

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ  
FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ  
Ústav fyzikálního inženýrství

**RNDr. Pavel Zemánek, Ph.D.**

**VYUŽITÍ STOJATÉ SVĚTELNÉ VLNY PRO  
MANIPULACE S NANOČÁSTICEMI**

**USE OF OPTICAL STANDING WAVE FOR  
MANIPULATION OF NANOPARTICLES**

Zkrácená verze habilitační práce



Brno, 2002

**KLÍČOVÁ SLOVA**

laser, chytání atomů, chlazení atomů, optická past, optická pinzeta, rozptyl světla, stojatá vlna

**KEYWORDS**

laser, atom trapping, atom cooling, optical trap, optical tweezers, light scattering, standing wave

Práce je uložena na oddělení pro vědu a výzkum FSI VUT v Brně

# Obsah

|  |    |
|--|----|
| Představení autora   | 4  |
| 1 Úvod   | 5  |
| 2 Chlazení atomů s využitím stojaté gaussovské vlny                                | 7  |
| 2.1 Podstata metody . . . . .  | 7  |
| 2.2 Teoretický popis interakce atomu s elektromagnetickou vlnou . . . . .          | 7  |
| 2.3 Chlazení atomů klouzavou stojatou vlnou . . . . .                              | 9  |
| 3 Zachytávání atomů ve stojaté gaussovské vlně                                     | 11 |
| 3.1 Podstata metody . . . . .  | 11 |
| 3.2 Teoretický popis optické pasti . . . . .                                       | 12 |
| 3.3 Simulace chování atomů v pasti . . . . .                                       | 13 |
| 4 Popis působení světla na dielektrické částice umístěné v gaussovské stojaté vlně | 14 |
| 4.1 Chování rayleighovských částic v gaussovské stojaté vlně . . . . .             | 15 |
| 4.2 Teoretický rozbor optické pasti na bázi stojaté vlny . . . . .                 | 16 |
| 4.3 Srovnání optické pasti na bázi stojaté vlny a jediného fokusovaného svazku . . | 18 |
| 5 Experimentální výsledky s dielektrickými částicemi                               | 21 |
| 5.1 Zachytávání objektů do stojaté vlny . . . . .                                  | 21 |
| 5.2 Vliv rozhraní na polohu zachyceného objektu . . . . .                          | 24 |
| 5.3 Měření tuhostí optické pasti . . . . .   | 26 |
| 6 Závěr  | 27 |
| 7 Abstract   | 28 |
| Reference  | 28 |

## Představení autora

RNDr. Pavel Zemánek, Ph.D. se narodil 18. 2. 1968 v Kroměříži. V roce 1991 ukončil s vyznamenáním vysokoškolské studium na přírodovědecké fakultě UJEP (nyní Masarykova univerzita) v Brně, obor fyzikální elektronika a mikroelektronika. Název diplomové práce byl "Zesílení a disperze v aktivním prostředí plynových laserů." V roce 1991 zahájil postgraduální studium na stejné fakultě v oboru fyzika plazmatu a krátkodobě pobýval v Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) v Berlíně a v Braunschweigu (1992), v Mezinárodním úřadu pro míry a váhy (BIMP) v Paříži (1993) a dlouhodobě jako "Soros scholar" v Clarendonově laboratoři na Univerzitě v Oxfordu (1993-1994). V roce 1994 obhájil doktorskou disertační práci "Polarizační stabilita modů v laserech s vnitřními zrcadly a laserové chlazení atomů v silné stojaté gaussovské vlně" a stal se vědeckým pracovníkem v Ústavu přístrojové techniky (ÚPT) AV ČR.

V ÚPT je zaměstnán od roku 1992 a postupně se věnoval laserové spektroskopii s vysokým rozlišením, frekvenční stabilizaci laserů, teorii aktivního prostředí laserů, nelineární optikou, interakci elektromagnetického záření s atomy, laserovým chlazením a chytáním atomů a laserovou manipulací s dielektrickými částicemi. Uvedená problematika byla rozvíjena v rámci 8 projektů GA ČR nebo GA AV, jejichž byl řešitelem nebo spoluřešitelem, a byla publikována v 35 původních vědeckých pracích.

Po vědecké a pedagogické stránce úzce spolupracuje s Ústavem fyzikálního inženýrství FSI VUT v Brně, přednáší problematiku moderních aplikací laserů, školí diplomanty (4), doktorandy (5) a podílel se na založení společné laboratoře nanotechnologií ÚPT AV ČR a ÚFI FSI VUT v Brně.



# 1 Úvod

V posledních letech je patrný prudký rozmach vědních oblastí, které využívají záření laserů k manipulacím s atomy, nanočásticemi a mikročásticemi. Řada těchto výsledků měla přímý vliv na poznání nových mechanismů působících na atomové a molekulární úrovni a byly oceněny Nobelovou cenou za fyziku v letech 1997 a 2001.

Fyzikální původ sil, kterými působí světlo na neutrální objekty, souvisí s "přeuspořádáním" elektromagnetického pole v důsledku přítomnosti objektu. Část dopadajícího proudu fotonů je objektem absorbována či rozptýlena, což způsobí změnu hybnosti rozptýlených fotonů. Tato změna jejich hybnosti je doprovázena silovým působením (dle zákona akce a reakce) na objekt, který tuto změnu způsobil. Čím bude více vychýlených fotonů, tím bude větší silové působení na objekt a tím pozorovatelnější budou i účinky.

Částečně z teoretických a praktických důvodů se síly působící na částice vložené do laserového svazku dělí na rozptylové a gradientní. Rozptylová síla působí ve směru dopadajícího svazku a její původ je odvozován od radiačního tlaku. Gradientní síla je vyvolaná nehomogenním rozložením optické intenzity a její kořeny lze najít v působení nehomogenního elektrostatického pole na nemagnetické dielektrikum.

Mechanické účinky světla na objekty jsou snadno pozorovatelné, je-li laserový svazek optickými systémy soustředěn do stopy o mikrometrových rozměrech. V posledním dvacetiletí dochází k bouřlivému rozvoji těchto metod, které vyústily v řadu originálních aplikací ve fyzice, chemii a biologii.

Z fyzikální oblasti jsou nejznámější experimenty, ve kterých jsou vytvářeny atomové optické pasti,<sup>1-4</sup> atomy jsou opticky chlazeny na rekordně nízké teploty (zlomky  $\mu K$ ),<sup>5-15</sup> jsou realizovány elementy atomové optiky pro neutrální atomy (čočky, mřížky, zrcadla apod.),<sup>16-20</sup> testovány atomové interferometry,<sup>21</sup> porovnávány přesné atomové hodiny využívající chladných atomů<sup>22</sup> a je rozvíjena litografie s neutrálními atomy.<sup>23,24</sup> Za průkopnické práce v oblasti laserového chlazení a zachytávání atomů získali v roce 1997 Nobelovu cenu za fyziku S. Chu, W. C. Phillips a C. Cohen-Tannoudji. Z dalších aplikací nelze opomenout experimentální studium Boseovy-Einsteinovy kondenzace neutrálních atomů,<sup>13,14,25</sup> při které vzniká nový makroskopický koherentní kvantový stav hmoty s řadou částečně realizovaných aplikací jako atomový laser (svazek koherentních atomů),<sup>26,27</sup> či "zastavení" světla.<sup>28</sup> Za dosažení Boseovy - Einsteinovy kondenzace v řídkých parách alkalických atomů a za fundamentální studie vlastností takového kondenzátu byli v roce 2001 odměněni Nobelovou cenou za fyziku E. A. Cornell, W. Ketterle a C. L. Wieman.

