

Dipolowe lustro optyczne dziś i jutro

Dobrosława Bartoszek

Zakład Optyki Atomowej

17 listopada 2008

Plan seminarium

- **Dziś**

- Park laserowy
- Obrazowanie absorpcyjne
- Lustro dipolowe
- Ulepszenia

- **Jutro**

- Lustro z pokryciem metalicznym
- Odbicie kwantowe
- Potencjał Casimira-Poldera
- Modyfikacja emisji spontanicznej

- **Podsumowanie**

- **Bibliografia**

Plan seminarium

- **Dziś**
 - **Park laserowy**
 - Obrazowanie absorpcyjne
 - Lustro dipolowe
 - Ulepszenia
- Jutro
 - Lustro z pokryciem metalicznym
 - Odbicie kwantowe
 - Potencjał Casimira-Poldera
 - Modyfikacja emisji spontanicznej
- Podsumowanie
- Bibliografia

Plan seminarium

- **Dziś**
 - **Park laserowy**
 - **Obrazowanie absorpcyjne**
 - Lustro dipolowe
 - Ulepszenia
- Jutro
 - Lustro z pokryciem metalicznym
 - Odbicie kwantowe
 - Potencjał Casimira-Poldera
 - Modyfikacja emisji spontanicznej
- Podsumowanie
- Bibliografia

Plan seminarium

- Dziś
 - Park laserowy
 - Obrazowanie absorpcyjne
 - Lustro dipolowe
 - Ulepszenia
- Jutro
 - Lustro z pokryciem metalicznym
 - Odbicie kwantowe
 - Potencjał Casimira-Poldera
 - Modyfikacja emisji spontanicznej
- Podsumowanie
- Bibliografia

Plan seminarium

- Dziś
 - Park laserowy
 - Obrazowanie absorpcyjne
 - Lustro dipolowe
 - Ulepszenia
- Jutro
 - Lustro z pokryciem metalicznym
 - Odbicie kwantowe
 - Potencjał Casimira-Poldera
 - Modyfikacja emisji spontanicznej
- Podsumowanie
- Bibliografia

Plan seminarium

- Dziś
 - Park laserowy
 - Obrazowanie absorpcyjne
 - Lustro dipolowe
 - Ulepszenia
- Jutro
 - Lustro z pokryciem metalicznym
 - Odbicie kwantowe
 - Potencjał Casimira-Poldera
 - Modyfikacja emisji spontanicznej
- Podsumowanie
- Bibliografia

Plan seminarium

- Dziś
 - Park laserowy
 - Obrazowanie absorpcyjne
 - Lustro dipolowe
 - Ulepszenia
- Jutro
 - Lustro z pokryciem metalicznym
 - Odbicie kwantowe
 - Potencjał Casimira-Poldera
 - Modyfikacja emisji spontanicznej
- Podsumowanie
- Bibliografia

Plan seminarium

- Dziś
 - Park laserowy
 - Obrazowanie absorpcyjne
 - Lustro dipolowe
 - Ulepszenia
- Jutro
 - Lustro z pokryciem metalicznym
 - Odbicie kwantowe
 - Potencjał Casimira-Poldera
 - Modyfikacja emisji spontanicznej
- Podsumowanie
- Bibliografia

Plan seminarium

- Dziś
 - Park laserowy
 - Obrazowanie absorpcyjne
 - Lustro dipolowe
 - Ulepszenia
- Jutro
 - Lustro z pokryciem metalicznym
 - Odbicie kwantowe
 - Potencjał Casimira-Poldera
 - Modyfikacja emisji spontanicznej
- Podsumowanie
- Bibliografia

Plan seminarium

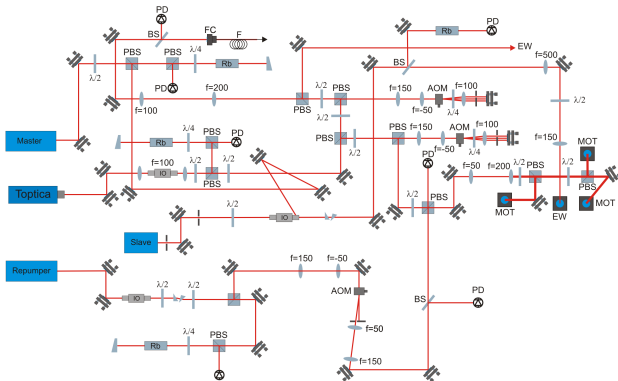
- Dziś
 - Park laserowy
 - Obrazowanie absorpcyjne
 - Lustro dipolowe
 - Ulepszenia
- Jutro
 - Lustro z pokryciem metalicznym
 - Odbicie kwantowe
 - Potencjał Casimira-Poldera
 - Modyfikacja emisji spontanicznej
- Podsumowanie
- Bibliografia

