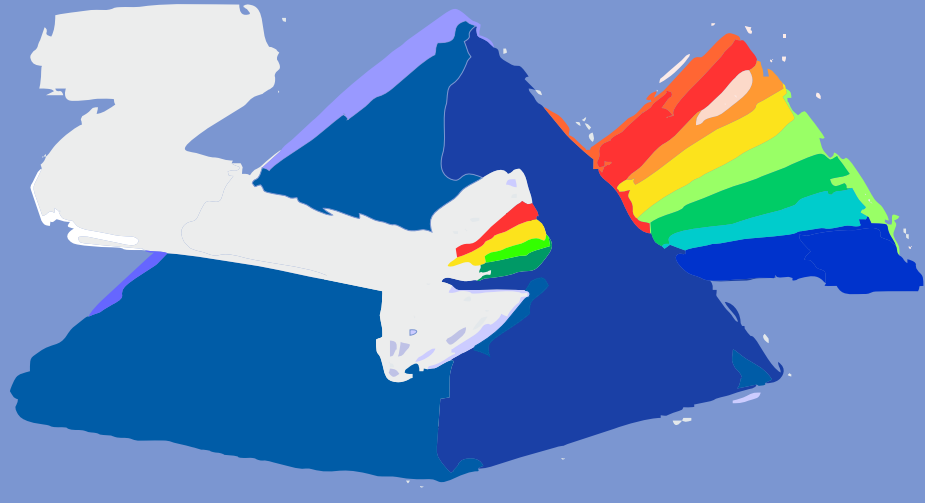
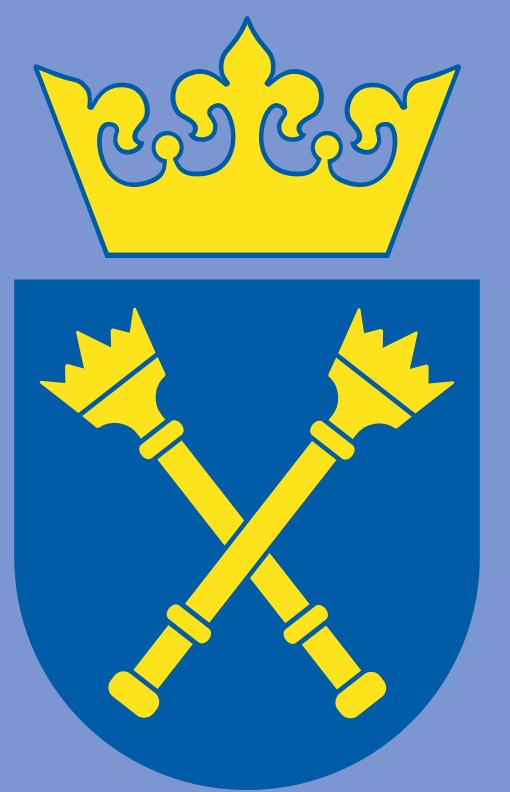


Plazmony powierzchniowe dla fizyki atomowej

Dobrosława Bartoszek-Bober, Aleksandra Pławecka, Tomasz Kawalec

Instytut Fizyki im. Mariana Smoluchowskiego, Uniwersytet Jagielloński
ul. Reymonta 4, 30-059 Kraków



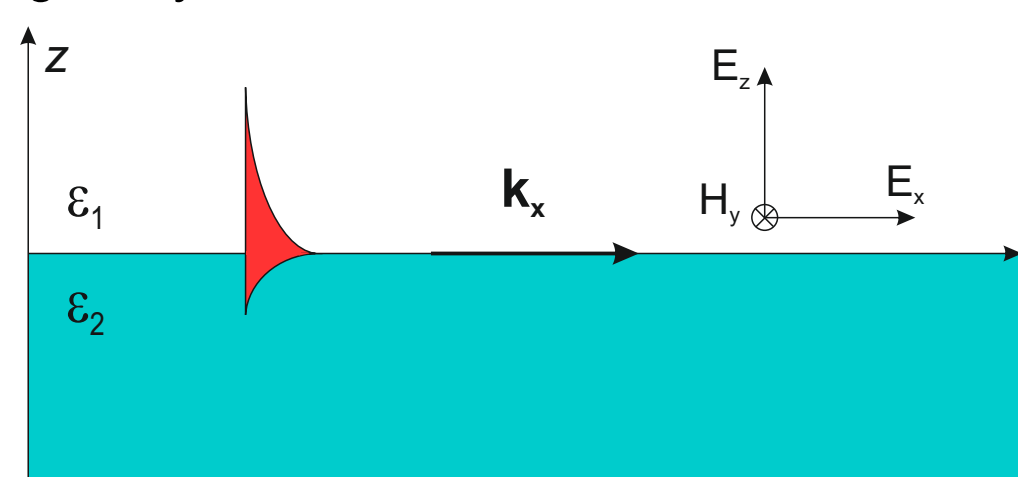
Zakład Optyki Atomowej

ABSTRAKT

W Laboratorium Zimnych Atomów przy Powierzchni prowadzone są badania submikronowych struktur w cienkich warstwach złota. Badania te wpisują się w nurt poszukiwania optymalnych metod generowania precyzyjnych mikropotencjałów optycznych, pozwalających na dokładną kontrolę ruchu i wewnętrznych stopni swobody atomów dla potrzeb fizyki atomowej i optyki atomów. Przykładem takiej struktury mogą być metaliczne siatki dyfrakcyjne, które umożliwiają wytworzenie przy pomocy światła tak zwanych **polarytonów plazmonów powierzchniowych (SPP)**, które z kolei generują wspomniane wyżej mikropotencjały dla atomów. Siatki te będą wykorzystane do stworzenia **lustra dipolowego** na bazie SPP dla atomów rubidu. Znalezienie zadowalających geometrii i parametrów struktur w warstwach złota wymaga przeprowadzenia szeregu obliczeń numerycznych, uwzględniających między innymi obecne możliwości technologiczne wytworzenia tych struktur. Przedstawione zostaną wyniki symulacji różnych rodzajów siatek dyfrakcyjnych (transmisyjnych oraz odbiciowych), wyniki diagnostyki siatek jak dotąd wytworzonych oraz projekt układu próżniowego.

PLAZMONY POLARYTONÓW POWIERZCHNIOWYCH

Polarytony plazmonów powierzchniowych (SPP - Surface Plasmon Polaritons) są to wzbudzenia elektromagnetyczne, propagujące się wzdłuż granicy ośrodków metal - dielektryk, których amplituda maleje wykładniczo wraz ze wzrostem odległości od granicy.