Přestože počátky optických manipulací s živými objekty začaly v laboratoři A. Ashkina náhodným chycením bakterie do optické pasti, původně vymyšlené pro zachytávání atomů, nedávné aplikace v biologii přerostly až v kvantitativní silová měření na molekulární úrovni. V biologii a medicíně se uplatňuje především zařízení zvané "optická pinzeta", které využívá světla laserového svazku fokusovaného do stopy submikrometrových rozměrů k prostorovým manipulacím s mikroobjekty a se subbuněčnými strukturami uvnitř živých buněk.<sup>29-33</sup> Počáteční biologické aplikace optické pinzety se týkaly studia bakteriálních bičíků,<sup>34</sup> schopnosti adheze buněk k různým substrátům,<sup>35</sup> viskozity a mechanických vlastností buněčných membrán,<sup>36</sup> elastických vlastností cytoskeletu u izolovaných červených krvinek,<sup>37</sup> doby zotavení červených krvinek po definované deformaci.<sup>38</sup> Kontrolované studium interakcí mezi dvěma objekty (buněkmi, červenými krvinkami a viry chřipky) umožňují experimentální sestavy se dvěma optickými pastmi.<sup>39</sup>

Optická pinzeta byla rovněž kombinována s pulsním ultrafialovým laserem, zvaným optický skalpel nebo nůžky, a získané zařízení bylo používáno k laserem indukované fúzi živých buněk,<sup>40</sup>

k řezání chromozómů a k manipulacím se získanými částmi nebo celými chromozómy.<sup>41,42</sup> Jiná série experimentů se zaměřila na manipulace s živými spermii<sup>43,44</sup> a k měření sil, jakých jsou schopny dosáhnout. Kombinovaný systém optické pinzety a skalpelu je rovněž používán pro umělé oplodňování *in vitro*,<sup>45</sup> kdy UV laserem je přepálen tuhý obal vajíčka a do vytvořeného otvoru je optickou pinzetou vstrčena spermie. Vliv intenzivních elektromagnetických polí na genetický obsah a životaschopnost spermií a buněk je rovněž studován.<sup>33</sup>

Jedna z nejzajímavějších aplikací optické pinzety v biologii je bezpochyby studium jednotlivých molekulárních motorů. Tyto mechanické enzymy interagují s mikrotubuly a aktinovými filamenty v buňkách a způsobují pohyblivost buněk, funkčnost svalů a pohyb organel uvnitř buněk. Jedna se vzájemně se pohybujících složek molekulárního motoru je zachycena na mikrokuličku drženou v optické pasti. Silové působení se tak přenáší z molekulárního motoru na kuličku, která je vychylována z rovnovážné polohy. Tuto výchylku je nutné detekovat se subnanometrových rozlišením.<sup>46,47,50</sup> Byla určena maximální síla interakce kinesinových motorů v rozmezí  $\simeq 5 - 6$  pN, byla potvrzena hypotéza, že molekula kinesinu se pohybuje podél mikrotubulu po skocích délky 8 nm. Studium interakce myozinu s aktinovým vláknem opět prokázalo skokový pohyb o délce kroku 11 nm a silách  $\simeq 3 - 4$  pN.<sup>52,53</sup> Tyto experimenty měly výrazný vliv na vývoj modelů popisujících princip molekulárních motorů, cyklus adenosin-trifosfátu (ATP) a kinetiku jednotlivých enzymů. V nedávné době došlo k rozšíření pole aplikací i na měření nové třídy motorů - enzymů nukleových kyselin. Byla měřena síla, jakou vyvolává jediná molekula RNA polymerázy při svém pohybu podél DNA molekuly během syntézy RNA.<sup>54</sup> Pohyb je velmi pomalý, ale motor disponuje udivující silou 14 pN. Tento experiment otevřel novou cestu ke studiu transkripčních procesů. Optická pinzeta byla rovněž použita ke studiu tuhosti mikrotubulů,<sup>55</sup> tuhosti a relaxačních konstant DNA řetězce.<sup>56-58</sup>

Aplikace optické pinzety v chemii a fyzice umožnily studovat fázový přechod nahodilé koloidní suspenze na koloidní krystal,<sup>59</sup> bylo dosaženo rotace opticky zachycených obroběných mikročástic,<sup>60</sup> bylo ukázáno, že velmi malé kovové částice, které mají vyšší polarizovatelnost než dielektrické, lze snadněji lapit do optické pasti.<sup>61</sup> Podařilo se zkonstruovat nový typ rastrovacího mikroskopu, jehož opticky zachycená sonda umožňuje určení velmi slabé síly z výchylky sondy z rovnovážné polohy.<sup>62</sup> Zpřesnění a zrychlení prostorové detekce výchylky sondy umožnilo analyzovat Brownův pohyb chycené sondy a mapovat prostor, kde se sonda pohybovala.<sup>63-65</sup> Opticky zachycená mikrometrová částice byla využita jako miniaturní zdroj záření pro optický rastrovací mikroskop.<sup>66</sup> Tato myšlenka byla dále zdokonalována, opticky zachycená mikrokulička byla fluorescenčně obarvena a s využitím speciálních povrchových modů rozložení elektromagnetického pole v mikrokuličce byl realizován mikrolaser.<sup>67</sup> Dále byla opticky chycená mikrokulička využita jako objektiv;<sup>68</sup> zlaté nanočástice, obarvené fluoreskující mikroobjekty či mikrolasery<sup>69</sup> byly použity jako sondy pro studium povrchů v optickém mikroskopu pracujícím v blízkém poli.

Techniky optických manipulací jsou intenzivně využívány v mikrochemii, která se zabývá spektroskopií a chemií v mikrometrových doménách. Byly realizovány experimenty, které kombinovaly optické zachytávání s fluorescencí, absorpční spektroskopií, fotochemií, elektrochemií, polymerací, ablací, ramanovskou a antistokesovou spektroskopií.<sup>70</sup> Byly vyvinuty techniky, které rastrují chytací svazek a vytvářejí několik časově sdílených optických pastí, které lze využít pro vytváření mikrostruktur,<sup>71</sup> pro zachytávání objektů s indexem lomu menším než je okolní médium a kovových mikročástic.<sup>72,73</sup> Jsou studovány interakční mechanismy mezi chycenou koloidní částicí a povrchem.<sup>74</sup>

Předkládaná práce soustřeďuje původní výsledky autora týkající se využití stojaté světelné vlny ke zpomalování a zachytávání atomů, k zachycování dielektrických nanočástic a mikročástic a studia vlastností takto vzniklé optické pasti.

## 2 Chlazení atomů s využitím stojaté gaussovské vlny

### 2.1 Podstata metody

Spolu s Dr. C. J. Footem z Univerzity v Oxfordu jsme vypracovali a teoreticky analyzovali metodu, která využívala stojatou vlnu vytvořenou protiběžnými frekvenčně laděnými laserovými svazky k efektivnějšímu zpomalování svazků atomů.<sup>75</sup> Navržený postup využívá prudkých změn intenzity ve stojaté vlně v podélném směru, které vyvolají podélnou gradientní sílu, která je nejméně o řád větší než síla rozptylová (radiační tlak). Vlivem Dopplerova jevu jsou síly, kterými působí světlo na atomy, závislé na rychlosti atomů<sup>76,77</sup> a pokud chceme zachovat stálé silové působení na zpomalované atomy, je potřeba tento efekt minimalizovat. Klasické metody posouvají frekvenci absorpčního přechodu atomů nehomogenním magnetickým polem, které mění svou intenzitu podle očekávané rychlosti atomů v daném místě. Navrhli jsme jiný způsob eliminace Dopplerova jevu a použili jsme různé frekvence protiběžných laserových svazků. Tím jsme dosáhli toho, že stojatá vlna se "klouzala" ve směru pohybu atomového svazku. Rychlost tohoto posuvu je úměrná rozdílu frekvencí obou svazků a lze jí přizpůsobit okamžité rychlosti zpomalovaných atomů. Lze tak dosáhnout situace, že atom nepřekoná potenciálovou bariéru intenzitního minima\* stojaté vlny a je nucen neustále "šplhat" do energetické potenciálové bariéry. Tím se snižuje jeho kinetická energie a rychlost v podélném směru a atom "chladne". Na rozdíl od surfaře, který se snaží klouzat po sestupné hraně vlny, atom tedy neustále dohání předchozí vlnu, po které klouže vzhůru a zpomaluje se. Simulace chování atomů cesia v takovém uspořádání prokázala, že atomy o rychlostech odpovídajícím pokojové teplotě lze zastavit na vzdálenosti přibližně 10 cm. Tato vzdálenost je několiknásobně menší než u klasické metody využívající magnetické pole. Nevýhodou ovšem je, že naše metoda nezpomaluje všechny atomy ve svazku, ale vybírá si jen určité shluky, které jsou intenzívně zbrzděny.

