

# Jak odbić zimne atomy od płyty DVD, czyli o polarytonach plazmonów powierzchniowych na metalicznych siatkach dyfrakcyjnych

Dobrosława Bartoszek–Bober

Zakład Optyki Atomowej IF UJ

21 maja 2011

## Plan seminarium

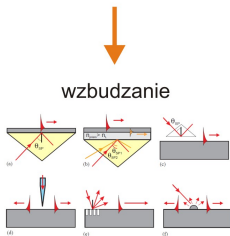
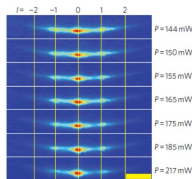
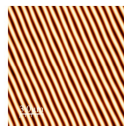


Fig. 5. SPP excitation configurations: (a) Kretschmann geometry, (b) two-layer Kretschmann geometry, (c) Otto geometry, (d) excitation with a SNOM probe, (e) diffraction on a grating, and (f) diffraction on surface features.

## dotychczasowe doświadczenia



## wytwarzanie siatek



## SPP i lustro dipolowe



## wzbudzenia elementarne i polarytyny

**wzbudzenia elementarne (kwazicząstki)**

fonon, plazmon, ekscyton itd.

**plazmony objętościowe**

propagują się dla częstości  $\omega > \omega_p$

**polarytyny plazmonów powierzchniowych (SPP - *surface plasmon polaritons*)**

propagują się na granicy metalu i dielektryka

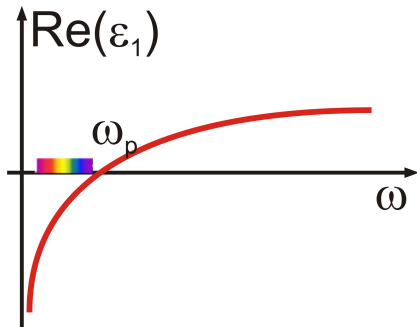
ich podklasą są plazmony powierzchniowe (które się nie propagują)

**plazmony zlokalizowane****polarytyny**

sprężenie fotonu i kwazicząstki

metale

zespolona funkcja dielektryczna  $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)$  i zależność  $Re(\varepsilon)$  od częstotliwości

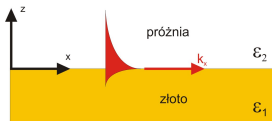


## polarytony plazmonów powierzchniowych (SPP)

### polarytony plazmonów powierzchniowych (SPP)

wzбудzenia elektromagnetyczne (sprężenie fotonu z plazmonem powierzchniowym), które propagują się wzdłuż granicy metal/dielektryk, a ich amplituda spada eksponencjalnie ze wzrastającą odległością od granicy ośrodków — powoduje to silne wzmocnienie pole przy powierzchni

są rozwiązaniem równań Maxwell'a na granicy metal/dielektryk (z odpowiednimi warunkami brzegowymi):



- harmoniczna zależność od czasu  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$
- propagacja w kierunku  $x$   $\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}(z)e^{i\beta x}$ ,  $\beta = k_x$  to stała propagacji
- dla dielektryka  $\epsilon_2 > 0$
- dla metalu  $\epsilon_1(\omega) = \epsilon_1'(\omega) + i\epsilon_1''(\omega)$ ,  $Re(\epsilon_1) < 0$

## mody TM (p)

niezerowe  $E_x$ ,  $E_z$  i  $H_y$

dla  $z > 0$

$$H_y(z) = Ae^{i(\beta x + k_2 z)}$$

$$E_x(z) = A \frac{k_2}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} e^{i(\beta x + k_2 z)}$$

$$E_z(z) = -A \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} e^{i(\beta x + k_2 z)}$$

dla  $z < 0$

$$H_y(z) = Be^{i(\beta x - k_2 z)}$$

$$E_x(z) = -B \frac{k_1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} e^{i(\beta x - k_2 z)}$$

$$E_z(z) = -B \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} e^{i(\beta x - k_2 z)}$$

ciągłość  $H_y$  dla  $z = 0$

$$A = B$$

ciągłość  $E_x$  dla  $z = 0$

$$\frac{k_2}{k_1} = -\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$$

korzystając z  $H_y$  i równania Helmholtz'a  $\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) H_y = 0$  otrzymujemy

$$k_1^2 = k_0^2 \varepsilon_1 - \beta^2 \text{ i } k_2^2 = k_0^2 \varepsilon_2 - \beta^2$$

co razem z  $\frac{k_2}{k_1} = -\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$  daje nam relację dyspersji SPP