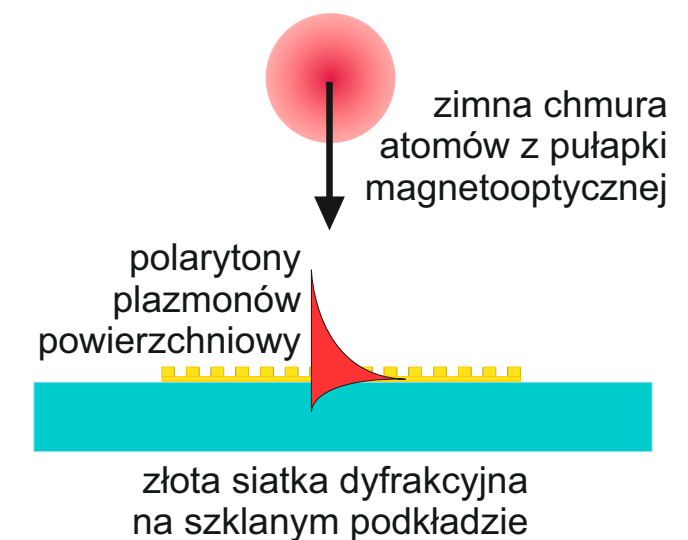


Dla dielektryka $\epsilon_2 > 0$, natomiast dla metalu otrzymujemy zespoloną funkcję dielektryczną $\epsilon_2 = \epsilon_2' + i\epsilon_2''$, gdzie $\text{Re}[\epsilon_2] < 0$. Dla granicy metal - dielektryk mamy zatem rzeczywiste części stałych dielektrycznych przeciwnych znaków - umożliwia to propagację SPP.

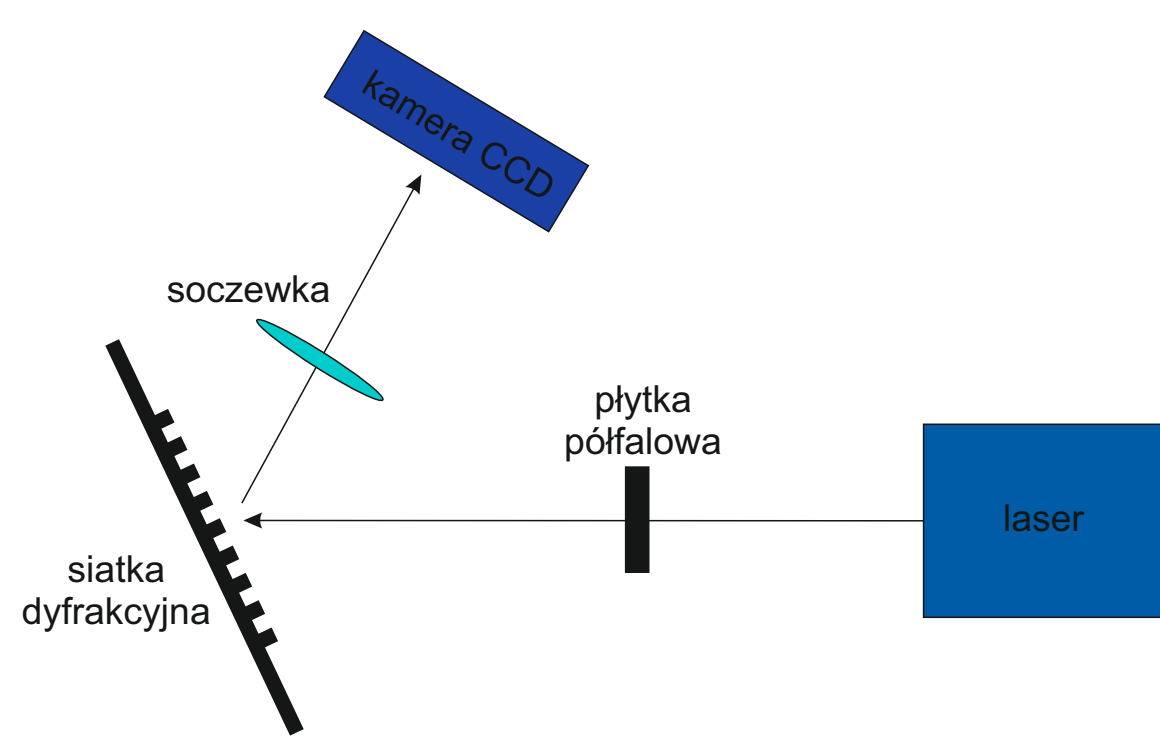
Pole elektromagnetyczne SPP można wyznaczyć korzystając z równań Maxwella, uwzględniając odpowiednie warunki brzegowe oraz zakładając eksponencjalne zanikanie pól wraz ze wzrostem odległości od granicy [1].

LUSTRO DIPOLOWE DLA ATOMÓW

W Laboratorium Zimnych Atomów przy Powierzchni badane są oddziaływania zimnych atomów z powierzchniami ciał stałych przy pomocy układu dipolowego lustra optycznego działającego na bazie SPP. Wzbudzone SPP powodują wzmocnienie pola elektromagnetycznego przy powierzchni a następnie generację silnego potencjału odpychającego, działającego na atomy znajdujące się w polu [2].



