowanej za pomocą płytki półfalowej. Do diagnostyki płyty użyto układu przedstawionego na Rys. 13a.

Na ekranie obrazowano wiązkę odbitą. Dla fali o polaryzacji TM w środku wiązki odbitej zaobserwowano wyciemnienie, natomiast nie zaobserwowano go w przypadku fali o polaryzacji TE (Rys. 13b). Istnienie wyciemnienia wskazuje pośrednio na wzbudzenie polarytonów plazmowych.



Rysunek 13: a) Schemat układu do obrazowania wiązki odbitej od płyty. b) Zdjęcie wiązki odbitej od napylonej złotem warstwy płyty DVD, dla fali padającej o polaryzacji TE (obrazek lewy) oraz TM (obrazek prawy).

Następnie użyto jednocześnie jednego z trzech laserów wskaźnikowych o długościach fal równych 405 nm (niebieski), 650 nm (czerwony) i 532 nm (zielony) oraz światła laserowego o długości fali 780 nm. Wiązka o długości 780 nm została spolaryzowana pionowo (TM) oraz ustawiona pod kątem wzbudzającym SPP na płycie. Obie wiązki zostały ustawione w taki sposób, aby padały pod różnymi kątami na to samo miejsce na płycie.

Zaobserwowano, że wzbudzenie SPP na płycie powoduje zmianę kształtu wiązki odbitej od płyty dla światła lasera wskaźnikowego (Rys. 14,15,17). W trakcie wzbudzenia SPP na płycie światłem laserowym, dochodzi do zwiększenia przekroju poprzecznego wiązki światła lasera wskaźnikowego zobrazowanej na kartce papieru. Po wyłączeniu lasera wzbudzającego plazmony, kształt wiązki odbitej światła lasera wskaźnikowego wraca do swojej pierwotnej postaci. Na Rys. 16 zaznaczono szerokości przekrojów poprzecznych wiązek odbitych. Widać wyraźnie, że szerokość przekroju wzrasta, gdy wzbudzone są SPP (b,c) oraz maleje do swojego pierwotnego rozmiaru po odłączeniu lasera wzbudzającego plazmony na płycie.

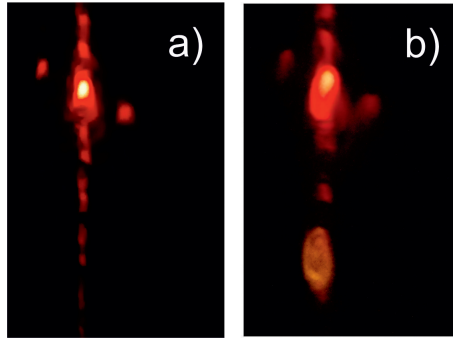
Zmiana kształtu wiązki odbitej lasera wskaźnikowego wynika z lokalnego wyginania się powierzchni płyty. Modyfikacja kształtu powierzchni płyty następuje w wyniku jej miejscowego nagrzewania się na skutek wzbudzenia i propagacji SPP (ze względu na rozpraszanie energii). Powierzchnia płyty lokalnie staje się lustrem wypukłym, o profilu zależnym od kształtu wiązki wzbudzającej plazmony. Jest to niestety efekt niepożądany, dlatego zrezygnowano z zastosowania płyt DVD przy budowie układu lustra dipolowego dla atomów. Z drugiej jednak strony, jest ciekawą manifestacją generacji plazmonów i ich rozpraszania.

4.2. Siatka dyfrakcyjna

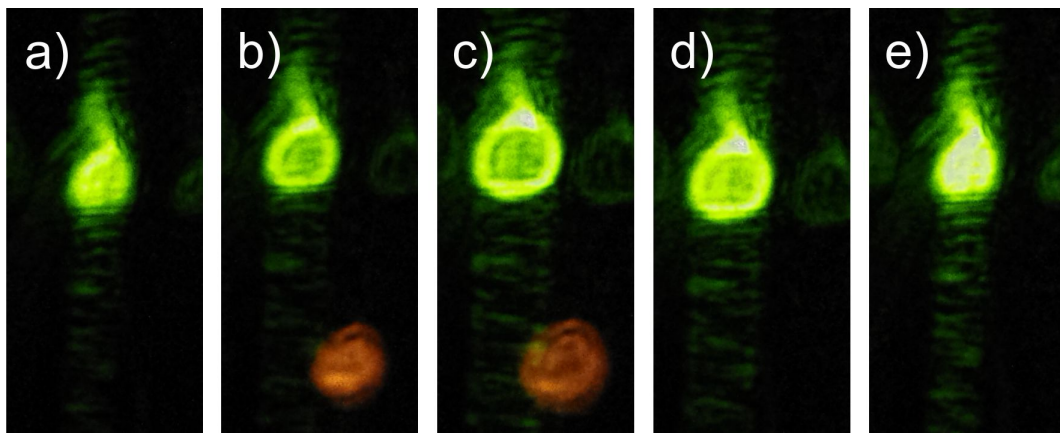
Alternatywą dla płyt DVD są metaliczne siatki dyfrakcyjne wytwarzane metodami litograficznymi: odbiciowe i transmisyjne.

Siatka odbiciowa

Siatki odbiciowe wytwarzane są przez dra Jacka Fiutowskiego z grupy prof. Horsta-Güntera Rubahna z Mads Clausen Institute, NanoSyd z University of Southern Denmark, w Danii. Proces przygotowania takiej siatki sprowadza się do przygotowania złotych podkładów na szkle metodą fotolitografii UV, następnie przygotowania siatek na tych podkładach metodą litografii wiązką elektronów. Więcej na temat metody wytwarzania siatek można przeczytać w pracy [6].



Rysunek 14: a) Zdjęcie wiązki odbitej o długości fali 650 nm od napyłonej złotem warstwy DVD (górna plamka). b) Zdjęcie wiązki odbitej od napyłonej warstwy DVD wraz z odbitą wiązką o polaryzacji TM, padającą pod odpowiednim kątem wzbudzającym SPP o długości fali 780 nm.