$$\beta = k_x = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}$$

## mody TE (s)

niezerowe  $H_x$ ,  $H_z$  i  $E_y$

dla  $z > 0$

$$E_y(z) = Ae^{i(\beta x + k_2 z)}$$

$$H_x(z) = -A \frac{k_2}{\omega \mu_0} e^{i(\beta x + k_2 z)}$$

$$H_z(z) = A \frac{\beta}{\omega \mu_0} e^{i(\beta x + k_2 z)}$$

ciągłość  $E_y$  dla  $z = 0$

$$a = B$$

ciągłość  $H_x$  dla  $z = 0$

$$A(k_1 + k_2) = 0$$

dla  $z < 0$

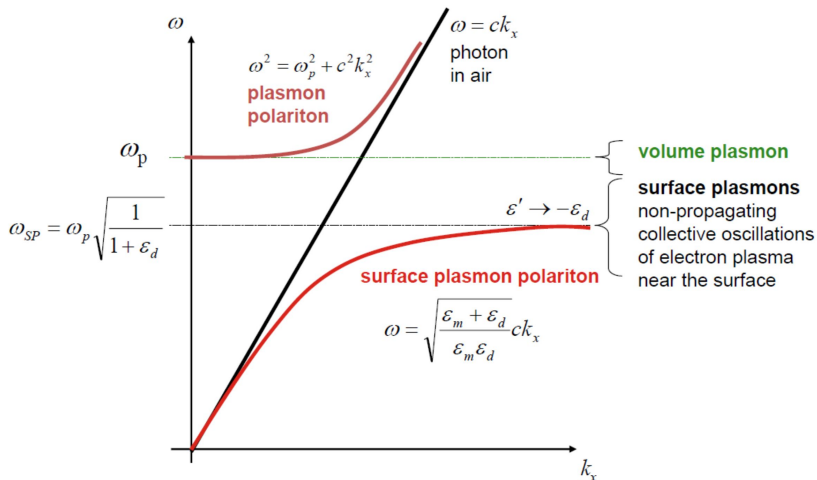
$$E_y(z) = Be^{i(\beta x - k_2 z)}$$

$$H_x(z) = B \frac{k_1}{\omega \mu_0} e^{i(\beta x - k_2 z)}$$

$$H_z(z) = B \frac{\beta}{\omega \mu_0} e^{i(\beta x - k_2 z)}$$

zanik eksponencjalny pola przy powierzchni jest gwarantowany przez  $Im(k_1) > 0$  i  $Im(k_2) > 0$   
 $\rightarrow A = B = 0$ , czyli **SPP można wzbudzić tylko dla polaryzacji TM**

## relacja dyspersji SPP





## długość propagacji

$$\text{relacja dyspersji } k_x = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} > k_0$$

dla dielektryka  $\varepsilon_2 > 0$

i dla metalu  $\varepsilon_1(\omega) = \varepsilon_1'(\omega) + i\varepsilon_1''(\omega)$ ,

$Re(\varepsilon_1) < 0$

i  $|\varepsilon_1'| > \varepsilon_1''$ ,

$\omega$  rzeczywiste:

$$k_x = k_x' + ik_x''$$

$$k_x' = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1' \varepsilon_2}{\varepsilon_1' + \varepsilon_2}}$$

$$k_x'' = k_0 \sqrt[3]{\frac{\varepsilon_1' \varepsilon_2}{\varepsilon_1' + \varepsilon_2} \frac{\varepsilon_1''}{2|\varepsilon_1'|^2}}$$

$k_x''$  określa absorpcję w ośrodku  $\Gamma_i = k_x''$  – tłumienie wewnętrzne

dla asymetrycznych układów (2 granice między 3 ośrodkami dielektryk/metal/dielektryk)

występuje też tłumienie radiacyjne („wyciek” światła do drugiego dielektryka dla cienkich warstw metalu)

droga propagacji plazmonu

$$L = \frac{1}{2k_x''}$$

długość fali plazmonu

$$\lambda = \frac{2\pi}{k_x'}$$

dla złota dla  $\lambda = 780 \text{ nm}$  dla  $\varepsilon_1 = (-22.5; 1.4)$

i  $\varepsilon_2 = 1$ :