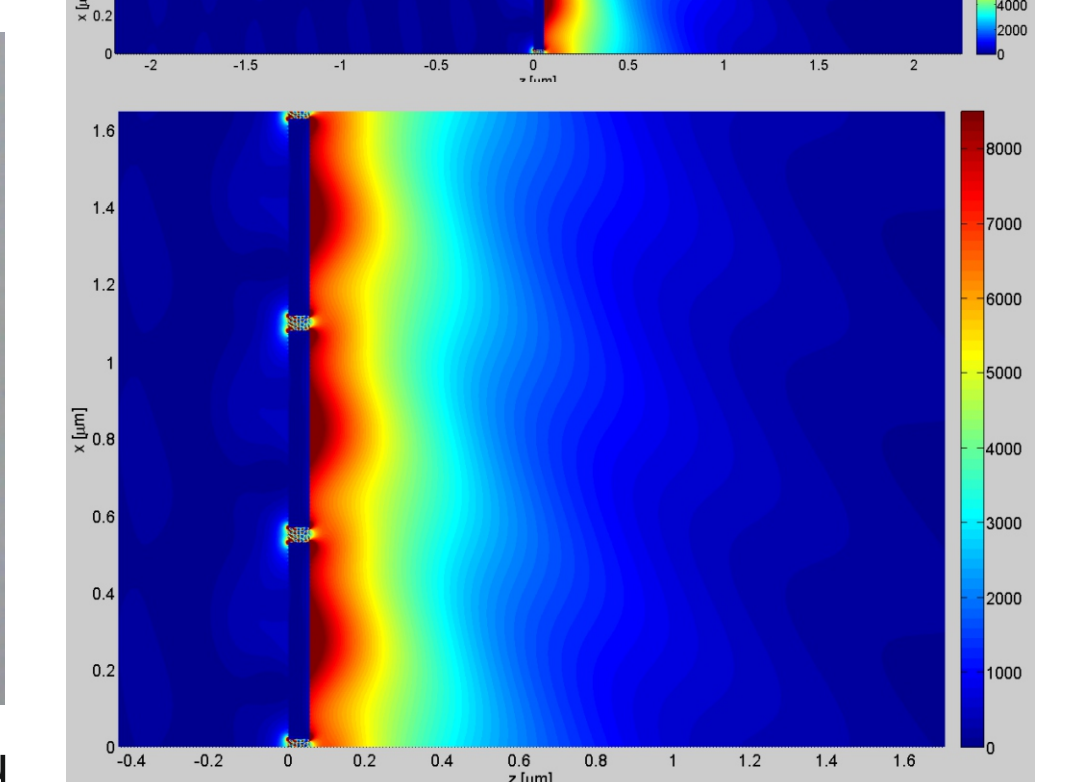
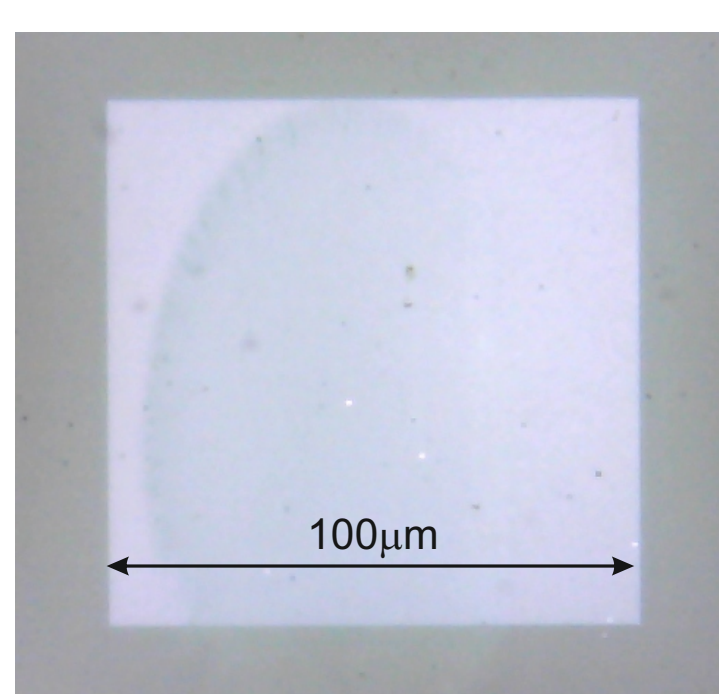
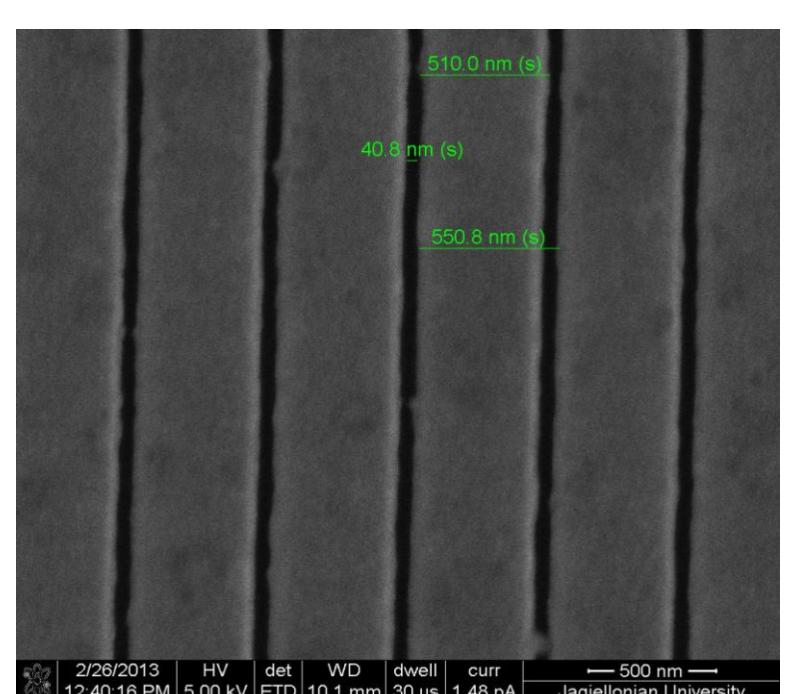
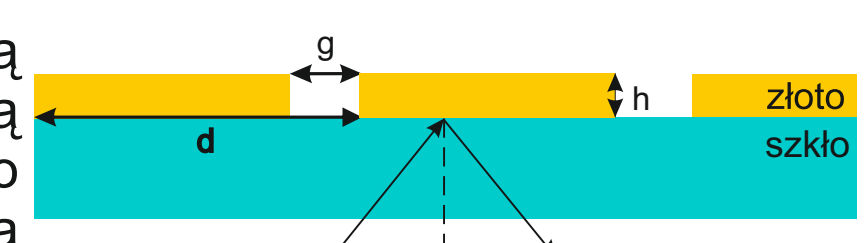
UKŁAD DO OBRAZOWANIA SPP NA SIATCE DYFRAKCYJNEJ



Wiązka laserowa pada pod regulowanym kątem na siatkę dyfrakcyjną. Siatka jest obrazowana przy pomocy soczewki na kamerze CCD. Obraz pozwala na pośrednie zaobserwowanie powstawania plazmonów polarytonów powierzchniowych jako zmniejszenia natężenia w wiązce odbitej.