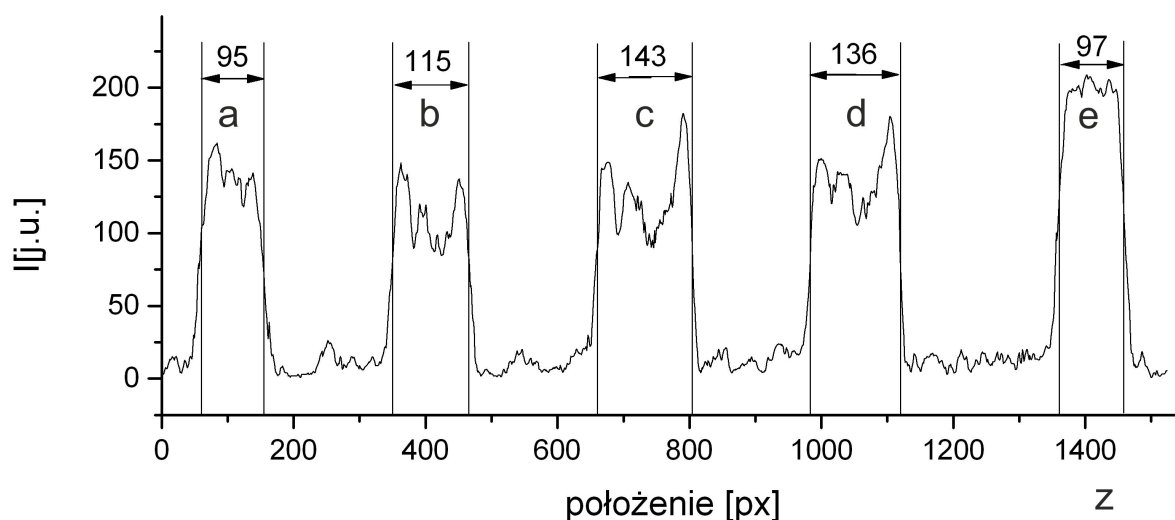
Rysunek 15: Zdjęcia wiązki odbitej o długości fali 532 nm od napyłonej złotem warstwy DVD. Na zdjęciach a—e przedstawiono zmianę przekroju poprzecznego wiązki odbitej w zależności od tego, czy świecimy również odpowiednio spolaryzowaną wiązką o długości fali 780 nm padającą pod kątem wzbudzenia SPP.

Obrazowanie SPP na siatkach odbiciowych

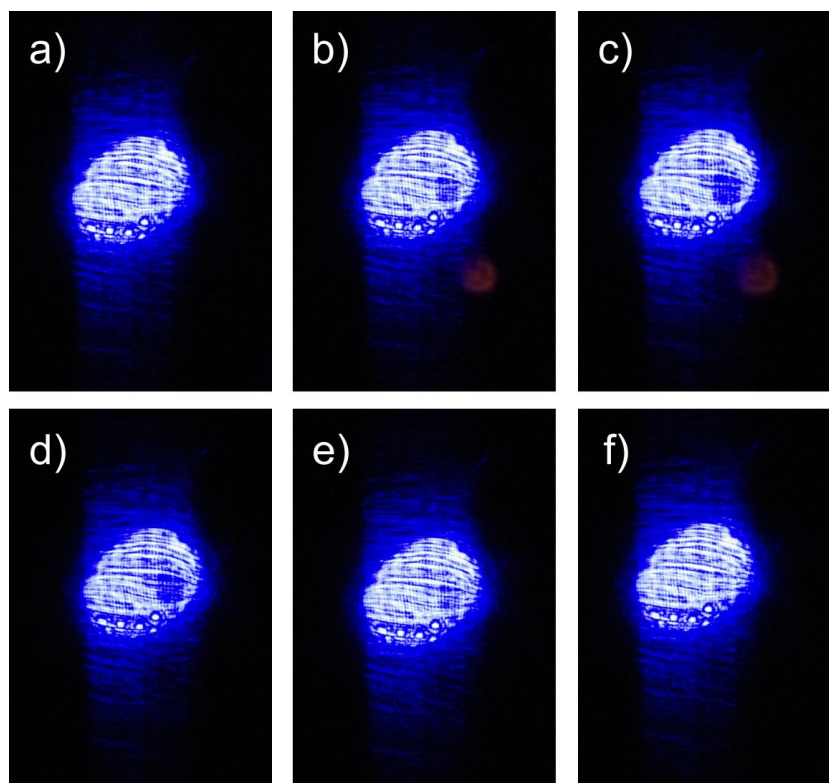
Do badania siatek użyto dwóch prostych układów optycznych przedstawionych na Rys. 18.

Układ zmontowany zgodnie ze schematem na Rys. 18a) pozwolił na zobrazowanie SPP wzbudzanych na siatce dyfrakcyjnej. Wiązka laserowa o polaryzacji sterowanej za pomocą płytki półfalowej pada pod regulowanym kątem na siatkę dyfrakcyjną. Wiązka odbita przechodzi przez soczewkę o ogniskowej równej 100 mm, położonej stosunkowo blisko siatki, w celu uzyskania dużego powiększenia. Obraz rejestrowany za pomocą kamery CCD pozwala na zaobserwowanie powstawania plazmonów polarytonów powierzchniowych. Dodatkowo obserwowano bez użycia soczewki obecność wyciemnienia w wiązce odbitej — jest to sposób dobry dla siatek o rozmiarach co najmniej 0.5 mm. W przypadku siatek składających się z małych kwadratów (Rys. 19—22) ciężko było zobaczyć wyciemnienie bez użycia soczewek. Ponadto siatki obserwowano pod mikroskopem AFM, aby dokładniej zobaczyć ich parametry.

Obecność SPP widoczna jest w postaci wyciemnienia, które odpowiada minimum natężenia w wiązce odbitej. Zgodnie z przewidywaniami jest ono obserwowane tylko wiązki padającej pod odpowiednim kątem o polaryzacji TM. W przypadku tego samego kąta, ale polaryzacji wiązki

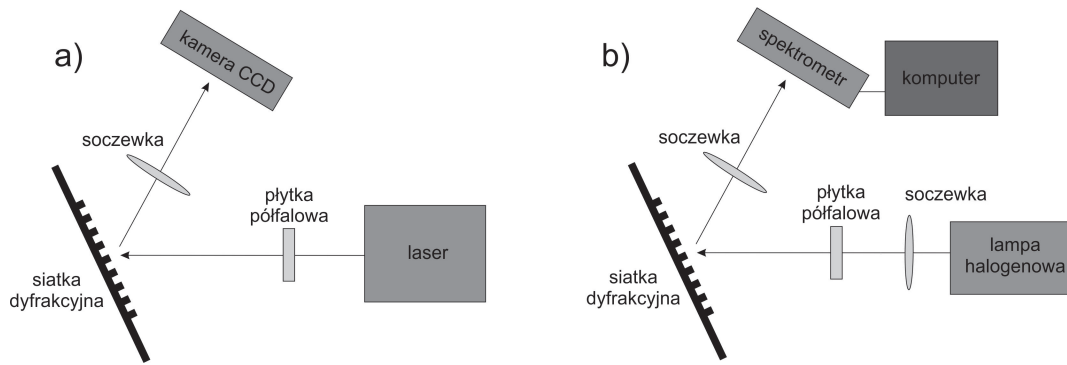


Rysunek 16: Przekrój w poprzek wiązki. Na wykresie zaznaczono szerokości poszczególnych przekrojów poprzecznych poprowadzonych przez środek zobrazonych wiązek (a—e) z Rys. 15.