$$L = 44 \text{ } \mu\text{m},$$

$$\lambda_{SP} = 763 \text{ nm}$$

## wnikanie pola w ośrodek

wektor falowy  $k_{z_i}$  dla  $i = 1, 2$

$$k_{z_i} = \sqrt{\varepsilon_i k_0^2 - k_x^2}$$

w kierunku  $z$  w obu ośrodkach pole zanika jak  $e^{-|k_{z_i}||z|}$

$$L_{z_i} = \frac{1}{|\operatorname{Im}(k_{z_i})|}$$

dla złota dla  $\lambda = 780 \text{ nm}$  dla  $\varepsilon_1 = (-22.5; 1.4)$  i  $\varepsilon_2 = 1$ :

w powietrzu/próżni  $L_{z_2} = 577 \text{ nm}$

w złocie  $L_{z_1} = 26 \text{ nm}$

## metody wzbudzania SPP

dla danej  $\omega$  trzeba dopasować relację dyspersji (poprzez zmianę  $k$  na różne sposoby), aby wzbudzić SPP

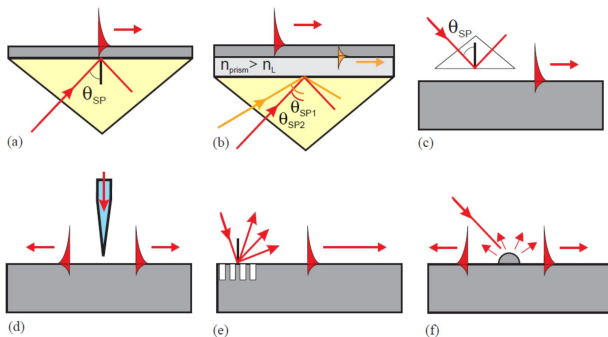
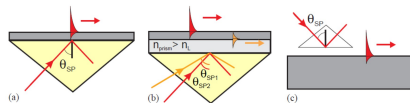
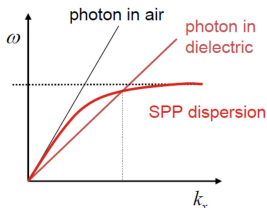


Fig. 5. SPP excitation configurations: (a) Kretschmann geometry, (b) two-layer Kretschmann geometry, (c) Otto geometry, (d) excitation with a SNOM probe, (e) diffraction on a grating, and (f) diffraction on surface features.

## wzbudzenie SPP z wykorzystaniem pryzmatu z warstwą metalu

$$k_{SPP} > k_0$$



- a) konfiguracja Kretschmanna
- b) konfiguracja Kretschmanna dwuwarstwowa (żeby wzbudzić SPP między dielektrykiem a metalem)
- c) konfiguracja Otto (gdy warstwa metalu gruba albo gdy nie można dotknąć powierzchni metalu)

<http://www.pdx.edu/nanogroup> (prof. La Rosa)

w dielektryku  $k$  jest zwiększany, można osiągnąć dopasowanie dla odpowiedniego kąta padania  $\theta_i$  większego od kąta granicznego

$$k_x = k_{SPP} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{pryzm}} \sin \theta_i$$

## wzbudzenie SPP z wykorzystaniem pryzmatu z warstwą metalu

wzbudzeniu SPP towarzyszy spadek natężenia w wiązce odbitej, przy czym region rezonansu można przybliżyć krzywą typu Lorentza

$$R = 1 - \frac{4\Gamma_i \Gamma_{rad}}{[k_x - (k_x^0 + \Delta k_x)]^2 + (\Gamma_i + \Gamma_{rad})^2}$$

optymalnie gdy  $\Gamma_i = \Gamma_{rad}$

maksymalne wzmocnienie pola przy powierzchni można obliczyć następująco (z równań Fresnela)

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

gdzie  $a^2 = |\epsilon_1'|(\epsilon_0 - 1) - \epsilon_0$

np. dla  $\lambda = 600 \text{ nm}$  dla złota otrzymujemy wzmocnienie 30

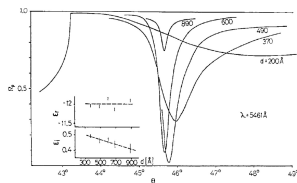
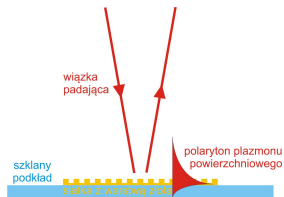


Fig. 2.9. Reflection at silver films of different thickness measured with an ATR device.  $\lambda = 5461 \text{ \AA}$ . Inset: the dielectric function ( $\epsilon'$ ,  $\epsilon''$ ) derived from these curves. Observed data [2.11]

H. Reather, *Surface Plasmons*, Springer-Verlag (1986)

## wzbudzenie SPP z użyciem siatki dyfrakcyjnej metalicznej



wzmocnienie pole przy powierzchni (z zasady zachowania energii)