Později jsem metodu rozšířil i o možnost použít lasery s frekvencí vyšší než je frekvence absorpčního přechodu.<sup>78</sup> Atomy jsou v tomto případě tlačeny do míst s nejmenší optickou intenzitou, a v obyčejné stojaté vlně s gaussovským příčným profilem by unikly v podélném směru. Teoreticky jsem testoval možnost využít příčného zakřivení intenzitního profilu stojaté gaussovské vlny k omezení tohoto efektu a prokázal jsem, že lze atomy rovněž účinně brzdit. Ukázalo se, že je-li frekvence laseru vyšší než frekvence vybraného absorpčního přechodu, dosáhne se užšího podélného rozložení rychlostí atomů a širšího příčného rozložení v porovnání s případem, kdy frekvence laseru je nižší než frekvence absorpčního atomového přechodu.<sup>78</sup>

### 2.2 Teoretický popis interakce atomu s elektromagnetickou vlnou

V této části se omezíme pouze na tzv. semiklasický popis, t.j. bude splněno<sup>79</sup>  $\hbar k^2/(m\gamma) \ll 1$ , kde  $\hbar = h/(2\pi)$ ,  $h$  je Planckova konstanta,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  je vlnová délka elektromagnetické vlny,  $m$  je hmotnost atomu,  $\gamma$  je frekvenční pološířka (HWHM) rezonančního přechodu. Tato podmínka vymezuje případ, kdy je atom dobře lokalizovatelný ve světelné vlně a pohybuje se dobře definovanou rychlostí. Dále je pro popis interakce atomu s intenzívnou světelnou vlnou použit formalismus tzv. "oblečených stavů" (dressed states). S využitím tohoto popisu lze pro energetické hladiny systému atom - elektromagnetické pole najít:<sup>79,80</sup>

$$E_{1n}(\mathbf{r}) = \frac{p^2}{2m} + (n+1)\hbar\omega_L - \frac{\hbar\Delta}{2} + \frac{\hbar\Omega(\mathbf{r})}{2},$$

\*Předpokládáme, že frekvence laseru je menší než rezonanční frekvence atomu, a tak systém atom-stojatá vlna má minimum energie v místě s maximální intenzitou pole.

$$E_{2n}(\mathbf{r}) = \frac{p^2}{2m} + (n+1)\hbar\omega_L - \frac{\hbar\Delta}{2} - \frac{\hbar\Omega(\mathbf{r})}{2}, \quad (1)$$

kde  $\Delta$  je tzv. rozladění laseru vůči rezonanční frekvenci atomového přechodu  $\Delta = \omega_L - \omega_0$ ,  $\Omega \equiv \Omega(\mathbf{r}) = (\Omega_R^2(\mathbf{r}) + \Delta^2)^{1/2}$  je tzv. zobecněná Rabihoova frekvence,  $\Omega_R(\mathbf{r})$  je Rabihoova frekvence závislá na poloze atomu<sup>80</sup>  $\Omega_R(\mathbf{r})e^{i\varphi(\mathbf{r})} = -2\sqrt{n+1}dE(\mathbf{r})\hat{e}/\hbar$  a elektrický dipólový moment atomu  $d = \langle e|\hat{d}|g\rangle$ . Odpovídající vlastní vektory stavů jsou<sup>79</sup> :

$$\begin{aligned} |1, n; \mathbf{r}\rangle &= e^{i\varphi(\mathbf{r})/2} \cos\theta(\mathbf{r})|e, n\rangle + e^{-i\varphi(\mathbf{r})/2} \sin\theta(\mathbf{r})|g, n+1\rangle, \\ |2, n; \mathbf{r}\rangle &= -e^{i\varphi(\mathbf{r})/2} \sin\theta(\mathbf{r})|e, n\rangle + e^{-i\varphi(\mathbf{r})/2} \cos\theta(\mathbf{r})|g, n+1\rangle, \\ \cos 2\theta(\mathbf{r}) &= -\frac{\Delta}{\Omega(\mathbf{r})}; \quad \sin 2\theta(\mathbf{r}) = \frac{\Omega_R(\mathbf{r})}{\Omega(\mathbf{r})}. \end{aligned} \quad (2)$$

$|i, n, \mathbf{r}\rangle$  odpovídá stavu systému, kdy pole obsahuje  $n$  fotonů, atom je v místě  $\mathbf{r}$  a ve stavu  $i$ . Stav  $i$  odpovídá základnímu  $|g\rangle$  nebo excitovanému  $|e\rangle$  stavu atomu, je-li umístěn mimo pole. Velmi podstatné je, že energie oblečených stavů závisí na poloze  $\mathbf{r}$  atomu v poli, neboť této vlastnosti se využívá pro zachytávání a chlazení atomů.

Jelikož atom se v semiklasické aproximaci chová jako klasická částice, lze využít klasických pohybových rovnic pro získání jeho trajektorie v elektromagnetickém poli:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{\mathbf{f}(\mathbf{r}, \mathbf{v})}{m}, \quad \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v}, \quad (3)$$

$$\mathbf{f}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \frac{1}{2}\hbar\nabla\Omega(1 - 2\rho_{11}) - \hbar\Omega\nabla\theta 2\rho'_{12}, \quad (4)$$

kde  $\mathbf{f}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  je síla působící na atom. Pro diagonální  $\rho_{11}$ , nediagonální reálnou  $\rho'_{12}$  a imaginární  $\rho''_{12}$  část matice hustoty v bázi oblečených stavů a bez útlumových členů platí následující pohybové rovnice:<sup>79</sup>

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{11}}{dt} &= \mathbf{v}\nabla\theta 2\rho'_{12} + \mathbf{v}\nabla\varphi \sin 2\theta\rho''_{12}, \\ \frac{d\rho'_{12}}{dt} &= (\Omega + \mathbf{v}\nabla\varphi \cos 2\theta)\rho''_{12} + \mathbf{v}\nabla\theta(1 - 2\rho_{11}), \\ \frac{d\rho''_{12}}{dt} &= -(\Omega + \mathbf{v}\nabla\varphi \cos 2\theta)\rho'_{12} + \mathbf{v}\nabla\varphi/2 \sin 2\theta(1 - 2\rho_{11}), \\ \rho_{11} + \rho_{22} &= 1. \end{aligned} \quad (5)$$