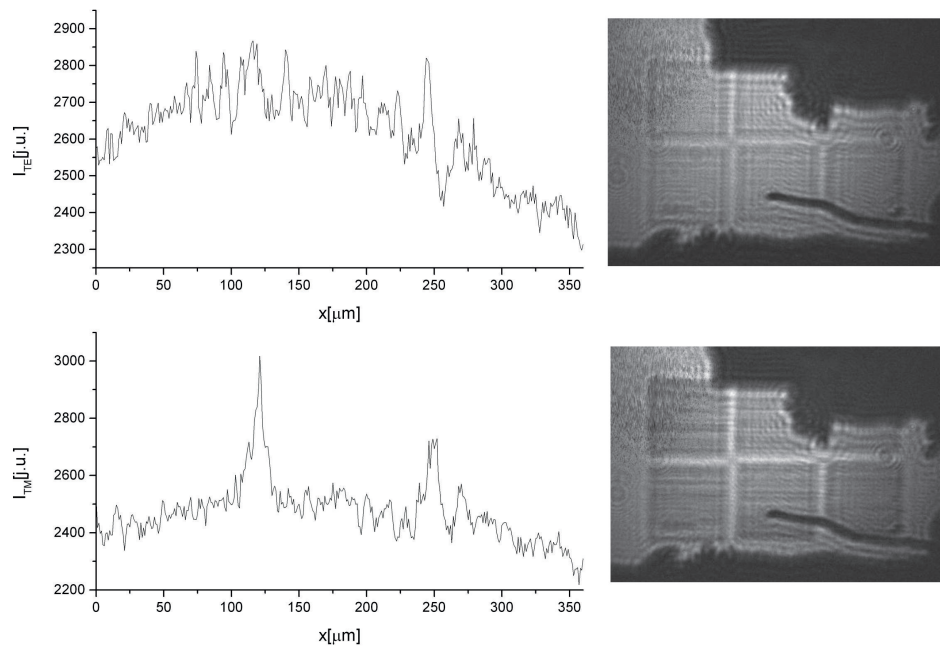
Rysunek 17: Zdjęcia wiązki odbitej o długości fali 405 nm od napyłonej złotem warstwy DVD. Na zdjęciach a—f przedstawiono pojawiające się wyciemnienie w wiązce odbitej w zależności od tego, czy świecimy również odpowiednio spolaryzowaną wiązką o długości fali 780 nm padającą pod kątem wzbudzenia SPP.

TE, minima te nie występują. Na Rys. 19—22 przedstawiono zdjęcia oraz przekroje 4 próbek, na których porównano otrzymany obraz wiązki odbitej dla polaryzacji TE i TM. Z przyczyn



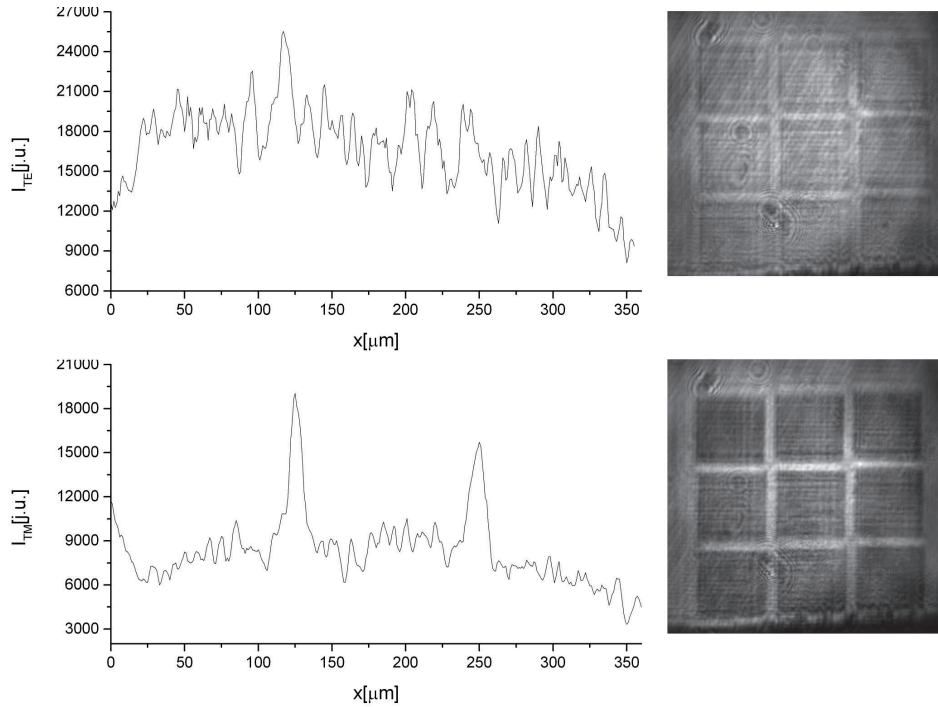
Rysunek 18: Schematy układów do a) obrazowania SPP na siatce dyfrakcyjnej, b) badania widma światła odbitego od siatki przy wzbudzeniu światłem białym.

technicznych siatka składa się z 9 kwadratów o boku $200 \mu\text{m}$. Linie siatki na rysunku mają kierunek poziomy. Na wykresach widać wyraźnie, że dla polaryzacji TM pojawiają się maksima, odpowiadające miejscom nie wyciemnionym pomiędzy kwadracikami. Natężenie maksimów odpowiada natężeniom zmierzonym dla wiązki o polaryzacji TE.



Rysunek 19: Siatka odbiciowa nr 1, o okresie $1 \mu\text{m}$, wysokości zęba 35 nm , i współczynnika wypełnienia $\frac{1}{2}$. Rozmiar boku kwadratów, z których zbudowana jest siatka wynosi $200 \mu\text{m}$. Linie siatki na rysunku są w kierunku poziomym. Po lewej: przekroje w poprzek siatki. U góry: polaryzacja wiązki padającej TE, u dołu: polaryzacja TM.

Sprawdzono również, czy wytworzenie siatki przy brzegu (nie otoczonej warstwą złota) wpłynie znacząco na wzbudzone SPP. Dla siatki o okresie $d = 850 \text{ nm}$ zdrapano złoto tak, aby siatka znajdowała się tuż przy brzegu, następnie obserwowano na niej wzbudzenie plazmonów. Wynik jest widoczny na Rys. 23 — wzbudzenie SPP występuje podobnie jak dla siatki nie zdrapanej z jednej strony.



Rysunek 20: Siatka odbiciowa nr 2, o okresie $1\ \mu\text{m}$, wysokości zęba $35\ \text{nm}$, i współczynnika wypełnienia $\frac{1}{2}$. Rozmiar boku kwadratów, z których zbudowana jest siatka wynosi $200\ \mu\text{m}$. Linie siatki na rysunku są w kierunku poziomym. Po lewej: przekroje w poprzek siatki. U góry: polaryzacja wiązki padającej TE, u dołu: polaryzacja TM.

Analiza widma światła białego przy wzbudzanych SPP

Przy użyciu spektrometru badano, za pomocą lampy halogenowej, widmo światła białego po odbiciu od złotej siatki dyfrakcyjnej o okresie $d = 920\ \text{nm}$ dla dwóch polaryzacji światła: TE oraz TM. Zmierzono również widmo tła, które odjęto od widm otrzymanych dla danych polaryzacji. Dodatkowo zastosowano przesłonę, którą umieszczono bezpośrednio przed spektrometrem tak, aby tylko światło z siatki trafiło na szczelinę spektrometru.