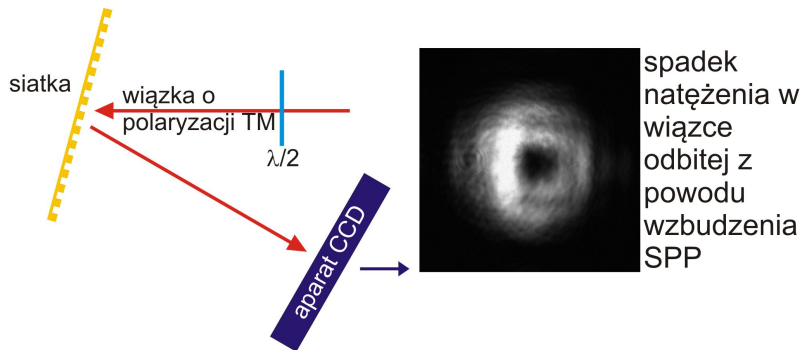
$$T^{el} = \frac{2|\epsilon'_1|^2 \cos \theta_i (1 - R)}{\epsilon''_1 \sqrt{|\epsilon'_1| - 1}}$$

warunek na wzbudzenie SPP z użyciem siatki dyfrakcyjnej (metalicznej)

$$k_{SPPgr} = -k_0 \sin \theta_i + \frac{2\pi n}{d}$$

max. wzmocnienie (dla  $R = 0$ ) dla złotej siatki o  $d = 850 \text{ nm}$  i  $\lambda = 780 \text{ nm}$  wynosi ok. 155

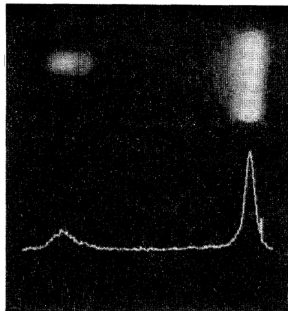
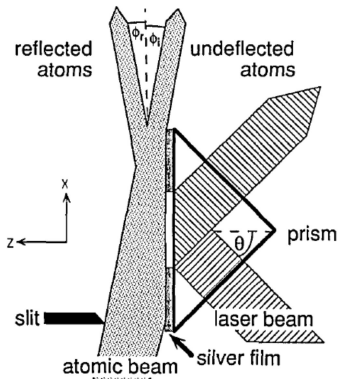
## obserwowanie (pośrednie) wzbudzenia SPP



## wiązki atomów odbijane od lusterek dipolowych na bazie plazmonów

termiczna wiązka atomów Rb odbijana od „lustera srebrnego” (warstwa 59 nm srebra przyczepiona do pryzmatu, wzmocnienie ok.  $60\times$ )

T. Esslinger et al., *Surface-plasmon mirror for atoms*, Opt. Lett. 18, 450 (1993)





## wiązki atomów odbijane od lusterek dipolowych na bazie plazmonów

naddźwiękowa wiązka metastabilnych atomów Ne odbijana od „lustra srebrnego” (warstwa 43 nm srebra napylna na pryzmat, wzmocnienie ok. 100×)

S. Feron et al., *Reflection of metastable neon atoms by a surface plasmon wave*, Opt. Commun. 102, 83 (1993)

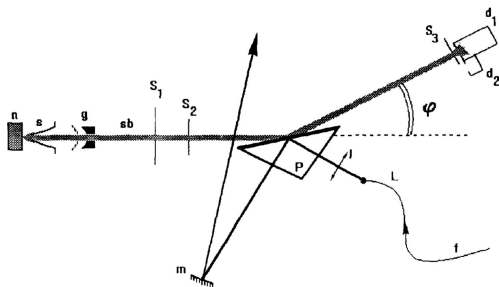


Fig. 1. Schematic of the experimental setup. sb: supersonic Ne\* beam; n: nozzle; s: skimmer; g: electron gun S<sub>1</sub>, S<sub>2</sub>, S<sub>3</sub>: 200, 50, 50 μm slits; d<sub>1</sub>, d<sub>2</sub>: detectors; L: laser light, f: fiber; l: lens; m: mirror; P: glass prism and silver layer.