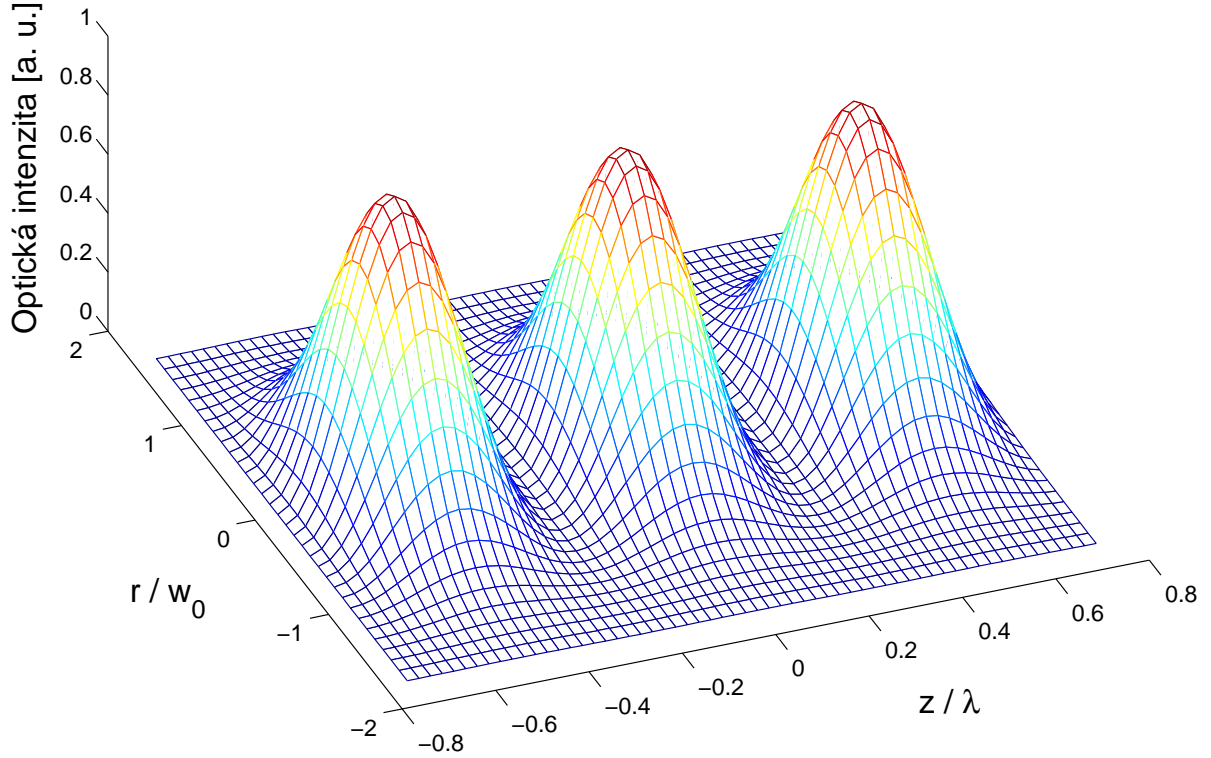
Výhoda tohoto postupu je v tom, že není omezen pouze na podélný pohyb atomů, ale pohyb v příčné směru lze zahrnout použitím příčných gradientů Rabihoovy frekvence, pro které obecně platí

$$\nabla\Omega = \nabla\Omega_R \sin 2\theta; \quad 2\Omega\nabla\theta = \nabla\Omega_R \cos 2\theta. \quad (6)$$

Vyloučení útlumových členů je hrubý zásah do popisu systému, neboť pak není zahrnut vliv spontánní emise na vývoj systému, který způsobuje kolaps vlnové funkce do určitého kvantového stavu. Aby byl i tento mechanismus zahrnut, byla využita modifikovaná metoda Monte-Carlo, ve které jsou  $n$ -krát za dobu  $1/\gamma$  generována dvě náhodná čísla  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ , která jsou porovnávána s relaxačními konstantami spontánní emise do oblečených stavů  $|1, n-1\rangle$  a  $|2, n-1\rangle$ :

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= \gamma \frac{1 - \cos 2\theta}{4} [2\rho_{11} \cos 2\theta + 1 - \cos 2\theta - 2\rho'_{12} \sin 2\theta], \\ \gamma_2 &= \gamma \frac{1 + \cos 2\theta}{4} [2\rho_{11} \cos 2\theta + 1 - \cos 2\theta - 2\rho'_{12} \sin 2\theta]. \end{aligned} \quad (7)$$





Obrázek 1: Prostorové rozložení optické intenzity ve stojaté gaussovské vlně tvořené dvěma vlnami o stejných parametrech a  $w_0 = 300 \lambda$ .

Jestliže  $\varepsilon_i < \gamma_i$ , pak nastane skok na  $i$ -tou oblečenou hladinu a diagonální element matice hustoty bude  $\rho_{ii} = 1$  a nediagonální budou nulové.<sup>80</sup>

V případě protiběžných gaussovských svazků, je prostorové rozložení optické intenzity znázorněno na obr. 1 a pro Rabiovu frekvenci lze psát

$$\begin{aligned}\Omega_R^2 &= \Omega_{R+}^2 + \Omega_{R-}^2 + 2\Omega_{R+}\Omega_{R-}\cos(\varphi_+ - \varphi_-), \\ \varphi &= (\varphi_+ + \varphi_-)/2,\end{aligned}\quad (8)$$

kde  $L$  je vzdálenost mezi pasy protiběžných svazků a zbývající veličiny jsou definovány v tabulce 1.

Tabulka 1. *Definice parametrů gaussovského svazku šířícího se v kladném ( $s = +1$ ) a záporném ( $s = -1$ ) směru osy  $z$ .*

|                             |   |
|-----------------------------|---|
| Pološířka pasu svazku       | $w_{0s}$  |
| Rayleighova délka           | $z_{Rs} = \pi w_{0s}^2 / \lambda$                               |
| Pološířka svazku            | $w_s^2 = w_{0s}^2 \left\{ 1 + [(z + sL/2) / z_{Rs}]^2 \right\}$ |
| Rabiova frekvence           | $\Omega_{Rs} = \Omega_{Rs0} \exp(-r^2/w_s^2) w_{0s}/w_s$        |
| Poloměr křivosti vlnoplochy | $R_s = (z + sL/2) \left\{ 1 + [z_{Rs} / (z + sL/2)]^2 \right\}$ |
| Fáze vlny                   | $\varphi_s = -sk(z + sL/2) + \eta_s - sr^2k / (2R_s)$           |
| Guoyův fázový posuv         | $\eta_s = s \arctan [(z + sL/2) / z_{Rs}]$                      |

### 2.3 Chlazení atomů klouzavou stojatou vlnou

Pokud protiběžné laserové svazky mají rozdílné frekvence  $f_+$  a  $f_-$  zvolené tak, aby interagovaly s atomy o stejné složce rychlosti  $v_z$  s daným rozladěním  $\Delta$ , musí s využitím Dopplerova jevu