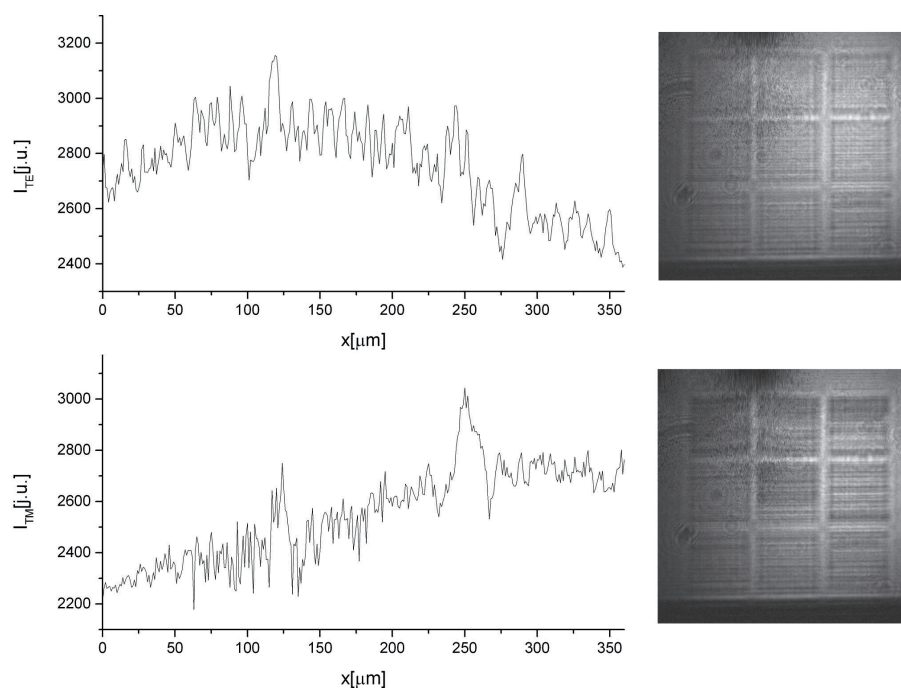
Zgodnie z przewidywaniami, przy polaryzacji światła TM, dla danego kąta padania zaobserwowano wygaszenie w wiązce odbitej dla danej długości fali. Rozkład natężenia światła w widmie światła białego, w zależności od długości fali i polaryzacji wiązki padającej, przedstawiają wykresy na Rys. 24 i 25. Do zmiany polaryzacji światła używano filtra polaryzacyjnego odznaczającego się stosunkowo dużą absorpcją. Aby dobrze porównać wiązki o polaryzacji TE oraz TM przeskalowano ich widma.

W celu poznania dokładnych parametrów siatki skorzystano z symulacji, których dyskusję przeprowadzono w rozdziale 3.2. Do analizy wybrano wykres przedstawiony na rys.24, o kącie padania wiązki 21° . Występujące dla tego kąta dwa minima znacznie ułatwiły dopasowanie odpowiednich parametrów. Wartości minimów w tym przypadku wyniosły:

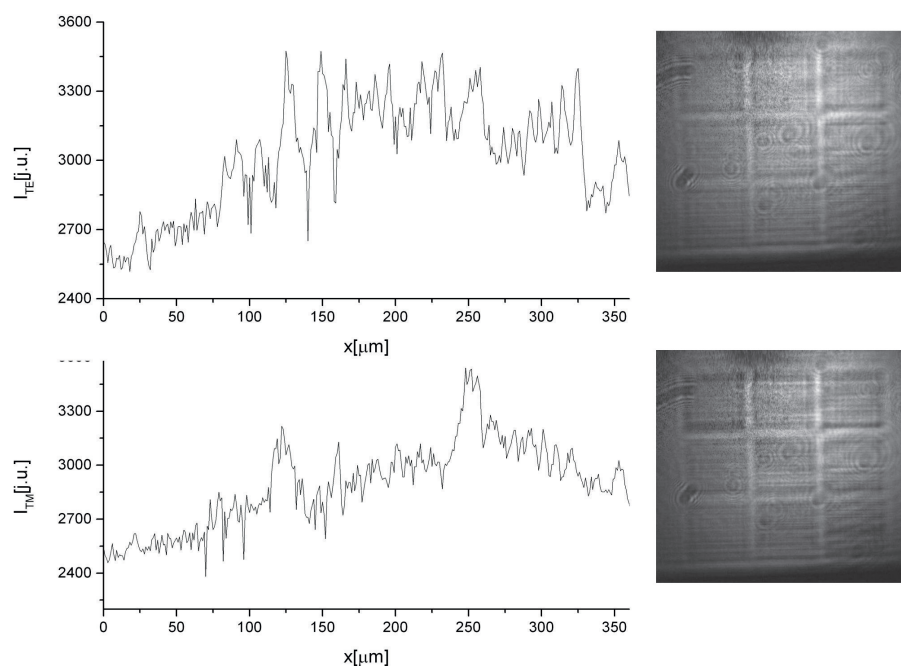
$$\min_{1E} = 657,$$

$$\min_{2E} = 691.$$

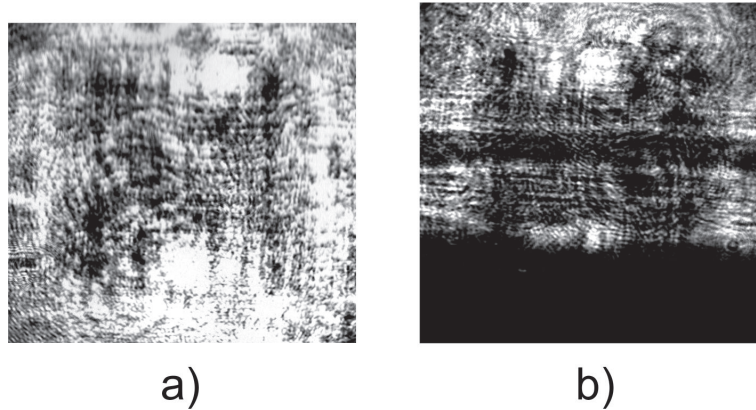
Podany okres siatki wynosił $d = 920\ \text{nm}$ — dla tej wartości okresu i wysokości zębów $50\ \text{nm}$ zasymulowano krzywą i zbadano położenie jej minimów w zależności od kątów 21° , 22° oraz



Rysunek 21: Siatka odbiciowa nr 3, o okresie $1\ \mu\text{m}$, wysokości zęba $35\ \text{nm}$, i współczynnika wypełnienia $\frac{1}{2}$. Rozmiar boku kwadratów, z których zbudowana jest siatka wynosi $200\ \mu\text{m}$. Linie siatki na rysunku są w kierunku poziomym. Po lewej: przekroje w poprzek siatki. U góry: polaryzacja wiązki padającej TE, u dołu: polaryzacja TM.



Rysunek 22: Siatka odbiciowa nr 4, o okresie $1\ \mu\text{m}$, wysokości zęba $35\ \text{nm}$, i współczynnika wypełnienia $\frac{1}{2}$. Rozmiar boku kwadratów, z których zbudowana jest siatka wynosi $200\ \mu\text{m}$. Linie siatki na rysunku są w kierunku poziomym. Po lewej: przekroje w poprzek siatki. U góry: polaryzacja wiązki padającej TE, u dołu: polaryzacja TM.