## zimne atomy odbijane od lustra dipolowego na bazie plazmonów

metastabilne atomy argonu — „łapanie” w oczku fali stojącej  
warstwa złota napylona na pryzmat, działa też jako elektroda  
3 lasery wytwarzające różne pola zanikające + 1 laser falowodowy wytwarzający sieć optyczną

H. Gauck et al., *Quasi-2D Gas of Laser Cooled Atoms in a Planar Matter Waveguide*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5298 (1998)

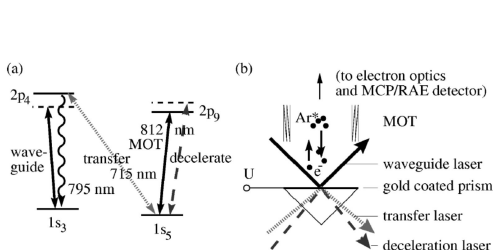


FIG. 1. (a) Relevant energy levels and transitions in argon  
(b) Schematic view of the experimental setup.

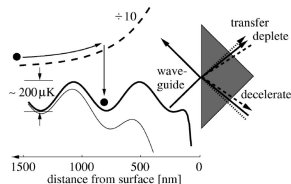


FIG. 2. Typical optical potentials (shown to scale) involved in the loading process. The sinusoidal potential of a red detuned waveguide including the Casimir-Polder interaction is represented by the solid line. The potential of the deceleration laser (dashed) is reduced by a factor of 10 in the figure. The thin line shows the waveguide potential including the attractive potential of the depletion laser that is introduced later in the text.

## zimne atomy odbijane od lustra dipolowego na bazie plazmonów

metastabilne atomy argonu — selekcja stanów, kalibracja układu  
warstwa złota napylona na pryzmat, działa też jako elektroda

D. Schneblen et al., *Detection of cold metastable atoms at a surface*, Rev. Sci. Instr. **74**, 2685 (2003)

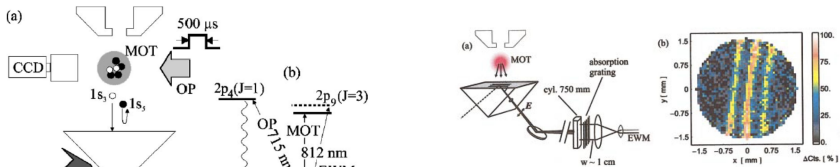
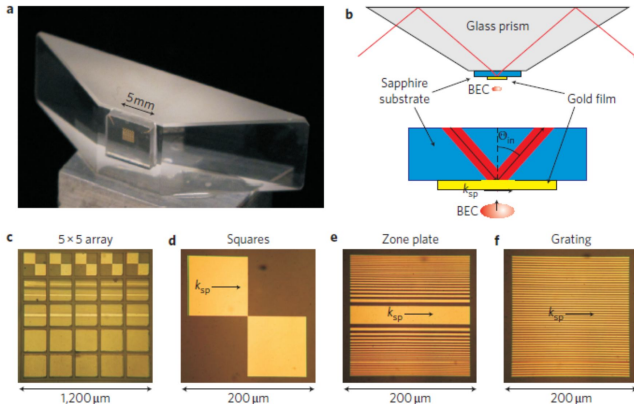


FIG. 3. (Color) (a) Schematic illustration of the experimental setup for the length calibration of the atom detector using a patterned EWM. The EWM beam had a waist of 1 cm, the absorption grating, a period of 1.5 mm, and the cylindrical lens, a focal length of 750 mm. (b) Measured reflectivity distribution for the test object. The stripes are separated by  $400 \mu\text{m}$ . The counts represent the relative change in the distribution as compared to the case for which the EWM beam was blocked.

## kondensat odbijany od lustra dipolowego na bazie plazmonów

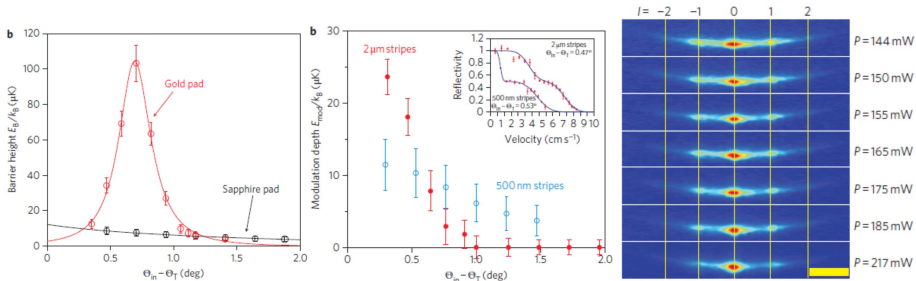
BEC odbijany od lustra dipolowego na bazie złotych mikrostruktur, wzbudzenie plazmonów w konfiguracji Kretschmanna