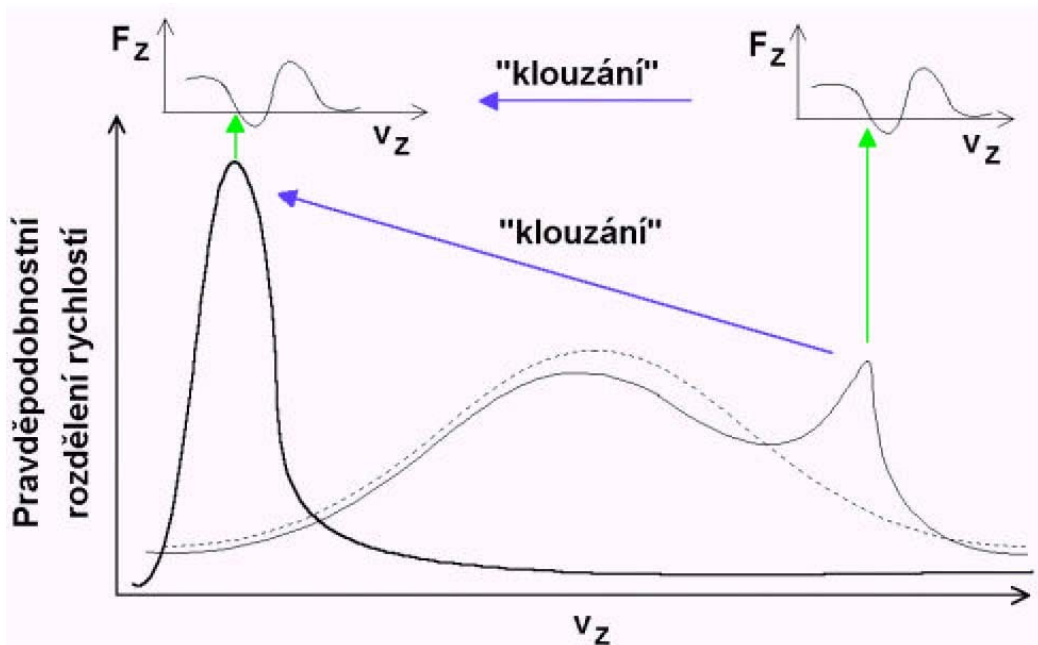
platit  $f_{\pm} = (f_0 + \Delta)(1 \pm v/c)$ , což vede na:

$$\begin{aligned} f_{at} + \Delta &= \frac{1}{2}(f_+ + f_-), \\ 2v_z \frac{f_{at}}{c} &= f_+ - f_-. \end{aligned} \quad (9)$$

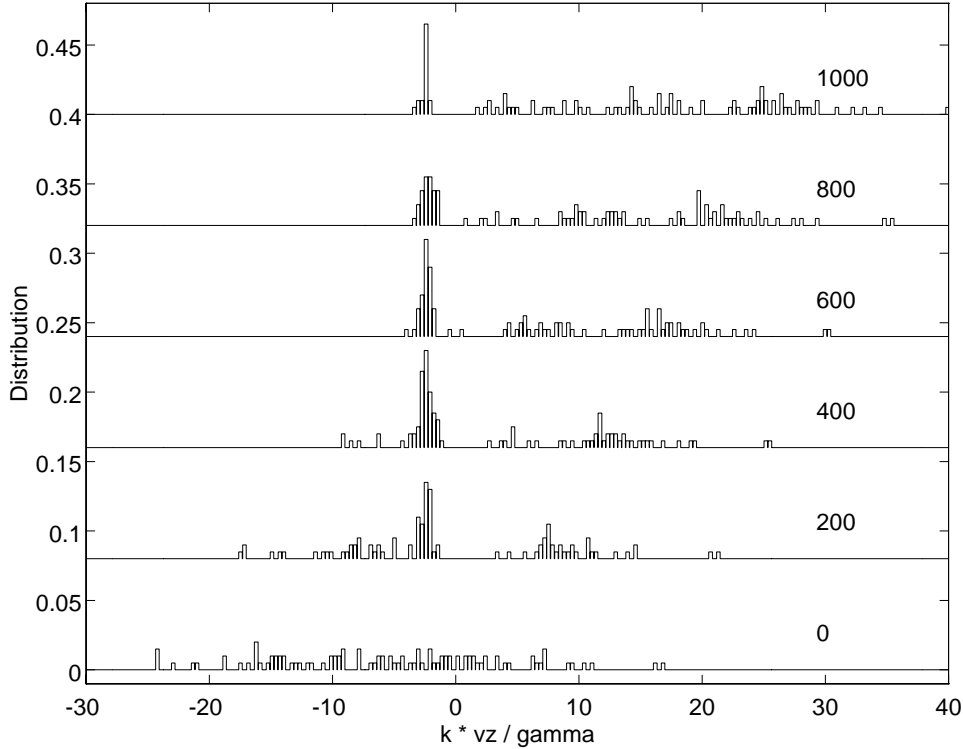
Je možné obě frekvence měnit v čase tak, aby jejich součet zůstal neměnný a jejich rozdíl klesal. Tím bude zaručeno stejné rozladění  $\Delta$ , ale bude klesat rychlost atomů  $v_z$ , na které bude vlna působit. Jinými slovy to znamená, že celá struktura stojaté vlny se bude "klouzat" rychlostí

$$u = c \frac{f_+ - f_-}{f_+ + f_-}, \quad (10)$$

kteřá bude klesat. Při zpomalování atomového svazku je nutné použít frekvenci laseru menší, než je frekvence rezonančního atomového přechodu, neboť pak se atomy budou shlukovat v místech s největší optickou intenzitou a zabrání se jejich rozprchnutí v příčném směru. Jestliže potenciálová jáma bude v podélném směru dostatečně hluboká, aby z ní atomy při "brždění" stojaté vlny neunikly v důsledku působení fiktivní síly  $F = -m du/dt$ , dosáhneme intenzivního zpomalení atomového svazku. V názorném přiblížení se z pohledu atomu jedná o přesně obrácený postup, jakého využívá surfař na sestupné hraně vlny. Atom neustále šplhá do potenciálové bariéry a ztrácí svou kinetickou energii, čímž se zpomaluje a chladí. Obrázek 2 ukazuje změnu v rozložení podélných složek rychlostí atomů v důsledku výše popsaného postupu. Na začátku procesu klouzavá stojatá vlna interaguje s rychlejšími atomy a zachytí je do maxim optické intenzity. Jak se mění frekvence protiběžných laserových svazků a snižuje se rychlost "klouzání", vlna zachycuje do intenzitním maxim pomalejší atomy, přičemž v ní zůstávají již zachycené atomy. V atomovém svazku tedy dojde k výraznému přeuspořádání rychlostí a maximum v rozdělovací funkci rychlostí se přesune k nižším hodnotám.



Obrázek 2: Změna v rozložení podélných složek rychlostí atomů při chlazení klouzavou stojatou vlnou.



Obrázek 3: Rozložení podélné složky rychlosti atomů ve vztažném systému spjatém se zpomalující se stojatou vlnou. Simulace byla provedena pro 100 atomů cesia a parametry  $\Omega_{R0} = 500\gamma$ ,  $\Delta = -50\gamma$ ,  $w_0 = 300\lambda$  a hodnotou fiktivní brzdící síly  $F = 3\hbar k\gamma$ .

Obrázek 3 ukazuje výsledné rozložení podélných složek rychlostí atomů ve vztažném systému spjatém s klouzavou stojatou vlnou. Je vidět, že původně široké rychlostní rozložení se rychle zužuje kolem hodnoty  $v_z = -2\gamma/k$ . Atomy s vyššími rychlostmi již nebudou zpomaleny a uniknou. K zastavení svazku atomů cesia z rychlosti odpovídající pokojové teplotě je třeba brzdící fiktivní síly  $F = 2,4\hbar k\gamma$ . Ze simulace na obr. 3 je tedy vidět, že navržená metoda by měla být schopna zbrzdit atomy na vzdálenosti kratší než 10 cm.

### 3 Zachytávání atomů ve stojaté gaussovské vlně

#### 3.1 Podstata metody

Většina známých uspořádání atomových gradientních pastí<sup>†</sup> využívala pro lokalizaci atomů místa s největší optickou intenzitou<sup>‡</sup>. Pro dlouhodobé udržení atomů v pasti je tento stav nevýhodný, neboť dochází k množství absorpcí a spontánních emisí fotonů a při každé z nich si atomy a fotony předávají svou hybnost. S ohledem na stochastický charakter a četnost těchto procesů jsou atomy v poměrně krátké době schopny získat dostatečnou kinetickou energii a opustit past. Z tohoto důvodu nejde ani dost dobře použít klasickou stojatou gaussovskou vlnu pro dlouhodobé zachytávání atomů.