SIATKI DYFRAKCYJNE TRANSMISYJNE

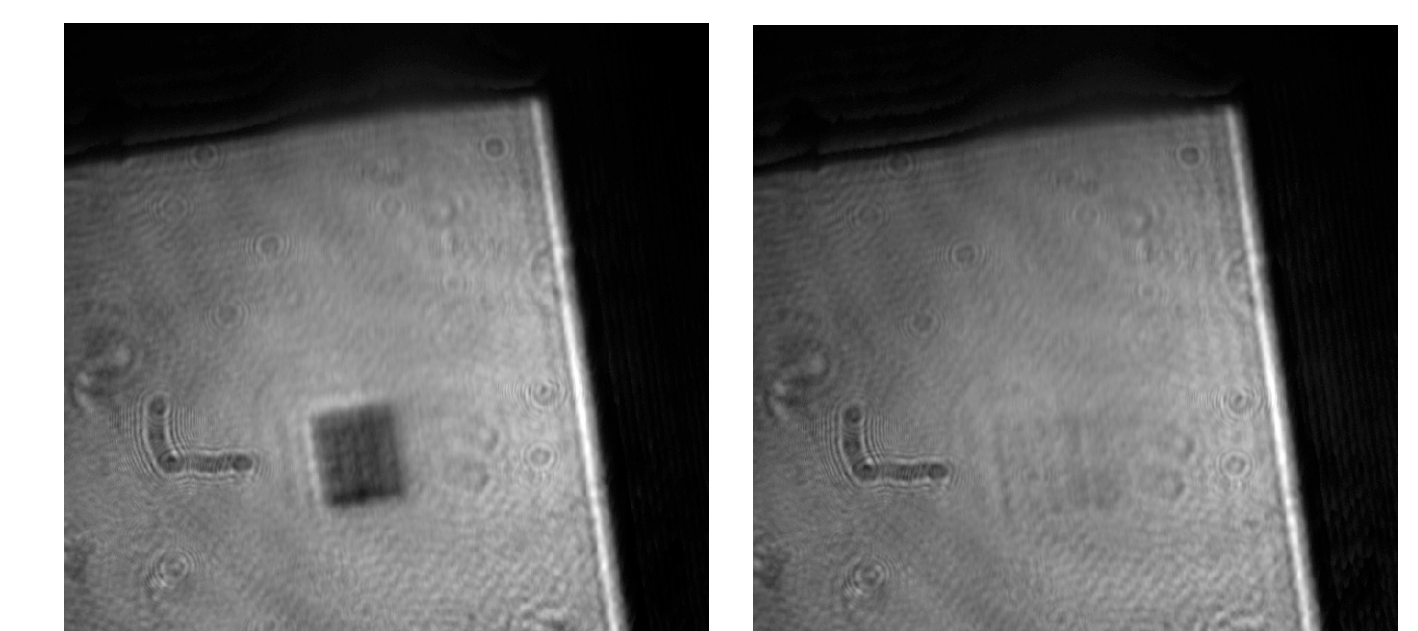
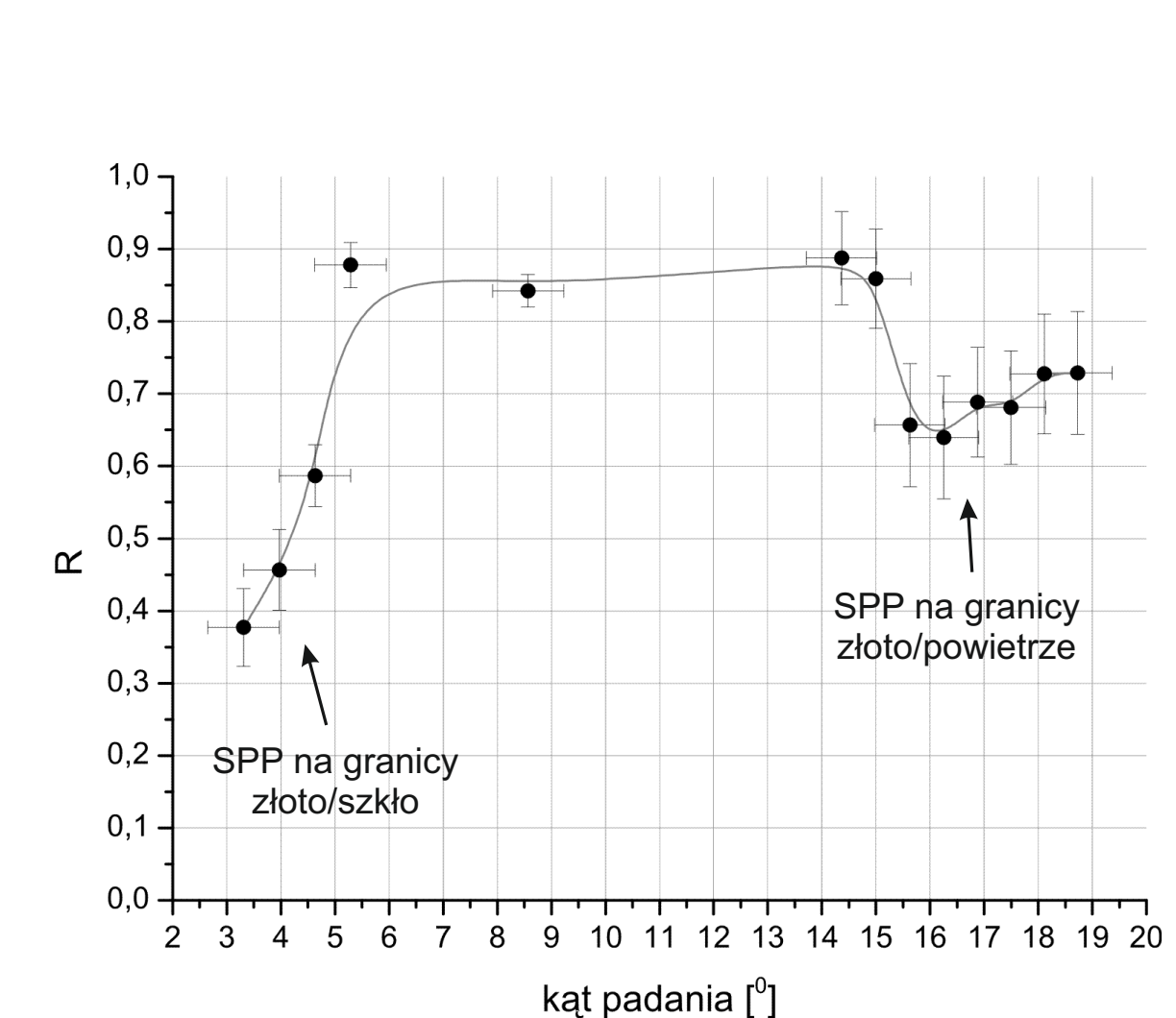
Siatki dyfrakcyjne transmisyjne w złocie są przygotowywane metodą bezpośredniego trawienia ogniskowaną wiązką jonów (FIB). Podstawową zaletą siatek transmisyjnych jest obecność wiązki wzbudzającej po przeciwnej stronie siatki co wzbudzone SPP oraz spadające atomy. Pozwala to na eliminację rozpraszania fotonów z wiązki wzbudzającej. Parametry wytworzonej siatki to: okres $d = 550$ nm, szerokość i głębokość szczeliny to odpowiednio $g = 40$ nm i $h = 55$ nm. Do symulacji używano również programu rcwa-1d.



Obliczone rozkłady natężenia pola elektrycznego po obu stronach siatki o okresie 550 nm w odległości do 2,5 µm od siatki (górze) oraz dla trzech zębów siatki (dół).

Widok z mikroskopu elektronowego siatki transmisyjnej o okresie ok. 550 nm.

Widok z mikroskopu optycznego siatki transmisyjnej o okresie ok. 550 nm.



Obraz siatki transmisyjnej dla wiązki padającej o polaryzacji TM (z lewej) oraz TE (z prawej). Wiązka padła pod kątem 15,3° w szkło (23,5° na szkło).

Obliczono wartości minimum we współczynniku odbicia R w zależności od kąta padania wiązki wzbudzającej SPP. Kąt padania jest kątem w szkło. Teoretyczna wartość kąta wzbudzenia wyniosła 15,55° oraz 5°.

MODY TM (transverse magnetic)

Dla fali o polaryzacji TM jedynymi niezerowymi składowymi pól są E_x , E_z oraz H_y . Rozwiązania równań Maxwella dla fali rozchodzącej się w kierunku x i zanikającej eksponencjalnie w kierunku prostopadłym do płaszczyzny propagacji:

$$E(x,y,z,t) = \frac{i}{\omega \epsilon_0 \epsilon_1} A_1(k_{1z}, 0, ik_x) e^{i(k_x x - \omega t + k_{1z} z)}$$
$$H(x,y,z,t) = A_1(0, 1, 0) e^{i(k_x x - \omega t + k_{1z} z)}$$
$$E(x,y,z,t) = \frac{i}{\omega \epsilon_0 \epsilon_2} A_2(k_{2z}, 0, ik_x) e^{i(k_x x - \omega t + k_{2z} z)}$$
$$H(x,y,z,t) = A_2(0, 1, 0) e^{i(k_x x - \omega t + k_{2z} z)}$$

$$z = 0$$

ciągłość H_y : $A_1 = A_2$
ciągłość E_x : $k_{2z} \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} = k_{1z}$

z równania Helmholtza dla H_y :

$$k_{1z}^2 = k_x^2 - k_0^2 \epsilon_1$$
$$k_{2z}^2 = k_x^2 - k_0^2 \epsilon_2$$

relacja dyspersyjna dla SPP:

$$k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_2 + \epsilon_1}}$$

gdzie k_{1z} oraz k_{2z} to składowe wektorów falowych prostopadłe do powierzchni w dielektryku i metalu, których odwrotności definiują głębokość wnikań pola elektromagnetycznego w ośrodek w kierunku osi z , ω jest częstotliwością fali padającej, c jest prędkością światła w próżni a k_0 odpowiada wektor falowy fali elektromagnetycznej propagującej się w dielektryku. Parametr k_x jest tzw. stałą propagacji, wskazującym kierunek rozchodzenia się fali [1].