Rysunek 23: a) Wzbudzenie SPP na siatce o okresie $d = 850$ nm. b) Wzbudzenie SPP na tej samej siatce, na której zdrapano złoto z jednej strony (ciemny obszar widoczny pod siatką).

20° . Następnie dla kąta 21° zasymulowano kształt krzywych w zależności od wartości okresu i również zmierzono położenia ich minimów (Rys. 9). Na podstawie porównania wartości minimów otrzymanych z symulacji i zmierzonych w eksperymencie stwierdzono, że najbardziej zbliżony jest kształt krzywej zasymulowanej dla siatki dyfrakcyjnej o okresie 945 nm. Okres siatki jest zatem większy niż powinien. Z omawianych wcześniej symulacji wynika, że wraz ze wzrostem okresu siatki minima we współczynniku odbicia przesuwają się w stronę fal dłuższych (a co za tym idzie w stronę wyższych kątów). Wysokość zęba nie odbiega od podanej wartości.

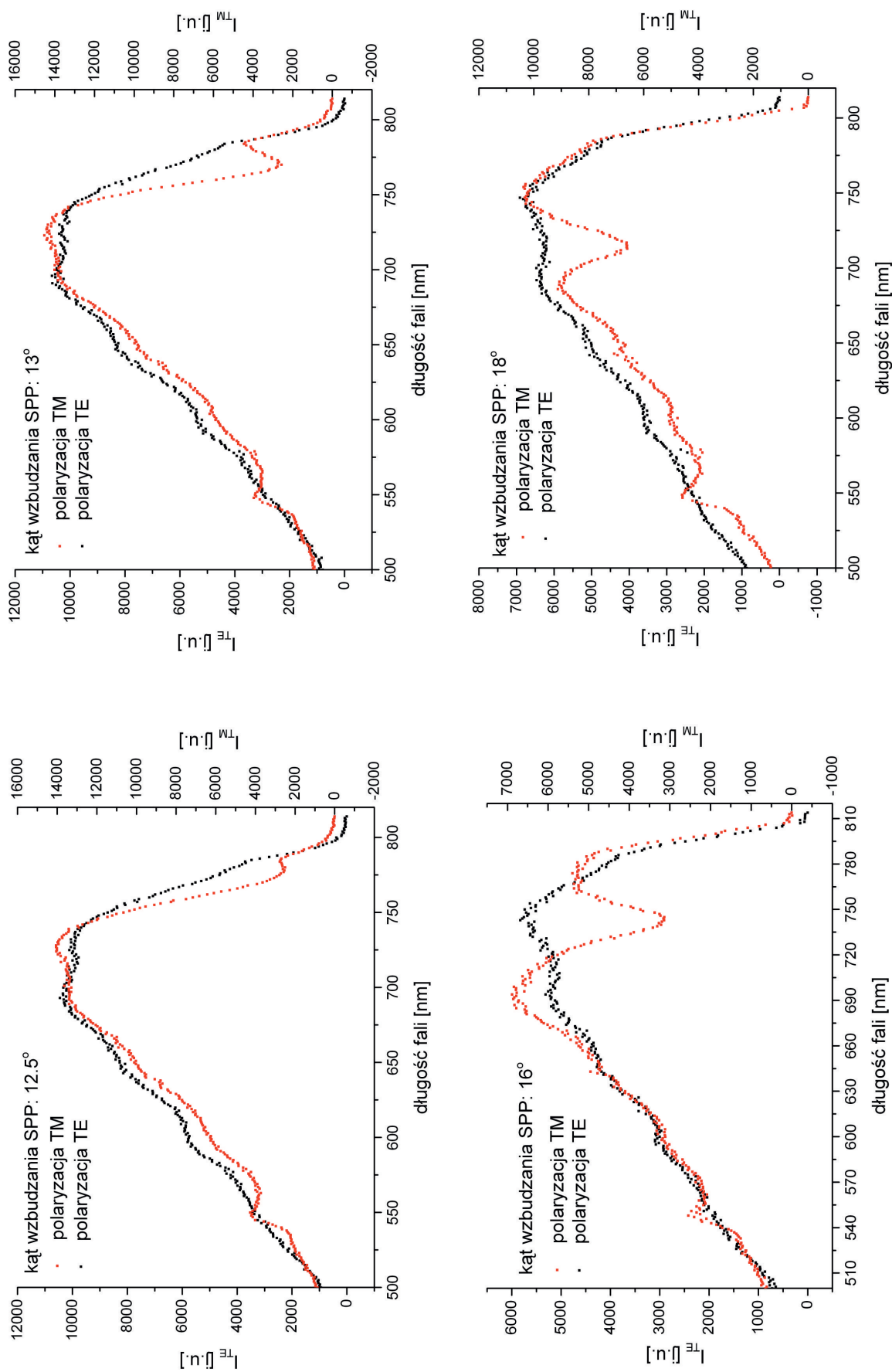
Dla tej wybranej wartości okresu zasymulowano również zależności od wysokości zęba (Rys. 10), przy czym najlepszy wynik dał ząb o wysokości 50 nm. Otrzymane wartości przedstawiono w tabeli 2.

kąt $[\circ]$	d [nm]	h [nm]	min_1 [nm]	min_2 [nm]
20	920	50	640	689
22	920	50	637	685
21	920	50	639	686
21	960	50	661	704
21	940	50	650	694
21	950	50	656	699
21	930	50	645	690
21	945	50	653	697
21	945	40	653	688
21	945	60	653	707