Spolu s Dr. C. J. Footem jsme si všimli, že při vhodné šířce pasů protiběžných svazků je intenzitní minimum umístěné ve vhodné poloze na ose svazku lemováno vyššími hodnotami

<sup>†</sup>V gradientní optické pasti se využívá k zachycení atomů pouze fokusovaný laserový svazek, na rozdíl od magnetooptické pasti, kde je navíc přítomno nehomogenní magnetické pole.

<sup>‡</sup>Frekvence laseru byla v tomto případě nižší než frekvence absorpčního přechodu využívaného pro interakci atomu s vlnou a atomy byly tlačeny gradientní silou do míst s největší intenzitou.

intenzity (viz. obr. 4). S trochou představivosti to lze přirovnat ke kráteru sopky. Po diskusích jsme dospěli k závěru, že takové uspořádání by mohlo být použitelné jako gradientní atomová past, pokud frekvence chytacího laseru bude větší než frekvence atomového přechodu. Atom by byl v tomto případě zachycen v místě minimální optické intenzity, kde je jeho interakce s polem velmi slabá a lze tak očekávat delší dobu pobytu atomu v pasti. Analyzovali jsme parametry pasti a podařilo se nalézt optimální uspořádání svazků pro vytvoření co nejhlubší potenciálové jámy zachycující atomy. Metodou Monte-Carlo jsme simulovali chování atomů v takové pasti a ukázali, že až 98% atomů lze udržet po dobu stovek mikrosekund v pasti, která se nachází blízko překrývajících se ohnisek svazků. Dále jsme prokázali, že s rostoucím rozdílem frekvencí laseru a atomového přechodu roste počet atomů přebývajících v optické pasti.<sup>81,82</sup>

### 3.2 Teoretický popis optické pasti

Jsou-li protiběžné laserové svazky gaussovské o stejné maximální osové intenzitě  $I_0$  a rozdílných velikostech pasu, lze pro optickou intenzitu vzniklé stojaté vlny psát:

$$I(z, r) = I_0 \left[ \left( \frac{w_{0+}}{w_+} e^{-\frac{r^2}{w_+^2}} + \frac{w_{0-}}{w_-} e^{-\frac{r^2}{w_-^2}} \right)^2 - 4 \frac{w_{0+}}{w_+} \frac{w_{0-}}{w_-} e^{-\frac{r^2}{w_+^2}} e^{-\frac{r^2}{w_-^2}} \sin^2(\varphi_+/2 - \varphi_-/2) \right] \quad (11)$$

Použité parametry jsou definovány v tabulce 1. Označení  $s = ' + '$  se týká svazku šířícího se ve směru osy  $z$ , označení  $s = ' - '$  je použito pro svazek protiběžný.

Je vidět, že takto lze podél osy  $z$  vytvořit několik optických pastí. Otázkou je, jak optimalizovat parametry, aby pasti byly dostatečně hluboké k udržení atomů. Intenzitní minima nastávají, je-li splněno

$$\varphi_+ - \varphi_- = 2M\pi + \pi, \quad M = 0, \pm 1, \pm 2... \quad (12)$$

Za této podmínky lze pro optickou intenzitu psát:

$$I(z, r) = I_0 \left( \frac{w_{0+}}{w_+} e^{-\frac{r^2}{w_+^2}} - \frac{w_{0-}}{w_-} e^{-\frac{r^2}{w_-^2}} \right)^2. \quad (13)$$

Příčnou polohu hrany optické pasti (za splnění podmínky (12)) lze najít z maxima výrazu (13):

$$r_{max}^2 = \frac{w_+^2 w_-^2}{w_+^2 - w_-^2} \ln \left( \frac{w_{0-} w_+^3}{w_{0+} w_-^3} \right). \quad (14)$$

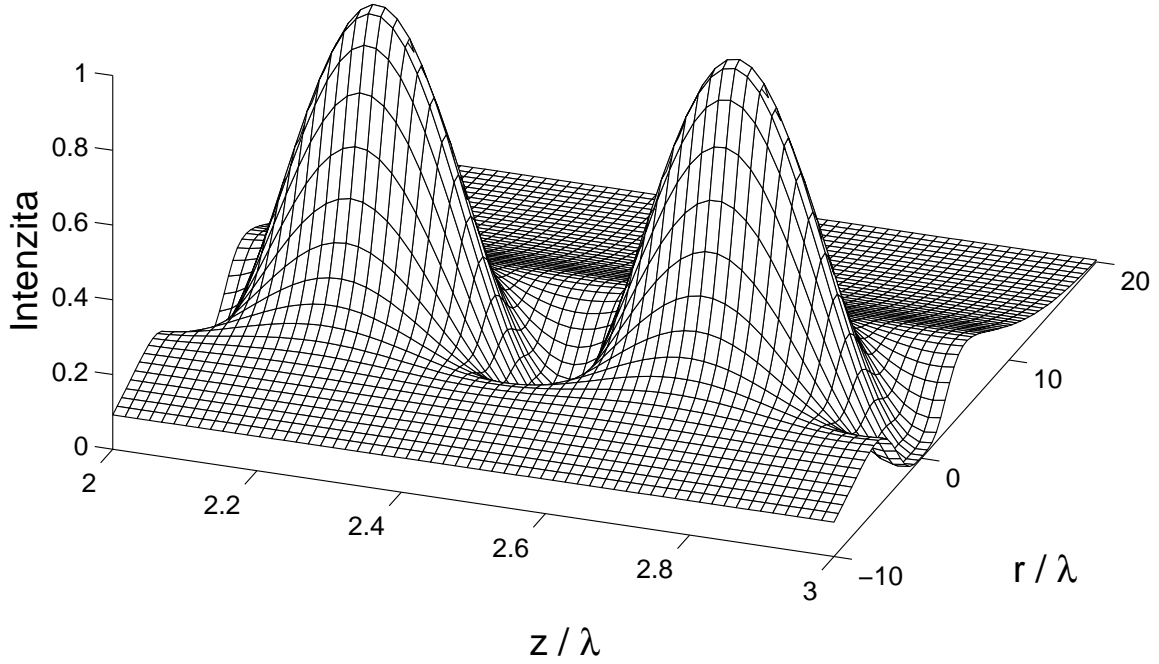
Pro  $r_{max} = 0$  lze získat pro axiální interval  $-z_{max} < z < z_{max}$ , kde studovaná optická past existuje:

$$z_{max}^2 = \frac{k^2}{4} \frac{w_{0+}^{8/3} w_{0-}^{8/3}}{w_{0+}^{4/3} + w_{0-}^{4/3}}. \quad (15)$$

Zamyšlení nad rovnicemi (14) a (15) odhalí, že relativní šířka pasti  $r_{max}/r_{max0}$  ( $r_{max0}$  je šířka pasti v  $z = 0$ ) je závislá pouze na podílu šířky pasů  $w_{0+}/w_{0-}$  a relativní axiální poloze pasti  $z/z_{max}$ . Obdobně lze najít, že  $r_{max0}/w_{0-} = f(w_{0+}/w_{0-})$ . Lze ukázat, že čím větší rozdíly v šířce pasů svazků, tím širší bude past vůči užšímu svazku a tím se příčný rozměr pasti více mění v závislosti na její axiální poloze.<sup>81</sup>