Plan seminarium

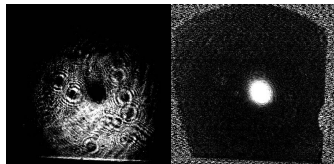
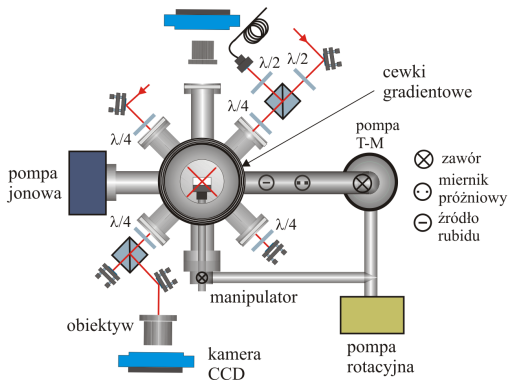
- Dziś
 - Park laserowy
 - Obrazowanie absorpcyjne
 - Lustro dipolowe
 - Ulepszenia
- Jutro
 - Lustro z pokryciem metalicznym
 - Odbicie kwantowe
 - Potencjał Casimira-Poldera
 - Modyfikacja emisji spontanicznej
- Podsumowanie
- Bibliografia

Plan seminarium

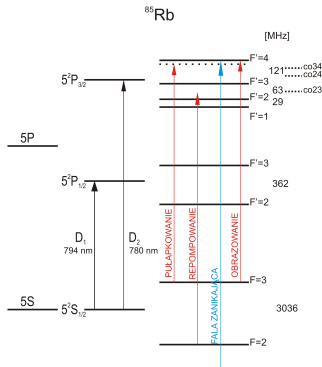
- Dziś
 - Park laserowy
 - Obrazowanie absorpcyjne
 - Lustro dipolowe
 - Ulepszenia
- Jutro
 - Lustro z pokryciem metalicznym
 - Odbicie kwantowe
 - Potencjał Casimira-Poldera
 - Modyfikacja emisji spontanicznej
- Podsumowanie
- Bibliografia



Toptica → wiązki pułapkujące, do obrazowania absorpcyjnego i dodatkowa rezonansowa fala zanikająca
master + slave → fala zanikająca



temperatura $\sim 35 - 45 \mu K$
liczba atomów $\sim 10^7$
gęstość $\sim 10^{10} \frac{at}{cm^3}$
(wiązki pułapkujące odstrajane i
zmniejszane ich natężenie, pole
magnetyczne wyłączane na chwilę
przed wyłączeniem wiązek)



parametry wiązki tworzącej falę zanikającą:
 moc $\sim 30 \text{ mW}$
 odstrojenie $\sim \text{GHz}$
 wykorzystanie linii D_2

linia D_1

$$U_{D_1}^{dip}(z) = \frac{1}{2} \frac{\Gamma \pi c^2}{\omega_0^3} \frac{I(z)}{\delta}$$

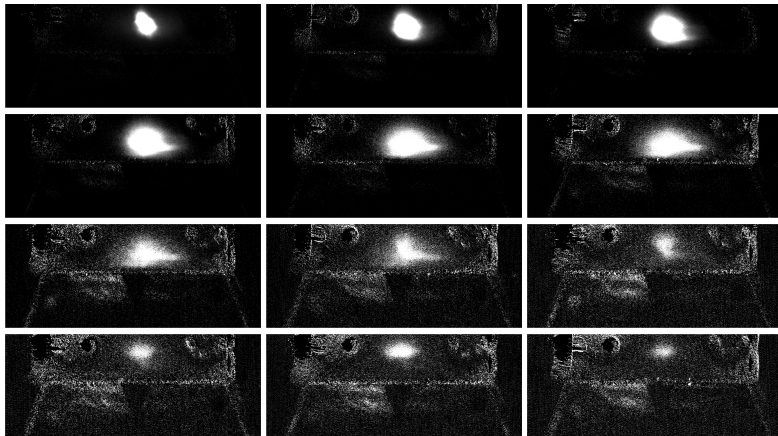
$$\Gamma_{D_1}^{SP}(z) = \frac{1}{2} \frac{\pi c^2}{\hbar \omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\delta} \right)^2 I(z)$$