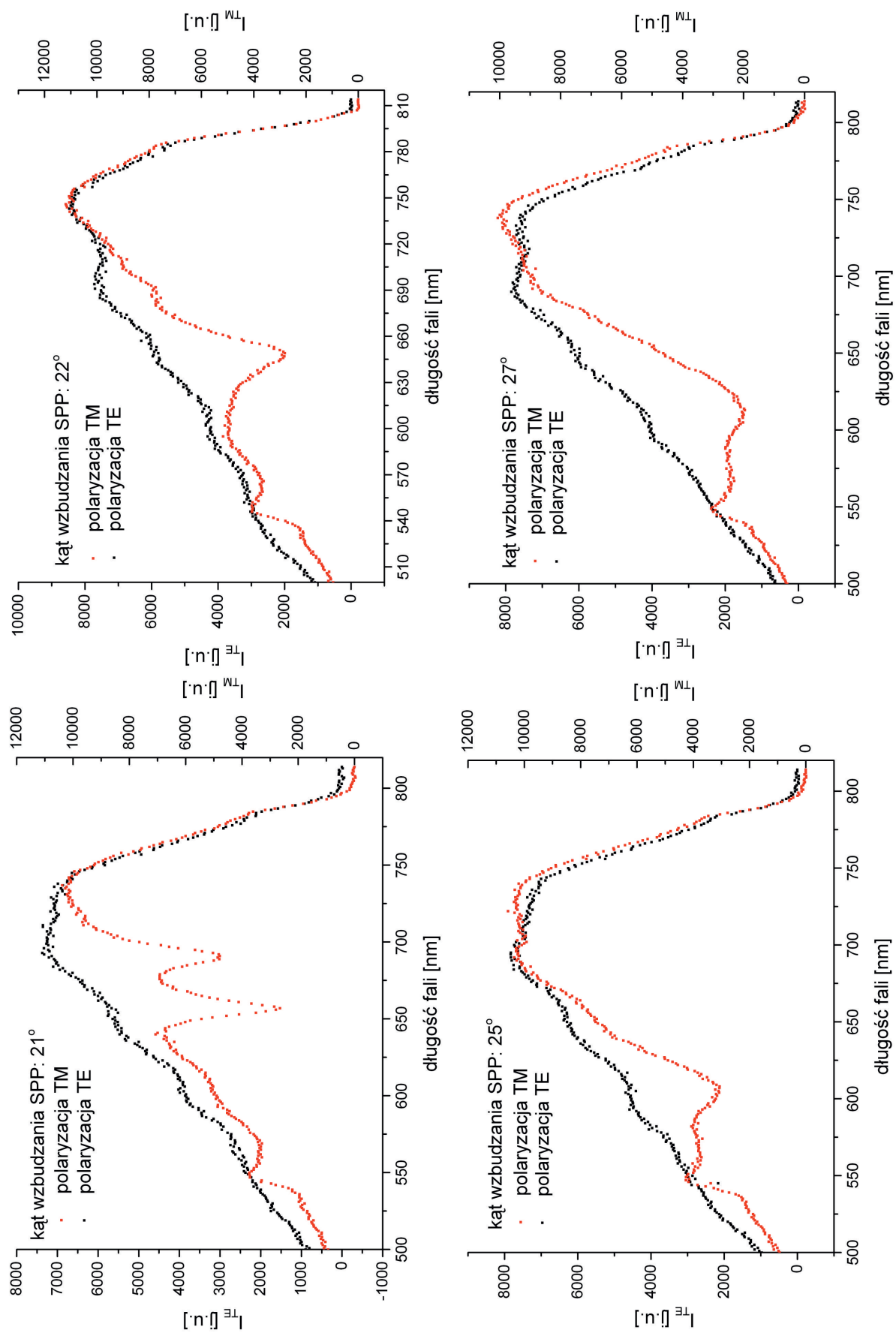
Tabela 2: Zasymulowane wartości długości fali, dla których występują minima dla różnych kątów padania wiązki wzbudzającej, wartości okresów d oraz wysokości zębów h . Przyjęto współczynnik wypełnienia siatki $f = \frac{1}{2}$.

Dla tak dobranych parametrów siatki zasymulowano kształt krzywej w zależności od kąta padania w celu sprawdzenia, czy otrzymane wartości minimów pokrywają się z wynikami uzyskanymi w eksperymencie (Rys. 11). Uzyskano wyniki dość zbliżone do siebie, co przedstawiono w tabeli 3.

Na koniec sprawdzono, jak położenia minimów zależały od zastosowanego w obliczeniach



Rysunek 24: Rozkład natężenia światła, w widmie światła białego, w funkcji długości fali wiązki wzbudzającej SPP, padającej pod kątami opisanymi na poszczególnych wykresach ($12.5^\circ - 18^\circ$), dla dwóch polaryzacji światła białego TE (kolor czarny) oraz TM (kolor czerwony).



Rysunek 25: Rozkład natężenia światła, w widmie światła białego, w funkcji długości fali wiązki wzbudzającej SPP, padającej pod kątami opisanymi na poszczególnych wykresach ($12.5^\circ - 18^\circ$), dla dwóch polaryzacji światła białego TE (kolor czarny) oraz TM (kolor czerwony).

kąt [°]	min_{1T} [nm]	min_{1E} [nm]	min_{2T} [nm]	min_{2E} [nm]
12.5	778	780	—	—
13	771	770	—	—
16	735	730	—	—
18	713	715	—	—
21	653	657	697	691
22	652	649	696	691
25	632	608	—	—
27	608	613	—	—

Tabela 3: Zasymulowane wartości długości fali, dla których występują minima $min_{1,2T}$ dla różnych kątów padania wiązki wzbudzającej. Przyjęto współczynnik wypełnienia siatki $f = \frac{1}{2}$, okres $d = 945$ nm oraz wysokość zębów $h = 50$ nm. Dla porównania podano również wartości długości fali, dla których występują minima $min_{1,2E}$, odczytane z wykresów wykonanych na podstawie eksperymentu.

modelu (Rys.11). Dane zestawiono w tabeli 4. Modelem, który najbardziej odpowiada danym uzyskanym w eksperymencie jest model Palika, w którym wartość zespolonego współczynnika załamania wynosi $n' = 0.1752 + 4.9156i$.

model	min_2 [nm]	min_1 [nm]
Palik	653	697
Drude	643	688
Lorentz—Drude	650	702
Brendel—Bormann	649	698
Johnson—Christy	646	694
Sambles	647	694

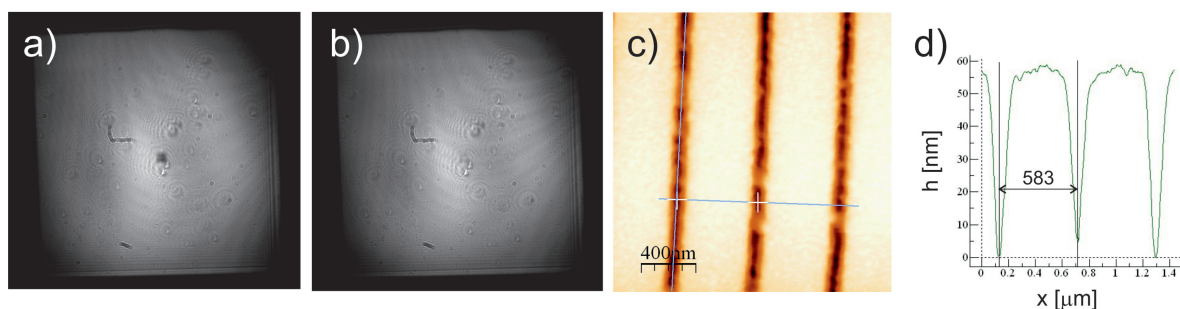
Tabela 4: Zasymulowane wartości długości fali, dla których występują minima w zależności od przyjętego modelu. Przyjęto współczynnik wypełnienia siatki $f = \frac{1}{2}$, okres $d = 945$ nm oraz wysokość zębów $h = 50$ nm. .

Siatka transmisyjna

Siatki transmisyjne, czyli siatki oświetlane od spodu, wykonywane były metodą bezpośredniego trawienia zogniskowaną wiązką jonów (FIB — focused ion beam). Podstawową zaletą tych siatek jest wzbudzanie SPP po przeciwnej stronie siatki co padająca wiązka wzbudzająca. Eliminuje to problem rozpraszania fotonów z wiązki wzbudzającej. Pierwszą badaną siatkę transmisyjną wykonał dr Benedykt Jany z Laboratorium Skaningowej Mikroskopii Elektronowej IF UJ (grupa prof. Franciszka Kroka). Parametry wytworzonej siatki to: okres $d=550$ nm, szerokość szczeliny $h=40$ nm, grubość warstwy złota $g = 55$ nm. Długość boku siatki wynosi $40 \mu\text{m}$.