MODY TE (transverse electric)

Dla fali o polaryzacji TE jedynymi niezerowymi składowymi pól są H_x , H_z oraz E_y . Rozwiązania równań Maxwella dla fali rozchodzącej się w kierunku x i zanikającej eksponencjalnie w kierunku prostopadłym do płaszczyzny propagacji:

$$E(x,y,z,t) = A_1(0, 1, 0) e^{i(k_x x - \omega t + k_{1z} z)}$$
$$H(x,y,z,t) = \frac{-i}{\omega \mu_0} A_1(k_{1z}, 0, ik_x) e^{i(k_x x - \omega t + k_{1z} z)}$$
$$E(x,y,z,t) = A_2(0, 1, 0) e^{i(k_x x - \omega t + k_{2z} z)}$$
$$H(x,y,z,t) = \frac{i}{\omega \mu_0} A_2(k_{2z}, 0, -ik_x) e^{i(k_x x - \omega t + k_{2z} z)}$$

$$z = 0$$

ciągłość E_y : $A_1 = A_2$
ciągłość H_x : $A_1(k_1 + k_2) = 0$

zanik eksponencjalny pola przy powierzchni jest gwarantowany przez $\text{Im}[k_x] > 0$ oraz $\text{Im}[k_y] > 0$,
 $A_1 = A_2 = 0$.

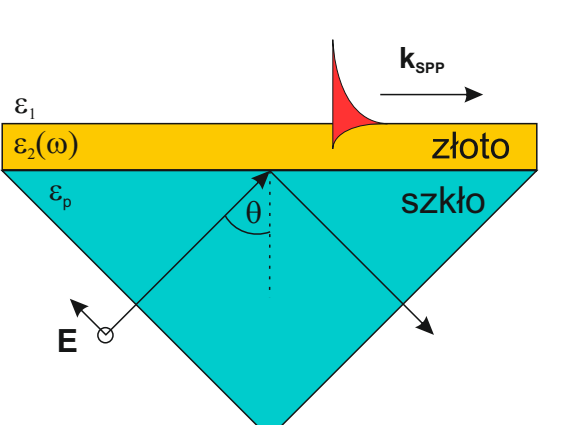
Nie istnieją SPP o polaryzacji TE.

WZBUDZANIE SPP

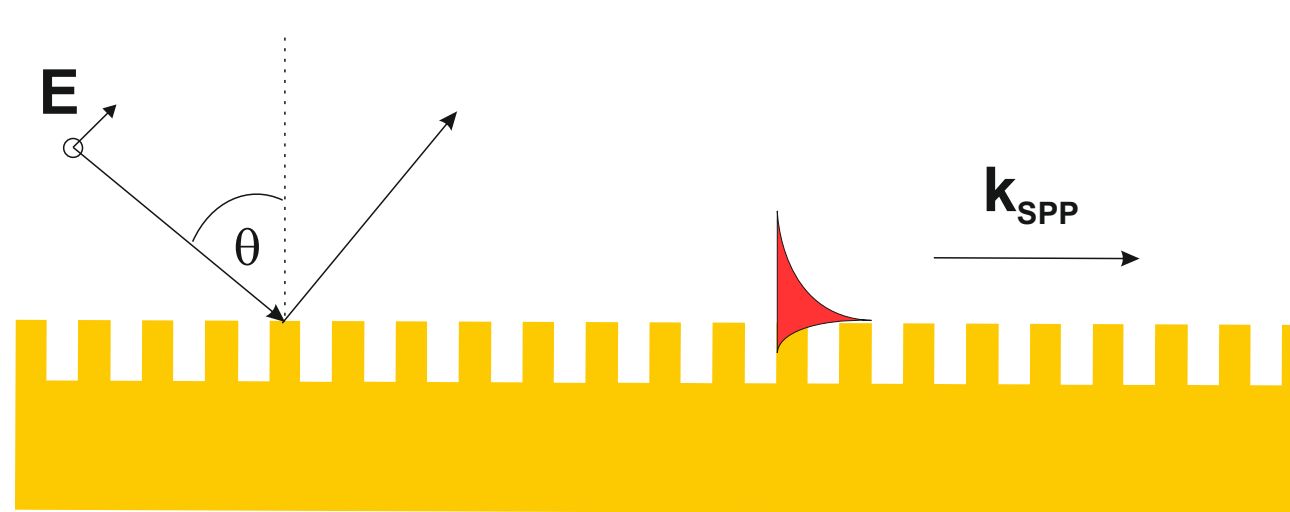
Analizując relację dyspersji dla SPP widać, że wektor falowy k_x jest zawsze większy, niż wektor falowy fali elektromagnetycznej o tej samej częstotliwości rozchodzącej się w danym dielektryku. Aby wzbudzić SPP należy dopasować wektory falowe.

KONFIGURACJA KRETSCHMANNA

W konfiguracji Kretschmanna cienka warstwa metalu oświetlana jest przez szklany pryzmat o stałej dielektrycznej ϵ_1 , pod kątem θ większym od kąta granicznego dla całkowitego wewnętrznego odbicia. W pryzmacie wytworzona zostaje w ten sposób fala zanikająca. Powoduje to zwiększenie składowej wektora falowego fali padającej w kierunku propagacji SPP. Dla odpowiedniego kąta padania θ następuje wzbudzenie polarytonów plazmonów powierzchniowych po przeciwnej stronie metalu.



STRUKTURY PERIODYCZNE



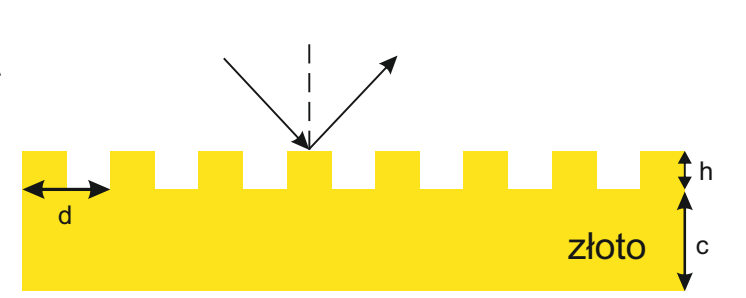
Drugim sposobem wzbudzania SPP jest użycie metalicznej siatki dyfrakcyjnej. Spełnienie jednocześnie warunku na relację dyspersji oraz warunku dyfrakcyjnego dla siatki umożliwia wzbudzenie SPP na granicy ośrodków. W takim wypadku, dla każdego kąta padania istnieje pewien przedział długości fali spełniający wymagany warunek. Spełnienie obu kryteriów sprawia, że składowa styczna wektora falowego fali padającej jest powiększona o wektor siatki o okresie d według przybliżonego wzoru:

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

gdzie $m = \{0, 1, 2, 3, \dots\}$ to numery kolejnego rzędu ugięcia.