Potenciální energie atomu je úměrná Rabiově frekvenci

$$\Omega_R(z, r) = d\sqrt{I(z, r)}/\hbar, \quad (16)$$

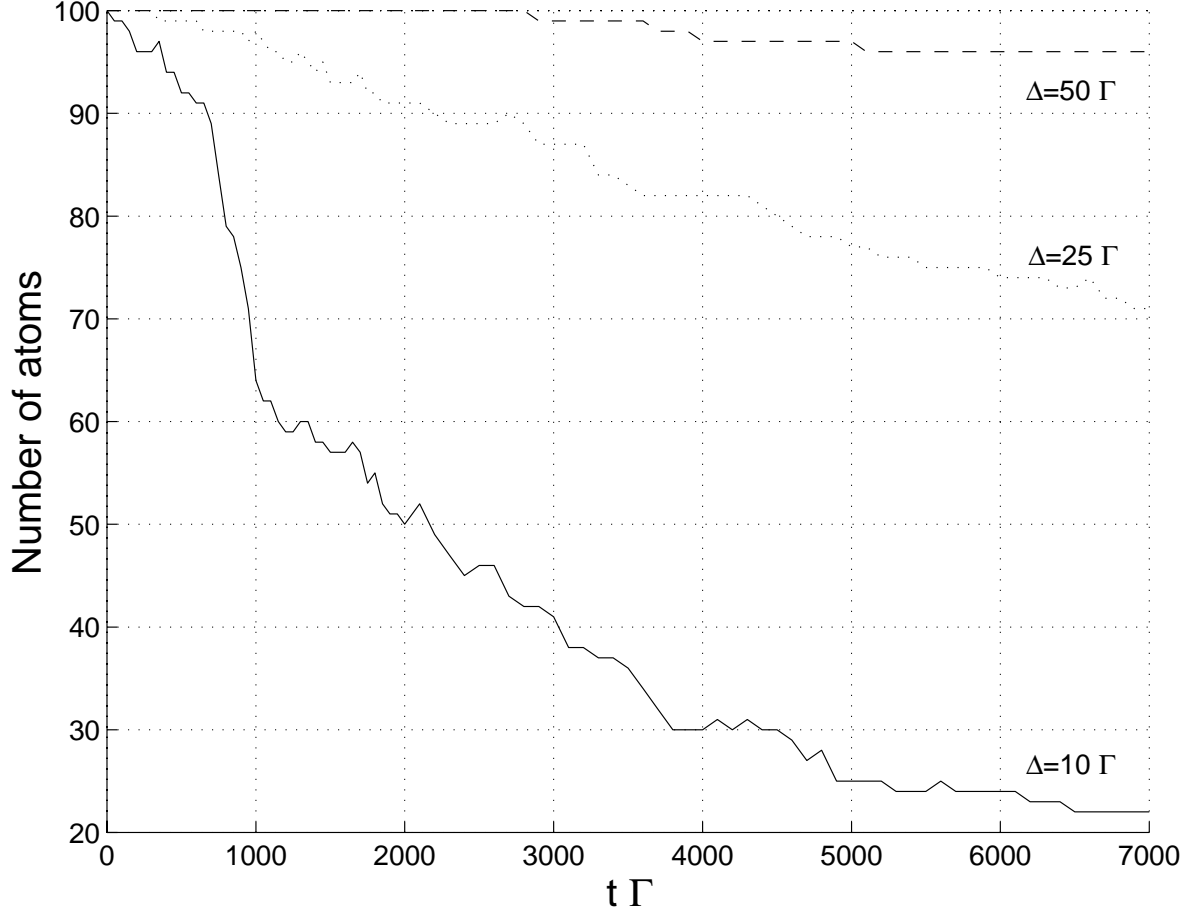


Obrázek 4: Profil optické intenzity stojaté vlny v okolí osového intenzitního minima, jestliže jsou pasy protiběžných svazků  $w_{0+} = 10\lambda$ ,  $w_{0-} = 2\lambda$ .

kde  $d$  je složka atomového elektrického dipólového momentu ve směru polarizace svazků. Jestliže je potenciálová hloubka pasti definována jako rozdíl mezi potenciální energií atomu umístěného na hraně optické pasti (dána podmínkami (12) a (14)) a na dně optické pasti (určena podmínkou (12) a  $r = 0$ ), lze ukázat,<sup>81</sup> že s rostoucí vzdáleností od pasu svazků ( $z = 0$ ) klesá hloubka pasti a roste hodnota optické intenzity ve středu pasti. Větší rozdíl v šířkách svazků vytvoří hlubší past. Je tedy vidět, že čím větší rozdíl v šířkách pasů svazků, tím hlubší a širší bude optická past a v tomto ohledu je třeba hledat kompromisní konfiguraci.

### 3.3 Simulace chování atomů v pasti

Stejně jako v předcházející kapitole, bylo působení stojaté vlny na atomy cesia simulováno semiklasickou metodou Monte - Carlo. Grafy v obr. 5 ukazují počet atomů v pasti v závislosti na čase a rozdílu frekvencí atomového přechodu a chytacího laseru (rozladění  $\Delta$ ). Předpokládalo se, že ve všech případech mají atomy o hmotnosti  $m$  stejnou adiabatickou únikovou rychlost  $v_{ra}^2 = \hbar[\sqrt{\Omega_R^2(z, r_{max}) + \Delta^2} - |\Delta|]/m = 0.1\Gamma/k$ . Past byla umístěna v  $z = 5\lambda$  a v jejím středu byla relativní hodnota Rabiovy frekvence  $R_\Omega = \Omega_R(z, 0)/\Omega_R(0, 0) = 0,0001$ . Tyto výchozí podmínky splňovaly konfigurace svazků uvedené pod obr. 5. Je vidět, že pro rozladění  $\Delta = 10\Gamma$  jen 22% atomů zůstává v pasti. Počet zachycených atomů v pasti roste s rostoucí hodnotou rozladění, pro  $\Delta = 25\Gamma$  dosahuje 70% a pro  $\Delta = 50\Gamma$  až 96%. Čím je větší rozladění, tím slaběji atom interaguje s polem a tím méně ho ovlivňuje hodnota optické intenzity na dně optické pasti. Výsledkem je, že více atomů zůstává zachyceno v optické pasti.



Obrázek 5: Výsledky Monte-Carlo simulací ukazující počet atomů v pasti po dobu  $7000/\Gamma$  sekund, pokud jsou zachovány následující parametry:  $\Omega_{R0} = 155\Gamma$ ,  $R_\Omega = 0,0001$ ,  $z = 5\lambda$ , adiabatická úniková rychlost  $v_r = 0,1\Gamma/k$ . Tyto podmínky jsou splněny pro následující konfigurace laserových svazků: a)  $\Delta = 10\Gamma$  :  $w_{0+} = 9\lambda$ ,  $w_{0-} = 10\lambda$ ,  $r_{max} = 11\lambda$ , b)  $\Delta = 25\Gamma$  :  $w_{0+} = 6,2\lambda$ ,  $w_{0-} = 11\lambda$ ,  $r_{max} = 11,5\lambda$ , c)  $\Delta = 50\Gamma$  :  $w_{0+} = 6,25\lambda$ ,  $w_{0-} = 14\lambda$ ,  $r_{max} = 12,5\lambda$ .