linia D_2

$$U_{D_2}^{dip}(z) = \frac{\Gamma \pi c^2}{\omega_0^3} \frac{I(z)}{\delta}$$

$$\Gamma_{D_2}^{SP}(z) = \frac{\pi c^2}{\hbar \omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\delta} \right)^2 I(z)$$

- większy potencjał dipolowy
- większa efektywna powierzchnia lustra
- równoczesne zwiększenie natężenia fali zanikającej pozwala na zwiększenie odstrojenia, co powoduje zmniejszenie niekoherentnego rozpraszania fotonów



zdjęcia co 5 ms dla czasów spadku od 0 do 55 ms (+ naświetlanie przez 4 ms)

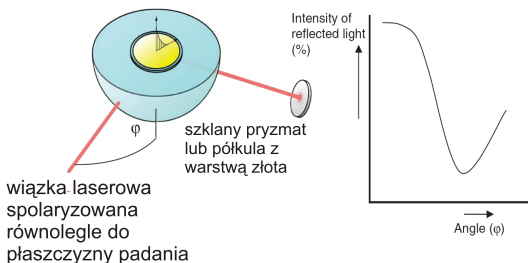
główne ulepszenia planowane w układzie:

- chłodzenie w melasie optycznej (konieczna dokładna kompensacja pola magnetycznego)
- poprawienie jakości wiązek motowskich (światłowody)
- jednorodne pole magnetyczne o niewielkiej wartości w kierunku propagacji wiązki podczas obrazowania absorpcyjnego
- układ detekcji liczby atomów spadających na lustro
- fala zanikająca przy użyciu lasera o dużej mocy w celu zwiększenia efektywnej powierzchni lustra, zwiększenia odstrojenia i zmniejszenia liczby niekoherentnie rozpraszanych fotonów + układ stabilizacji
- układ sterowania eksperymentem

Plazmony powierzchniowe

oscylacje gazu elektronowego rozprzestrzeniające się wzdłuż granicy metal - dielektryk
do wzbudzenia plazmonów powierzchniowych w metalu konieczne jest dopasowanie relacji dyspersji plazmonów i światła

dla fali zanikającej możliwa jest zmiana relacji dyspersji (przy stałej częstotliwości) wraz ze zmianą kąta padania



A.J.Tudos and R.Schasfoort, *Introduction to Surface Plasmon Resonance*

cienka warstwa złota (kilkadziesiąt *nm*) na powierzchni
pryzmatu

↓
plazmony powierzchniowe

↓
z wielokrotnieniem natężenia fali zanikającej (kilkadziesiąt
razy)

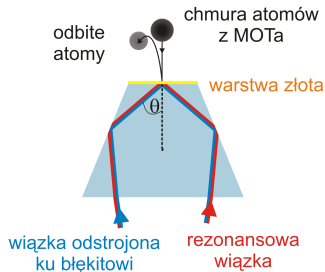
↓
możliwość znacznego zwiększenia odstrojenia (nawet do ok.
100 GHz) - „prawie ciemne“ lustro

↓
redukcja niekoherentnego rozpraszania fotonów

dotychczasowa rezonansowa fala zanikająca o ściśle
kontrolowanym natężeniu, polaryzacji, odstrojeniu i
głębokości wnikania

pomiar:

- ciśnienia światła (liczba rozproszonych fotonów)
- dyspersji pędu
- niekoherentnego rozpraszania fotonów
- zmiany populacji podpoziomów zeemanowskich



składowa wektora falowego wzdłuż
powierzchni pryzmatu

$$k_x = k_0 n \sin \theta$$

↓
absorpcja fotonu

↓
odrzut $p_{rec} = \hbar k_x$

Odbicie kwantowe

wykluczone w mechanice klasycznej odbicie cząstki o energii większej niż bariera potencjału oraz odbicie od potencjału przyciągającego