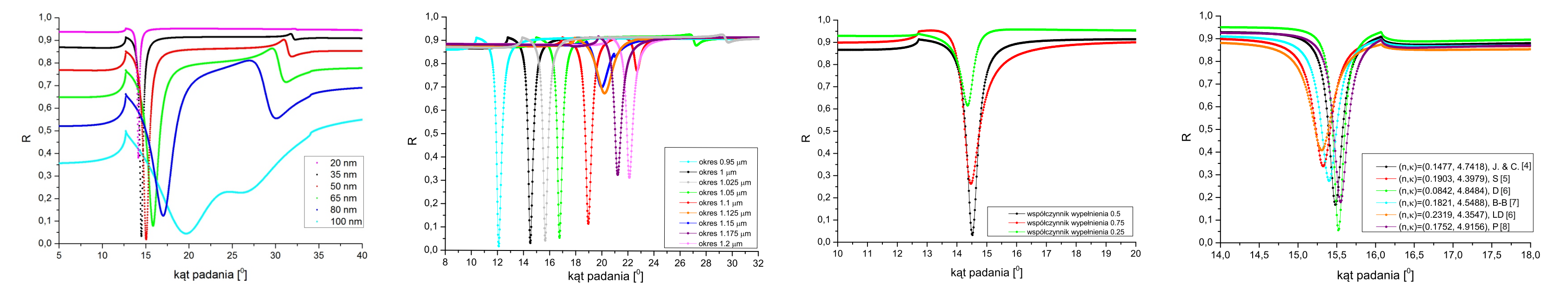
SIATKI DYFRAKCYJNE ODBICIOWE

Znalezienie zadowalających geometrii i parametrów struktur w warstwach złota wymaga przeprowadzenia szeregu obliczeń numerycznych, uwzględniających między innymi obecne możliwości technologiczne wytworzenia tych struktur. Efektywność oddziaływania pola elektromagnetycznego z siatką dyfrakcyjną zależy od jej parametrów (okres, grubość, materiał, współczynnik wypełnienia) oraz padającej fali (polaryzacja, długość fali, kąt padania). Dla długości fali światła laserowego $\lambda = 780$ nm, używanego do wzbudzania SPP okres siatki powinien zawierać się w przedziale 368 nm $< d < 765$ nm aby obecny był tylko zerowy rząd dyfrakcji. Ze względu na trudności w wykonaniu takiej siatki w praktyce, zdecydowano się jednak na wykonanie siatki o okresie zbliżonym do $1 \mu\text{m}$.

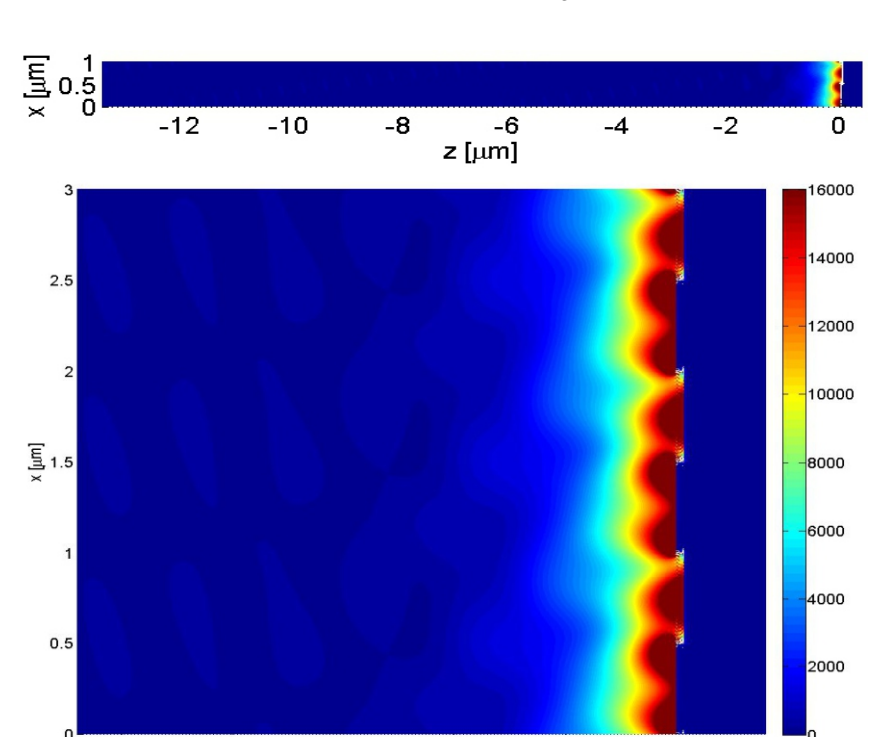


Symulacja oddziaływania pola elektromagnetycznego z siatką dyfrakcyjną zostały przeprowadzone w programie rcwa-1d¹, który wykorzystywał ścisłą metodę fal sprzężonych RCWA oraz wersji demonstracyjnej programu EM Explorer, wykorzystującego metodę różnic skończonych w domenie czasowej FDTD [3].

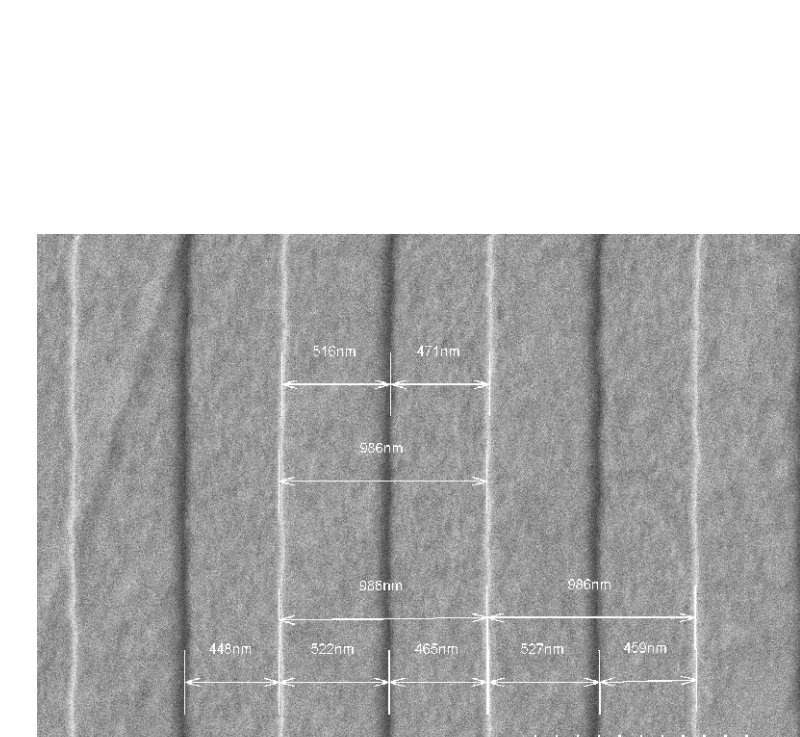
Siatki dyfrakcyjne odbiciowe w złocie zostały przygotowywane na podstawie tych obliczeń, pośrednią metodą litografii elektronicznej (EBL) w polimerze, w Uniwersytecie Południowej Danii w Sonderborgu.