C. Srehle et al., *Plasmonically tailored micropotentials for ultracold atoms*, Nature Photonics 5, 494 (2011)



## kondensat odbijany od lustra dipolowego na bazie plazmonów

wzmocnienie pola nad złotą częścią ok.  $14\times$ , dyfrakcja BECa na potencjale pochodzącym od struktury typu siatka o okresie  $500\text{ nm}$  i takiej samej szerokości paska



## przypowierzchniowa pułapka dla atomów i inne

### pułapka dla atomów na bazie plazmonów — mikrostruktura

C. García-Segundo et al., *Atom trap with surface plasmon and evanescent field*, Phys. Rev. A 75, 030902(R) (2007)

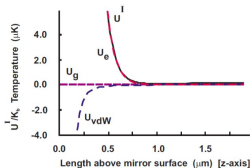
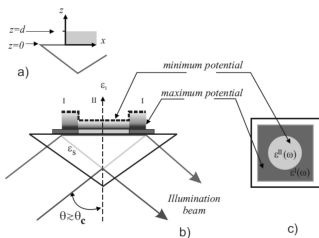


FIG. 2. (Color online) Display of the atomic mirror potential ( $U^I$ ) distribution (solid line) above the Ag metallic layer. This potential is dominated by the  $U_e$  EF's potential strength over the van der Waals potential  $U_{vdW}$  and the gravitational potential ( $U_g$ ).

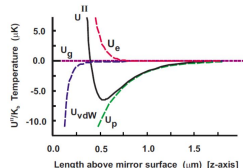


FIG. 3. (Color online) Display of the Potential well  $U^{II}$  (solid line) above the Au thin film. This time we added the plasmon field potential ( $U_p$ ). This is evaluated accordingly with the parameters as is indicated in the main text. At 10 mW optical input power we compute a well's depth  $\approx 7 \mu\text{K}$ .

proponowane też pułapki dla pojedynczych atomów:

- w polu wytwarzanym przez metalowy „nanotip” będący końcówką światłowodu (Phys. Rev. Lett. 103, 123004 (2009))
- toroidalna elektro-optyczna pułapka wytworzona przez nanorurkę węglową i 2 srebrne nanosfery (Phys. Rev. Lett. 102, 033003 (2009))

## jakie parametry powinna mieć siatka dyfrakcyjna

okres siatki

wybieramy taki okres siatki  $d$ , aby był przynajmniej jeden kąt wzbudzenia SPP

$$k_{SPPgr} = -k_0 \sin \theta_i + \frac{2\pi n}{d}$$

$k_{SPPgr}$  nie zależy bardzo od głębokości dla płtykich siatek (zmierzono), przybliżamy go

$$k_{SPPff} = 1.02k_0 @ 780 \text{ nm}$$

nie chcemy żadnych rzędów dyfrakcyjnych  $m \neq 0$

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

dostajemy warunek na  $d$  (S. Koev et al., Plasmonics 2011)

$$\frac{k_{SPPgr}}{k_0} < \frac{\lambda}{d} < \frac{k_{SPPgr}}{k_0} + 1$$

czyli  $386 \text{ nm} < d < 765 \text{ nm}$

dodatkowo, z warunków geometrycznych komory mamy, że  $\theta_i < 20^\circ$ , co daje ograniczenie

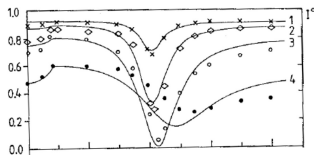
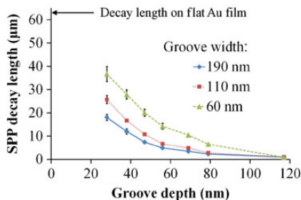
$573 \text{ nm} < d < 765 \text{ nm}$

## jakie parametry powinna mieć siatka dyfrakcyjna

głębokość siatki i szerokość „rys”

→ siatka powinna być płytka (na podstawie literatury max. 70 nm), aby była tylko niewielkim zaburzeniem płaskiej powierzchni

→ stosunek szerokości „rys” do okresu siatki powinien być zbliżony do  $\frac{1}{2}$   
 zwiększanie głębokości siatki i odchodzenie od wypełnienia 50% powoduje skracanie drogi propagacji SPP i siłę sprzężenia ze wzbudzającą wiązką