Do zobrazowania wiązki użyto tej samej metody jak w przypadku siatki odbiciowej, z tą różnicą, że oświetlano szklany podkład a nie bezpośrednio siatkę dyfrakcyjną. Na Rys. 26 przedstawiono obrazy siatki transmisyjnej, oświetlanej światłem o polaryzacjach TM (a) oraz TE (b). W przypadku polaryzacji TM widać wyraźnie wyciemnienie spowodowane obecnością polarytonów plazmonów powierzchniowych. Dla światła o polaryzacji TE kwadracik jest praktycznie

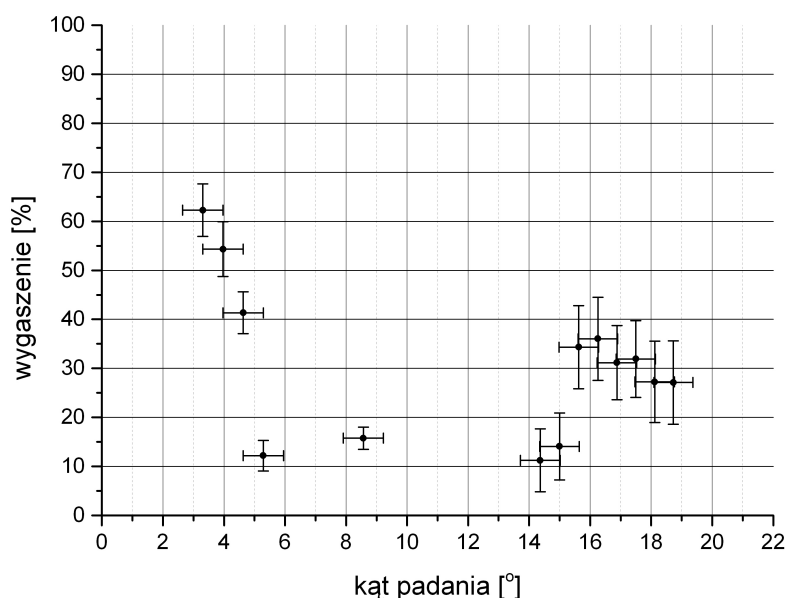
niewidoczny. Na Rys. 26c pokazano zdjęcie wykonane mikroskopem AFM wraz z przekrojem w poprzek rys siatki (Rys. 26d).



Rysunek 26: Siatka transmisyjna o boku $40\ \mu$. Powiększony obraz siatki dla a) polaryzacji TM, oraz b) polaryzacji TE. c) Obraz siatki wykonany za pomocą mikroskopu AFM przez mgr Monikę Josiek, oraz d) przekrój w poprzek rys siatki ze zmierzonym okresem.

Dla badanej siatki, dla dwóch polaryzacji wiązki padającej, dokonano pomiarów wygaszenia w zależności od kąta jej padania. Kąt padania jest kątem w szkle.

Na podstawie zdjęć zebranych dla polaryzacji TE i TM wiązki wzbudzającej wykonano przekrój w poprzek rys siatki, obejmujący również złoto (jasny kwadrat) i tło (ciemny obszar). Znalaziono różnice pomiędzy średnimi natężeniami dla obszarów plazmony — złoto oraz złoto — tło. Procentowa zależność wygaszenia to iloraz różnic tych dwóch obszarów. Wykres wygaszenia w funkcji kąta padania wiązki wzbudzającej SPP na siatce przedstawiono na Rys. 27.



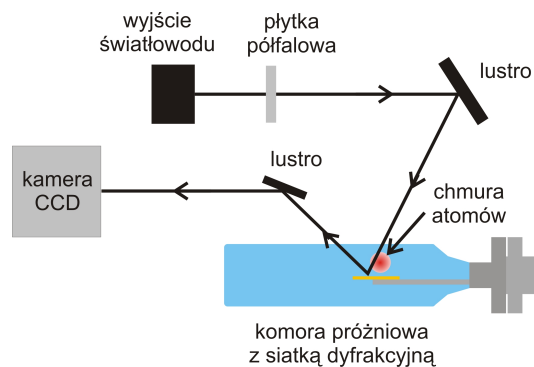
Rysunek 27: Zależność wygaszenia w funkcji kąta padania (w szkle) wiązki wzbudzającej SPP na siatce. Wygaszenie całkowite to 100%. Parametry siatki: okres $d = 550\ \text{nm}$, szerokość szczeliny $h = 40\ \text{nm}$, grubość warstwy złota $g = 55\ \text{nm}$.

Wpływ na niepewności pomiarowe miał z pewnością sposób fotografowania zobrazonej siatki (osobne ustawienie ostrości dla każdego kąta padania) oraz dowolność wyboru przekroju poprzecznego.

Teoretyczna wartość kąta wzbudzenia SPP wyniosła 15.55° (wąski rezonans) oraz 5° (rezonans nieco szerszy). Na podstawie Rys. 27 można zauważyć, że w praktyce największe wygaśnienie otrzymujemy dla kątów ok. $3 - 5^\circ$, oraz dla kąta ok. 16° .

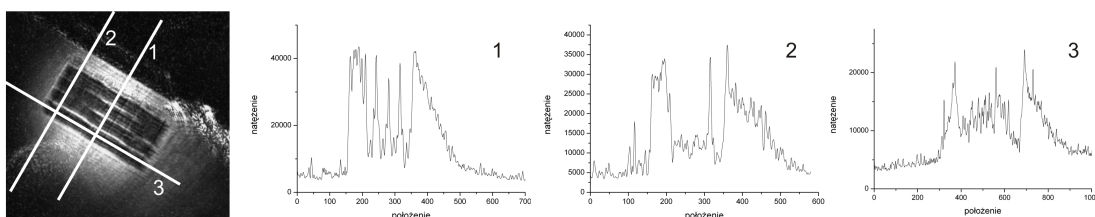
5. Lustro dipolowe dla atomów

Siatka dyfrakcyjna, która została zastosowana w układzie lustra dipolowego to złota siatka na podkładzie krzemowym o wymiarach 0.4×0.8 mm, okresie 1μ m, oraz wysokości 50 nm. Siatka ta została szczegółowo scharakteryzowana w pracy [14]. Poglądowy schemat układu przedstawiono na Rys. 28. Wysokość próżni panującej w komorze przed wpuszczeniem atomów rubidu do jej wnętrza wyniosła około $9 \cdot 10^{-10}$ mbar.



Rysunek 28: Poglądowy schemat układu lustra dipolowego dla atomów.