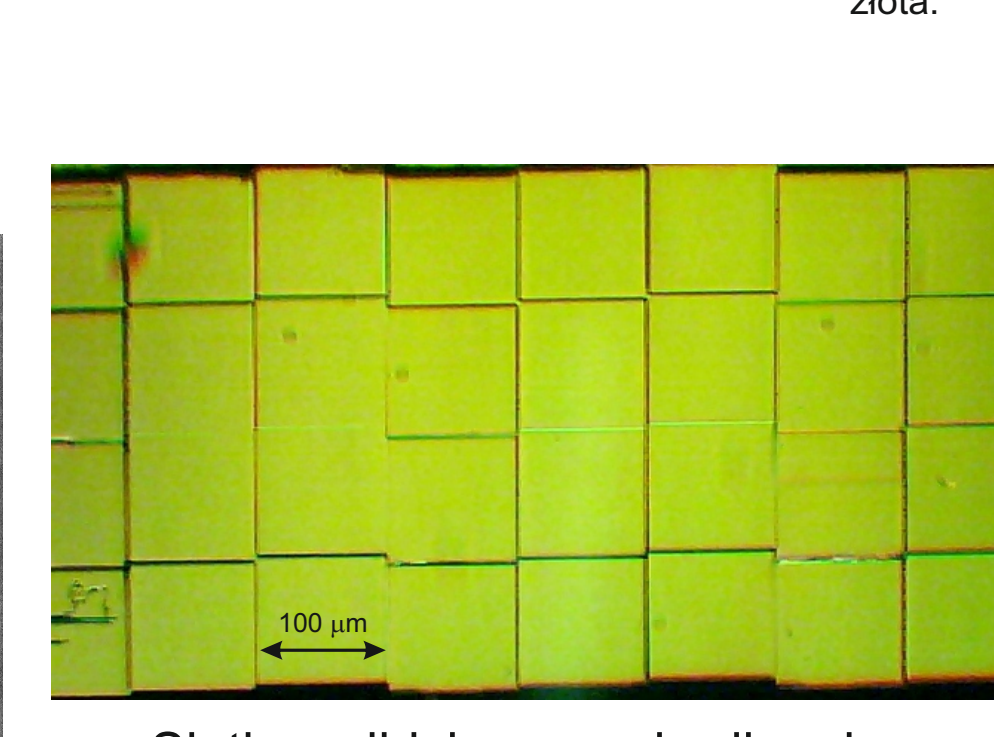
Zależność współczynnika odbicia w funkcji kąta padania wiązki wzbudzającej dla siatki o wysokości zęba 1 µm, wsp. wypełnienia 0.5 i różnych wysokościach zębów. Zależność współczynnika odbicia w funkcji kąta padania wiązki wzbudzającej dla siatki o wysokości zęba 35 nm, wsp. wypełnienia 0.5 i różnych okresach. Zależność współczynnika odbicia w funkcji kąta padania wiązki wzbudzającej dla siatki o okresie 1 µm, wysokości zęba 35 nm i różnych wsp. wypełnienia. Zależność współczynnika odbicia w funkcji kąta padania wiązki wzbudzającej dla siatki o okresie 1 µm, wysokości zęba 55 nm, wsp. wypełnienia 0.5 dla różnych wsp. zalamania dla złota.



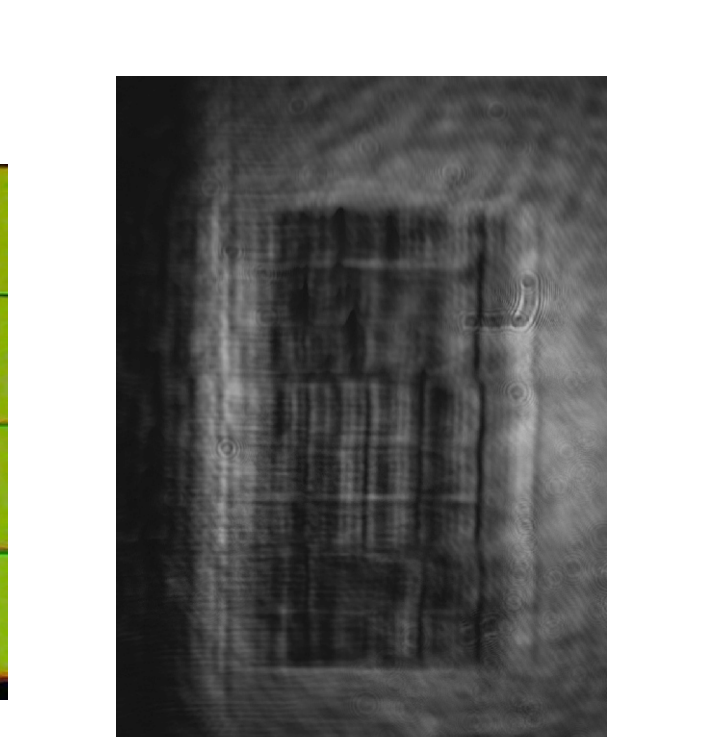
Obliczone rozkłady natężenia pola elektrycznego dla siatki o okresie 1 µm w odległości od kilkunastu µm od siatki (górze) oraz dla trzech zębów siatki (dół).



Widok siatki odbiciowej o okresie 1 µm pod mikroskopem elektronowym.