- zjawisko odbicia kwantowego silnie zależy od szczegółów potencjału
- badana będzie liczba odbitych atomów w zależności od parametrów fali zanikającej w lustrze dipolowym
- dzięki możliwości obniżenia wysokości chmury nad powierzchnią pryzmatu do ok. 0.5 mm można uzyskać małą prędkość, z jaką atomy zderzają się z powierzchnią (rzędu $10 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$)
- pomiary możliwe w częściowo zmodyfikowanym układzie

R.Cote et al., *Quantum reflection engineering: The bichromatic evanescent-wave mirror*, Phys. Rev. A 67, 041604 (2003)

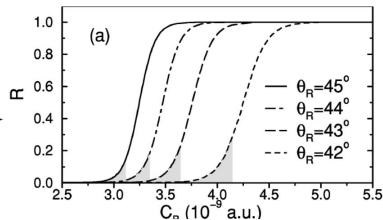
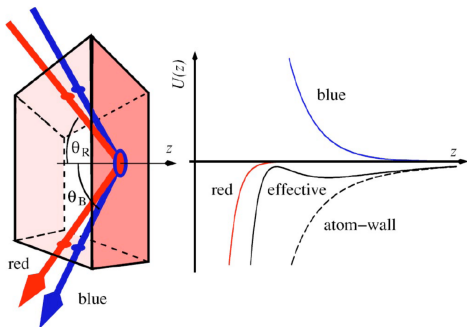


FIG. 3. Reflection coefficient as a function of C_B for various angle θ_R . Here, $C_R = 1.3 \times 10^{-9}$ a.u. and $\theta_B = 55^\circ$. In (a), the shaded regions illustrate parameters for which the effective potential is purely attractive, corresponding to pure quantum reflection.

za pomocą dwóch wiązek laserowych: odstrojonej ku czerwieni i słabszej odstrojonej ku błękitowi od przejścia atomowego można wytworzyć efektywny potencjał przyciągający

$$U(z) = C_B e^{-2\kappa_B z} - C_R e^{-2\kappa_R z} - \frac{C_3}{z^3},$$

gdzie $\kappa_{B/R} = k_{B/R} \sqrt{n^2 \sin^2 \theta_{B/R} - 1}$, a dla dużych odstrojeń $C_{B/R} \simeq \frac{I_{B/R} d^2}{8\hbar \epsilon_0 \delta_{B/R}}$

Oddziaływanie atomu z powierzchnią przewodzącą

oddziaływanie to rozseparować można na część związaną z fluktuacjami próżni oraz z reakcją atomowego momentu dipolowego na swoje własne promieniowanie odbite od powierzchni [5]

- blisko powierzchni przesunięcie poziomów spowodowane jest głównie oddziaływaniem van der Waalsa postaci $\frac{1}{z^3}$, związanym z reakcją momentu dipolowego na swoje własne promieniowanie (oddziaływanie elektrycznego momentu dipolowego ze swoim obrazem)
- daleko od powierzchni przesunięcie stanu podstawowego spowodowane jest głównie przez oddziaływanie Casimira-Poldera postaci $\frac{1}{z^4}$, które jest związane z fluktuacjami próżni

potencjał van der Waalsa dla powierzchni dielektrycznej: $U_{diel} = U_{cond} \cdot \frac{n^2-1}{n^2+1}$, $n^2 = \epsilon$

precyzyjny pomiar liczby odbitych atomów dla różnych natężeń i odstrojeń fali zanikającej (czyli w funkcji wielkości i kształtu potencjału)

$$V_e(z) = C_0 e^{-2\kappa z} - \frac{C_3}{z^3}$$

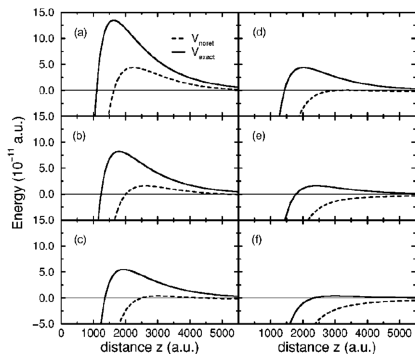
$$V_r(z) = C_0 e^{-2\kappa z} - \frac{K_4}{z^4}$$

$$C_0 \simeq \frac{I d^2}{8 \hbar \epsilon_0 \delta}$$

C_0 zmienia się od $9.877 \cdot 10^{-10} \text{ a.u.}$ (a) do $2.119 \cdot 10^{-10} \text{ a.u.}$ (f);