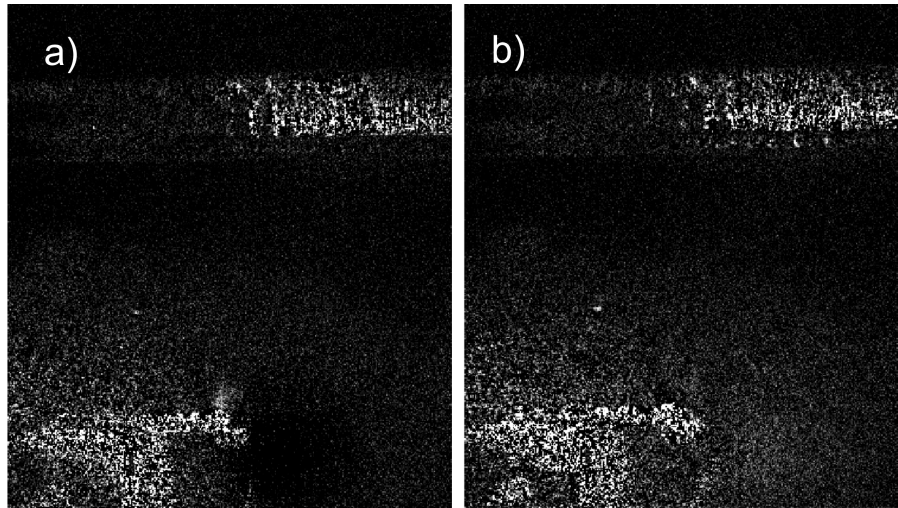
Dla tak zmontowanego układu zobrazowano za pomocą kamery CCD SPP wzbudzone na siatce. Pomiar dla polaryzacji TM wiązki wzbudzającej wraz z przekrojami przedstawiono na Rys. 29.



Rysunek 29: Zdjęcie zobrazowanych SPP na siatce dyfrakcyjnej w układzie lustra plazmonowego dla atomów wraz z odpowiednimi przekrojami.

Następnie sterując z poziomu komputera układem lustra dipolowego zbadano zachowanie chmury atomów w układzie. Chmura atomów podlegająca spadkowi w polu grawitacyjnym, w wyniku nagłego przesunięcia środka pułapki magnetoptycznej w jej ostatniej fazie opadała częściowo na siatkę dyfrakcyjną. Po pewnym czasie spadania wykonywano sekwencję 30 zdjęć, które później uśredniano. W trakcie pierwszej sekwencji, po danym czasie spadania chmury,

włączano wiązkę wzbudzającą SPP na siatce na określony czas, następnie czekali aż pozostała część chmury nieco opadnie i wykonywano zdjęcia. W trakcie drugiej sekwencji dla tych samych parametrów (odstępów czasu pomiędzy poszczególnymi zdarzeniami) wykonywano kolejne 30 zdjęć, tym razem bez włączania wiązki tworzącej lustro. Tak otrzymane dwa zdjęcia odejmowano od siebie, co w rezultacie pozwoliło zaobserwować czy atomy zgromadziły się nad siatką. Wykonano szereg pomiarów dla różnych wartości parametrów. Na Rys. 30 przedstawiono wyniki, jakie otrzymano dla dwóch polaryzacji wiązki wzbudzającej SPP: TM oraz TE, czasu spadania chmury atomów 20 ms, czasu świecenia wiązką wzbudzającą na siatkę 4 ms, czasu opadania po wyłączeniu wiązki chmury atomów równym 1 ms oraz mocy wiązki 19 mW i odstrojeniu 8 GHz.



Rysunek 30: Zdjęcie chmury atomów w układzie lustra dipolowego dla polaryzacji a)TM oraz b)TE.

W przypadku polaryzacji wiązki TM widać wyraźne zgromadzenie atomów nad brzegiem siatki, natomiast dla wiązki o polaryzacji TE atomów nie ma.

6. Podsumowanie

W Laboratorium Zimnych Atomów przy Powierzchni prowadzone są badania nad układem lustra dipolowego dla atomów rubidu. Układ ten ma na celu kontrolowanie ruchu atomów za pomocą wygenerowanych mikropotencjałów magnetycznych lub optycznych. Przykładem struktury umożliwiającej ich generację są metaliczne siatki dyfrakcyjne. Przy pomocy światła dochodzi do wzbudzenia na powierzchni siatki polarytonów plazmonów powierzchniowych, które z kolei generują wspomniane mikropotencjały dla atomów.

Aby efektywnie wzbudzić SPP na powierzchni siatki należy przeprowadzić szereg obliczeń numerycznych, które zapewnią odpowiednie parametry i geometrię takiej struktury periodycznej. W powyższej pracy przeprowadzono symulacje mające na celu znalezienie optymalnych parametrów siatki dyfrakcyjnej.

Przedstawiono również wyniki pomiarów dla siatek dyfrakcyjnych odbiciowych oraz płyt DVD, których również można użyć do wzbudzenia polarytonów plazmonów powierzchniowych. Po wybraniu odpowiedniej siatki dyfrakcyjnej sprawdzono działanie układu lustra dipolowego. Zaobserwowano oczekiwane odpychanie atomów w tym układzie.

Literatura

- [1] David J. Griffiths, *Podstawy elektrodynamiki*. Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 2009.
- [2] Stefan Aleksander Maier, *Placmonics: fundamentals and applications*. Springer, 2007.
- [3] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*. John Willey, New York 1999.
- [4] Tomasz Kawalec, *Właściwości fali zanikającej i ich wykorzystanie do badania ruchu atomów przy powierzchni dielektryka*. Instytut Fizyki UJ, Kraków, 2005
- [5] Dror Sarid, William Challener *Modern Introduction to Surface Plasmons: Theory, Mathematics, Modeling and Applications* Cambridge University Press, 2010
- [6] Dobrosława Bartoszek-Bober *Manipulowanie atomami przy powierzchniach za pomocą potencjałów optycznych i magnetycznych* Instytut Fizyki, w przygotowaniu
- [7] A. Giannattasio, I. R. Hooper, W. L. Barnes *Dependence on surface profile in grating—assisted coupling of light to surface plasmon—polaritons* Opt. Commun., 261 (2006): 291
- [8] B. Ung, Y. Sheng *Interference of surface waves in a metallic nanoslit* Opt. Expr., 15 (2007): 1182. Program LD, MatLab
- [9] D. W. Lynch, W. R. Hunter *Handbook of Optical Constants of Solids* Academic, New York (1998). E.D. Palik, ed.
- [10] C. Meierbachtol. Program $eps_B B$, MatLab (2009). Na podstawie modelu Brendela-Bormanna z: A. D. Rakic et. al. Appl. Opt., 37 (1998): 5271
- [11] P. B. Johnson, R. W. Christy *Optical constants of the noble metal* Phys. Rev. B, 6 (1972): 4370
- [12] J. R. Sambles, G. W. Bradbery, F. Yang *Optical excitation of surface plasmons: an introduction* Contemp. Phys., 32 (1991): 173
- [13] A.V. Zayats, I.I Smolyaniov, A.A. Maradudin, *Nano — optics of surface plasmon polaritons* Phys. Rep., 480 (2005): 131-314
- [14] Kaja Cegiełka, *W stronę plazmonowego lustra dla atomów* praca licencjacka, Instytut Fizyki UJ, Kraków, 2013