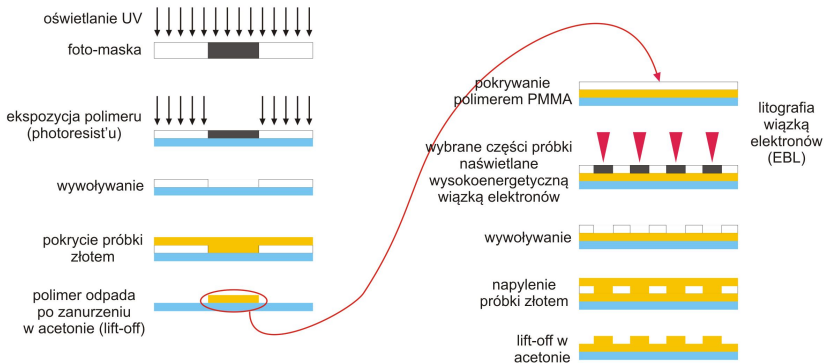
$d = 797 \text{ nm}$ ,  $\lambda = 647 \text{ nm}$ ,  $h_1 = 8.7 \text{ nm}$ ,  
 $h_1 = 17.4 \text{ nm}$ ,  $h_1 = 30.8 \text{ nm}$ ,  $h_1 = 51.4 \text{ nm}$   
 H. Reather, *Surface Plasmons*, Springer-Verlag (1986)



## fotolitografia UV

wytwarzane przez Jacka Fiutowskiego (+ Horst-Günter Rubahn) z Mads Clausen Institute, NanoSyd, University of Southern Denmark, Sonderborg, Dania

### fotolitografia UV (with negative photoresist)

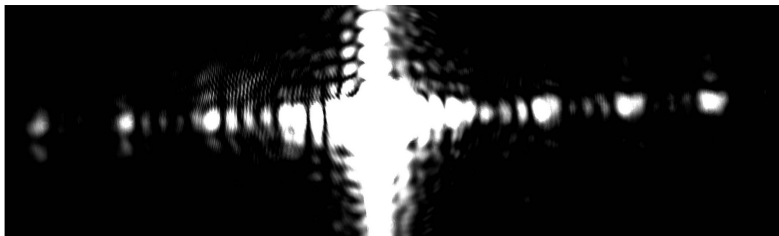
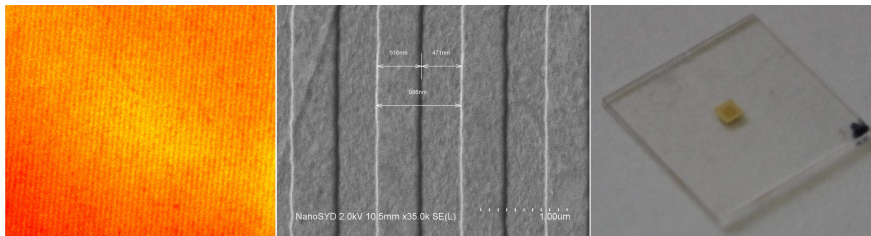


SPP

SPP z atomami dotychczas  
siatki dyfrakcyjne  
lustro dla atomów

warunki na dobrą siatkę  
skąd wziąć siatkę

## fotolitografia UV



## miękką litografia — polimerowe pieczętki



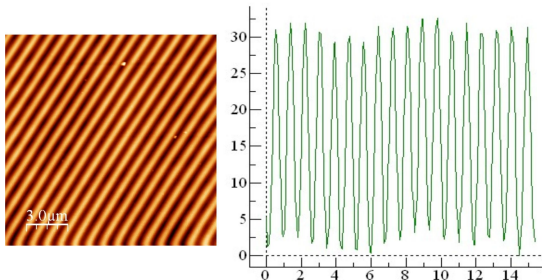
wytwarzane przez mgr Monikę Josiek (dr Jakub Rysz)  
z Zakładu Inżynierii Nowych Materiałów

### 1. przygotowanie pieczętki z PDMS (polidimetylosilosan)

- wymieszać polimer z środkiem utwardzającym
- pozbyć się bąbelków
- przygotować DVD
- wylać PDMS na podkład
- przycisnąć DVD
- wygrzać w piecu
- odkleić DVD

## miękka litografia — polimerowe pieczętki

- na krzemowy podkład wylać PMMA (polimetakrylen metylu) z rozpuszczalnikiem, położyć na kręcącym się urządzeniu (spin coating) i poczekać, aż odparuje zostawiając ciekłą warstwę polimeru
- na pieczętkę dać kroplę rozpuszczalnika, przyłożyć pieczętkę do PMMA i poczekać aż rozpuszczalnik wyparuje i PMMA stwardnieje (solvent assisted micromolding)
3. napylić złotem (?)