$C_3 = C_3^{matal} \cdot \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1}$, $K_4 = 1081.03 \text{ a.u.}$

ze zmianą C_0 zmienia się wysokość bariery V_{max} , położenie oraz kształt



R.Cote et al., *Retardation effects on quantum reflection from an evanescent-wave atomic mirror*, Phys. Rev. A 58, 3999 (1998)

A.Landragin *et al.*, Phys.Rev.Lett. **77**, 1464 (1996)
pomiar potencjału van der Waalsa z niepewnością 30%; wydaje się, że przewidywania na bazie QED dotyczące wysokości potencjału lepiej opisują dane doświadczalne

→ możliwość ustawienia małej początkowej wysokości chmury (0.5 zamiast 15 mm)
→ mała prędkość atomów w momencie odbicia
→ możliwość precyzyjnego próbkowania potencjału
→ do odbicia atomów o małej prędkości wystarczy słaby potencjał - odbicie w większej odległości od powierzchni - większy wpływ potencjału Casimira-Poldera

→ „nowe” siły przypowierzchniowe pochodzące od potencjałów postaci

$V(r) = -G_N \frac{m_1 m_2}{r} (1 + \alpha e^{-\frac{r}{\lambda}})$ wynikające z teorii strun, możliwość badania przy pomocy BEC [8.9]

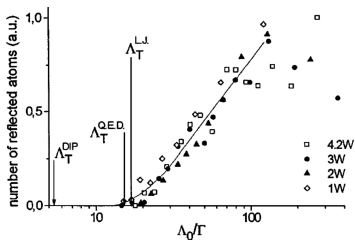


FIG. 3. Number of reflected atoms as a function of Λ_0 , for various laser powers and detunings. (a) TE polarization; (b) TM polarization. The arrows show the predicted thresholds: ignoring the van der Waals interaction (Λ_T^{dip}), using the electrostatic model (Λ_T^{LJ}), and using the QED model (Λ_T^{QED}).

A.Landragin *et al.*, *Measurement of the van der Waals force in an atomic mirror*, Phys. Rev. Lett. **77**, 1464 (1996)

emisja spontaniczna zależy od gęstości stanów pola elektromagnetycznego, która jest determinowana przez warunki brzegowe (np. występującą w pobliżu atomu powierzchnię)
modyfikacja emisji spontanicznej powoduje zmianę szerokości linii absorbcyjnej

V.Ivanov *et al.*, J.Opt.B **6**, 454 (2004)
→ rejestrowane widma absorpcyjne atomów spadających na pryzmat poprzez słabą falę zanikającą
→ Γ to parametr dopasowania funkcji Voigta do profilu absorpcyjnego
→ obserwowane poszerzenie profilu absorbcyjnego (do około 25%) jest ok. 2 razy większe niż obliczone
→ możliwe wyjaśnienie - lokalne przesunięcia Starka spowodowane ładunkami lub spolaryzowanymi cząsteczkami na powierzchni

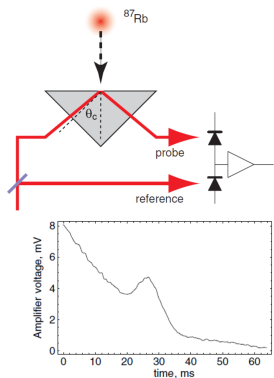


Figure 2. A typical time-of-flight signal taken with the evanescent-wave probe beam (averaged 100 times). The peak around 27 ms is due to the absorption of evanescent probe light by cold atoms arriving at the surface. As a result of high pass filtering the signal has been distorted and sits on top of an exponentially decaying transient ($1/e$ time 26 ms).