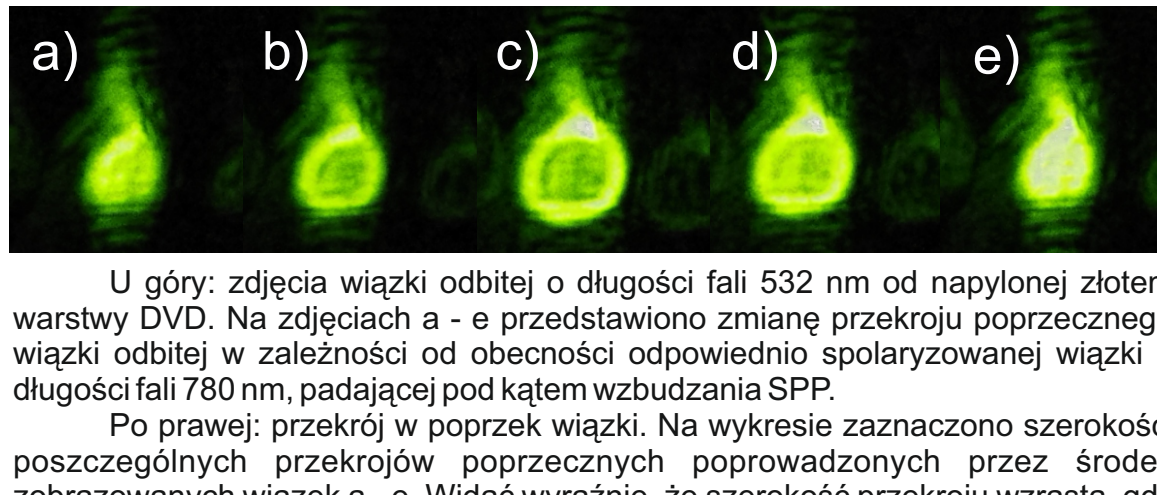
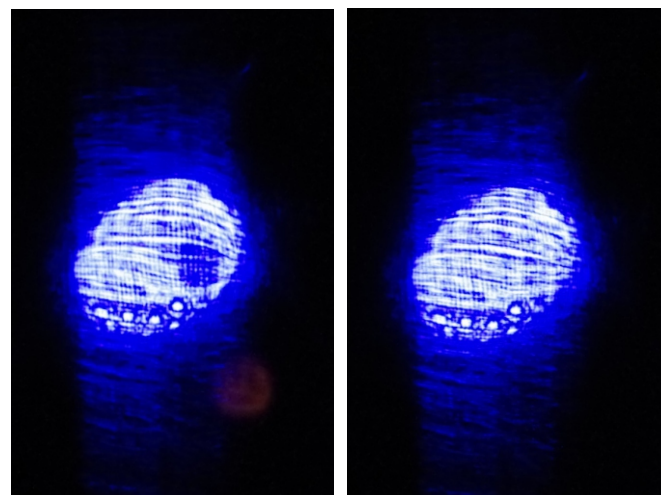
Siatka odbiciowa pod mikroskopem optycznym wykonana jako matryca 8 x 4 kwadraty o boku 100 µm. Okres siatki wyniósł 1 µm, wysokość zęba 50 nm, wsp. wypełnienia 0.5



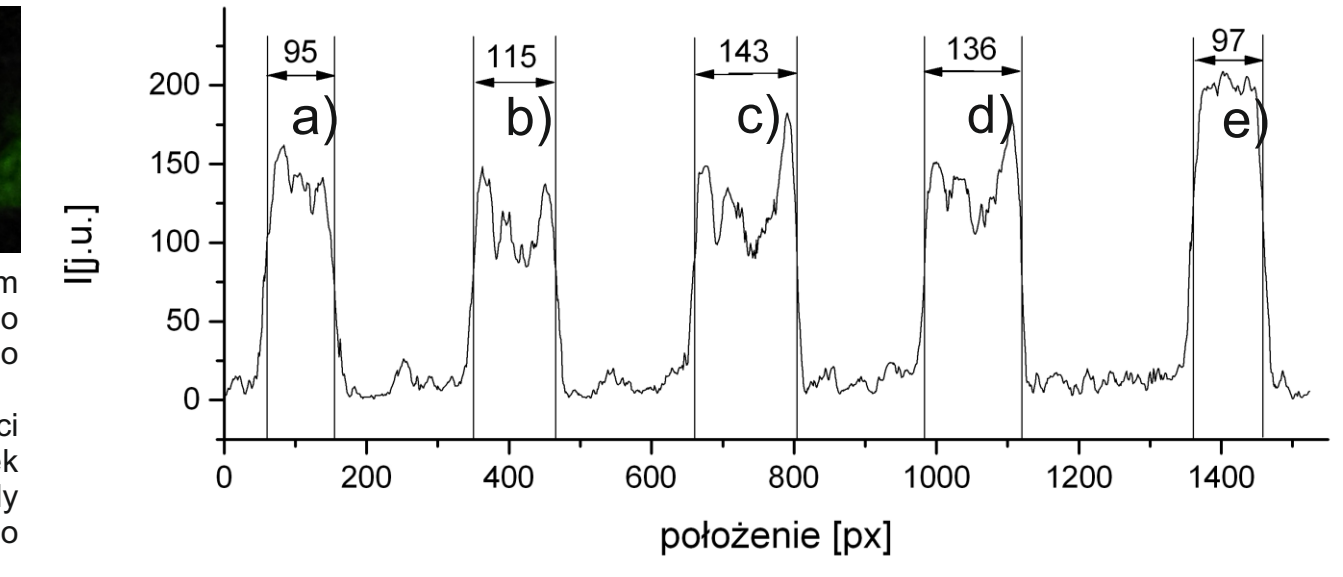
Obraz siatki odbiciowej dla wiązki padającej pod kątem 15° o polaryzacji TM.

PŁYTA DVD

Napylona złotem płyta DVD pozwala na bezpośrednią obserwację rozpraszania SPP. W trakcie wzbudzenia SPP na płycie światłem laserowym, dochodzi do zwiększenia przekroju poprzecznego wiązki światła lasera wskaźnikowego zobrazowanej na kartce papieru i pojawienia się charakterystycznego wyciemnienia (rysunki obok). Po wyłączeniu lasera wzbudzającego plazmony, kształt wiązki odbitej światła lasera wskaźnikowego wraca do swojej pierwotnej postaci. 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).



U góry: zdjęcia wiązki odbitej o długości fali 532 nm od napylonej złotem warstwy DVD. Na zdjęciach a - e przedstawiono zmianę przekroju poprzecznego wiązki odbitej w zależności od obecności odpowiednio spolaryzowanej wiązki o długości fali 780 nm, padającej pod kątem wzbudzania SPP. Po prawej: przekrój w poprzek wiązki. Na wykresie zaznaczono szerokości poszczególnych przekrojów poprzecznych poprowadzonych przez środek zobrazowanych wiązek a - e. 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.



LITERATURA

[1] S. A. Maier, *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. Springer (2007)
[2] Tomasz Kawalec, *Właściwości fali zanikającej i ich wykorzystanie do badania ruchu atomów przy powierzchni dielektryka* (praca doktorska). Instytut Fizyki UJ, Kraków, 2005
[3] Dobrosława Bartoszek - Bober, *Manipulowanie atomami przy powierzchniach za pomocą potencjałów optycznych i magnetycznych* (praca doktorska). Instytut Fizyki, w przygotowaniu

[4] P. B. Johnson, R. W. Christy, *Optical constants of the noble metal*. Phys. Rev. B, **6** (1972): 4370
[5] J. R. Sambles, G. W. Bradbery, F. Yang, *Optical excitation of surface plasmons: an introduction*. Contemp. Phys., **32** (1991): 173
[6] B. Ung, Y. Sheng, *Interference of surface waves in a metallic nanoslit*. Opt. Expr., **15** (2007): 1182. Program LD, MatLab
[7] C. Meierbachotl, Program eps_BB, MatLab (2009). Na podstawie modelu Brendela-Bormanna z A. D. Rakic et. al. Appl. Opt., **37** (1998): 5271

¹ autorem programu jest Pavel Kwiecień z Czech Technical University w Pradze, z Optical Physics Group.