## napylane płyty DVD

### budowa płyt CD i DVD

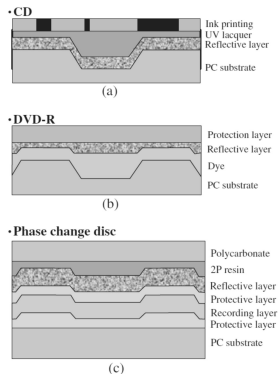


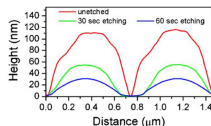
Fig. 2. Schematic diagram of the structure of optical discs: (a) CD, (b) DVD-R and (c) phase-change discs, such as CD-RW, DVD-RAM, DVD-RW and DVD+RW.

Jap. J. of Appl. Phys. 43, 4730 (2004)

z Internetu: okres siatki na płycie DVD to 740 – 760 nm

budowa płyt DVD  $\pm$  R: warstwa ochronna po obu stronach, warstwa odbijająca (zazwyczaj Al, w najlepszych Au), warstwa organiczna; profil mniej więcej sinusoidalny, głębokość siatki rzędu 100 nm

można użyć warstwy organicznej po jej wytrawieniu w celu spłycenia jako siatki



Plasmonics 4, 237 (2009)

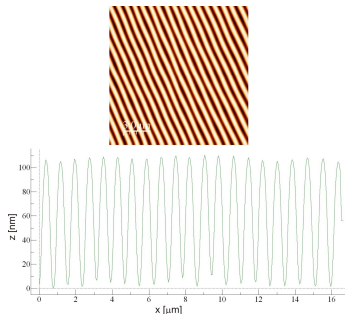
można użyć warstwy odbijającej z lepszej płyty (Au) jako siatki, ale jest zbyt głęboka

## napyłane płyty DVD

etapy produkcji:

- rozdzielenie płyty
- wytrawienie (splycenie rowków) w acetonie i izopropanolu
- napylenie złotem

firma	okres [nm]
Verbatim -R	786
Sony +R	784
Platinum +R	796
Gigamaster +R	789
Extreme -R	783
4Tech +R	776
Titanium +R	777
Omega +R	767
Omega -R	762
Emtec +R	776
TDK +R	809
TDK -R	803
JVC +R	792
JVC -R	788
Maxwell +R	784
Maxwell -R	796



obraz z AFM płyty firmy Platinum +R

## lustro dipolowe dla zimnych atomów na bazie SPP

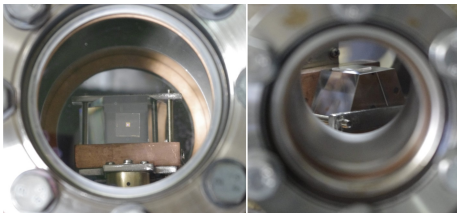
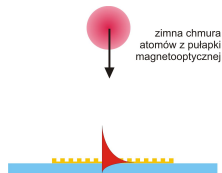
wnętrze komory próżniowej: pryzmat z  
 siatką dyfrakcyjną i wiązką tworzące  
 pułapkę magnetoptyczną



SPP wytwarzają zanikające  
 eksponencjalnie pole w kierunku  
 normalnym do powierzchni,  
 odstrajając wzbudzające je światło ku  
 niebieskiemu od wybranego przejścia  
 w atomach otrzymujemy potencjał  
 odpychający

$$U_{dip} = \frac{\hbar\delta}{2} \ln(1 + s)$$

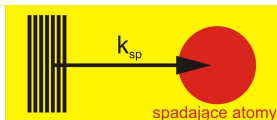
lustro na bazie plazmonów



## Podsumowanie

W Laboratorium Zimnych Atomów przy Powierzchni:

- chcemy wykorzystać złotą siatkę do wzbudzenia polarytonów plazmonów powierzchniowych w celu wytworzenia lustra dipolowego dla zimnych atomów;
- w tym celu testujemy różne źródła pozyskiwania siatek;
- dalszym etapem jest rozdzielenie miejsca wytwarzania plazmonów i ich użycia jako lustra (propagacja SPP rośnie wraz z długością fali światła wzbudzającego)



- ostatnim etapem byłoby wytworzenie bardziej skomplikowanych potencjałów i spułapkowanie atomów przy powierzchni.

Współpraca: dr Jacek Fiutowskiego (+ Horst-Günter Rubahn) z University of Southern Denmark; mgr Monika Josiek (dr Jakub Rysz) z Zakładu Inżynierii Nowych Materiałów; dr hab. Piotr Cyganik z Zakładu Fizyki Nanostruktur i Nanotechnologii