V.V.Ivanov *et al.*, *Observation of modified radiative properties of cold atoms in vacuum near a dielectric surface*, J. Opt. B **6**, 454 (2004)

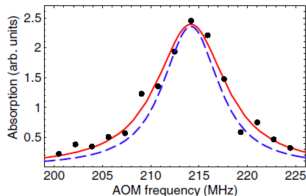


Figure 3. Measured and fitted absorption profiles. The AOM frequency is the shift imparted to the frequency of the locked probe laser to tune it near resonance. Each data point is the fitted Gaussian amplitude of the time trace averaged 100 times as in figure 2. The solid curve is the fitted Voigt profile. For comparison, the dashed curve shows the free-space Lorentzian profile.

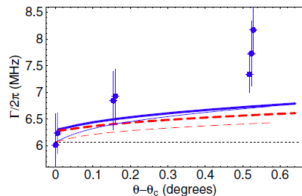


Figure 4. Fitted linewidths for varying angle of incidence of the evanescent-wave (EW) probe. The data points at $\theta - \theta_c = 0$ have been measured in free space, instead of with an EW probe. The thin lines are the calculated widths based on equation (8), the thick lines those based on an integration of the optical Bloch equations (see the text). The dashed curves show the result when level shifts are not taken into account; the solid curves take into account both broadening and level shifts.

V.V.Ivanov *et al.*, *Observation of modified radiative properties of cold atoms in vacuum near a dielectric surface*, J. Opt. B 6, 454 (2004)

w naszym eksperymencie:

- zimniejsza i gęstsza chmura atomów - mała wysokość początkowa
- możliwość podgrzewania pryzmatu

Podsumowanie

- dipolowe lustro optyczne dla zimnych atomów rubidu zostanie wykorzystane do badania oddziaływań atomów w próżni z powierzchnią metaliczną i dielektryczną oraz do zbadania modyfikacji ruchu atomów w pobliżu takich powierzchni
- możliwość regulacji początkowej chmury, a w szczególności uzyskanie małej wysokości daje małą prędkość atomów spadających na lustro
- pozwala to na uzyskanie odpowiednich warunków do obserwacji efektów kwantowych takich jak: odbicie kwantowe, wpływ potencjału Casimira-Poldera na ruch atomów oraz modyfikację emisji spontanicznej w pobliżu powierzchni

- [1] T.Kawalec, *Właściwości fali zanikającej i ich wykorzystanie do badania ruchu atomów przy powierzchni dielektryka*, rozprawa doktorska, Zakład Optyki Atomowej UJ (2005)
- [2] A.J.Tudos and R.Schasfoort, *Introduction to Surface Plasmon Resonance*
- [3] D.Voigt, B.T.Wolschrijn, R.Jansen, N.Bhattacharya, R.J.C.Spreuw, and H. van Linden van den Heuvell, *Observation of radiation pressure exerted by evanescent waves*, Phys. Rev. A **61**, 063412 (2000)
- [4] R.Cote and B.Segev, *Quantum reflection engineering: The bichromatic evanescent-wave mirror*, Phys. Rev. A **67**, 041604 (2003)
- [5] D.Meschede, W.Jhe and E.A.Hinds, *Radiative properties of atoms near a conducting plane: An old problem in a new light*, Phys. Rev. A, **41**, 1587 (1990)
- [6] R.Cote, B.Segev and M.G.Raizen, *Retardation effects on quantum reflection from an evanescent-wave atomic mirror*, Phys. Rev. A **58**, 3999 (1998)
- [7] A.Landragin, J.-Y.Courtois, G.Labeyrie, N.Vansteenkiste, C.Westbrook, and A.Aspect, *Measurement of the van der Waals force in an atomic mirror*, Phys. Rev. Lett. **77**, 1464 (1996)
- [8] D.M.Harber, J.M.Obrecht, J.M.McGuirk and E.A.Cornell, *Measurement of the Casimir-Polder force through center-of-mass oscillations of a Bose-Einstein condensate*, Phys. Rev. A **72**, 033610 (2005)
- [9] S.Dimopoulos and A.A.Geraci, *Probing submicron forces by interferometry of Bose-Einstein condensed atoms*, Phys. Rev. D **68**, 124021 (2003)
- [10] V.V.Ivanov and R.A.Cornelussen and H.B. van Linden van den Heuvell and R.J.C Spreuw, *Observation of modified radiative properties of cold atoms in vacuum near a dielectric surface*, J. Opt. B **6**, 454 (2004)