## 4 Popis působení světla na dielektrické částice umístěné v gaussovské stojaté vlně

Silové působení obecného nehomogenního elektromagnetického pole na dielektrické prostředí je řešeno v rámci elektrodynamiky kontinua. V našem případě se jedná o výpočet změny hybnosti dielektrického objektu umístěného v kapalině (vodě). Za stacionárních podmínek, kdy detekujeme časově průměrované hodnoty veličin, je výsledná síla působící na objekt dána integrálem<sup>83</sup>

$$\langle F_i \rangle = \left\langle \oint_S \sum_j T_{ij}^M n_j dS \right\rangle. \quad (17)$$

kde  $T_{ij}$  jsou složky tzv. Maxwellova tenzoru pnutí,  $n_j$  jsou složky jednotkového normálového vektoru mířícího ven z povrchu. Integruje se přes plochu  $S$  obklopující studovaný objekt. Složky Maxwellova tenzoru pnutí přitom nabývají tzv. Minkowského formy<sup>84</sup>

$$T_{ij}^M = [\varepsilon E_i E_j + \mu H_i H_j - \frac{1}{2}(\varepsilon E^2 + \mu H^2)\delta_{ij}], \quad (18)$$

kde  $\varepsilon$  je permitivita kapaliny a vektory  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  popisují výsledné vnější pole, které vzniká superpozicí dopadajícího pole a pole rozptýleného objektem. Problém rozptylu záření je možno analyticky řešit pouze pro objekty určité speciální symetrie. Nejčastěji používaným modelovým objektem je koule, pro kterou lze všechny komponenty výsledného pole vyjádřit pomocí nekonečných řad Ricattiových-Besselových a sférických harmonických funkcí. Rozvojové koeficienty v těchto řadách se určují z relací ortogonalit plošnou integrací (viz např.<sup>85</sup>). Popsaný postup je použitelný pro kuličky libovolného poloměru. V limitních případech je však možno k výsledku dospět alternativními cestami, které poskytují více ilustrativní vzhled do fyzikální podstaty problému. Objekty mnohem menší než vlnová délka uvažovaného záření  $\lambda$  - rayleighovské částice - mohou být považovány za bodové dipóly, pro něž lze využít výsledků z elektrostatiky. Na opačném konci spektra stojí velmi velké objekty splňující předpoklady platnosti aproximace geometrické optiky.

#### 4.1 Chování rayleighovských částic v gaussovské stojaté vlně

Jestliže poloměr kuličky splňuje relaci  $a \ll \lambda/20$ ,<sup>86</sup> lze na ni pohlížet jako na bodový dipól a pokud vnější pole harmonicky osciluje, lze předpokládat, že s ním indukovaný dipól bude kmitat synchronně. Velikost jeho dipólového momentu je dána vztahem<sup>86,87</sup>

$$\mathbf{p}(z, r, t) = 4\pi n_2^2 \epsilon_0 a^3 \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \mathbf{E}(z, r, t) = \alpha_P \mathbf{E}(z, r, t), \quad (19)$$

kde  $a$  je poloměr kuličky,  $n_1$  a  $n_2$  je index lomu částice a okolního prostředí,  $m = n_1/n_2$  je relativní index lomu částice.  $\epsilon_0$  je permitivita vakua,  $\epsilon_1$  a  $\epsilon_2$  je permitivita částice a okolního prostředí  $\epsilon_i = \epsilon_0 n_i^2$ ,  $\alpha_P$  je polarizovatelnost částice. Interakce takových částic s elektromagnetickým polem lze popsat analyticky, a proto je vhodné s nimi začít, neboť odhalí řadu zajímavých závislostí.

Na kmitající dipól působí v elektromagnetickém poli Lorentzova síla

$$\mathbf{F}_{dipol}(\mathbf{r}, t) = (\mathbf{p} \cdot \nabla) \mathbf{E} + \left( \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} \times \mathbf{B} \right). \quad (20)$$

Za stacionárních podmínek je možno tento výraz vyjádřit ve tvaru<sup>88</sup>

$$\mathbf{F}_{grad}(\mathbf{r}) \equiv \langle \mathbf{F}_{grad}(\mathbf{r}, t) \rangle_T = \alpha_P \frac{\nabla \langle |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2 \rangle_T}{2}, \quad (21)$$

kde  $\langle \rangle_T$  značí průměrování po dobu mnohem větší než je perioda elektromagnetického pole. Dosazením optické intenzity  $I(\mathbf{r}) = n_{ext} \epsilon_0 c \langle |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2 \rangle_T$  a polarizovatelnosti  $\alpha_P$  dostaneme:<sup>88</sup>

$$\mathbf{F}_{grad}(z, r) = \frac{2\pi n_2 a^3}{c} \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \nabla I(z, r). \quad (22)$$

Je vidět, že pokud má objekt index lomu větší, než je index lomu okolního prostředí, tak gradientní síla směřuje do míst s větší optickou intenzitou.

Na objektu, který se nachází v elektromagnetické vlně, dochází též k rozptylu záření, jenž způsobuje prostorové přerozdělení toku hybnosti elektromagnetického pole. V důsledku tohoto přerozdělení je objekt vystaven silovému působení ve směru šíření vlny nazývanému radiační tlak (rozptylová síla):<sup>86,88</sup>

$$\mathbf{F}_{scat}(z, r) = \frac{8}{3} \frac{n_2}{c} \pi k^4 a^6 \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 \langle \mathbf{S}(z, r) \rangle_T. \quad (23)$$

kde  $\langle \mathbf{S}(z, r) \rangle_T$  je Poyntingův vektor :  $\langle \mathbf{S}(z, r) \rangle_T = \frac{1}{2} \text{Re}[\mathbf{E}(z, r) \times \mathbf{H}^*(z, r)]$ . Síla tedy sleduje směr Poyntingova vektoru bez ohledu na hodnotu indexů lomu částice a okolního prostředí.

## 4.2 Teoretický rozbor optické pasti na bázi stojaté vlny

Předpokládejme, že stojatá vlna je vytvořena interferencí dopadající vlny a vlny odražené od povrchu (viz obr. 6). V případě gaussovské vlny lze psát:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_i(z, r) &= \mathbf{E}_0 \frac{w_0}{w_i} e^{-\frac{r^2}{w_i^2} - ik(z+z_0) + \frac{i}{2} \frac{kr^2}{R_i} + i \arctan\left(\frac{z+z_0}{z_R}\right)}, \\ \mathbf{E}_r(z, r) &= \mathbf{E}_0 \rho \frac{w_0}{w_r} e^{-\frac{r^2}{w_r^2} + ik(z-z_0) + \frac{i}{2} \frac{kr^2}{R_r} - i \arctan\left(\frac{z-z_0}{z_R}\right) - i\psi}. \end{aligned} \quad (24)$$

Pro optickou intenzitu pak získáme:

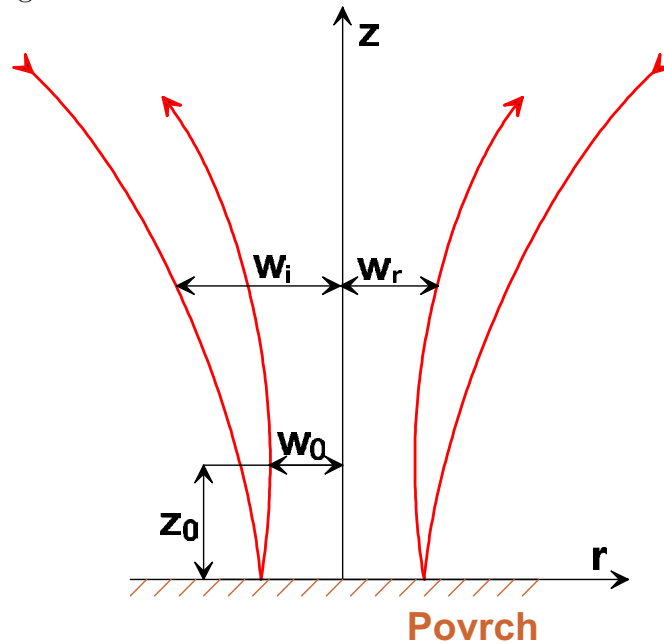
$$\begin{aligned} I(z, r) &= \frac{n_2 \epsilon_0 c}{2} |E_i(z, r) + E_r(z, r)|^2 \\ &= I_0 \frac{w_0^2}{w_i^2} e^{-\frac{2r^2}{w_i^2}} + 2\rho I_0 \frac{w_0^2}{w_i w_r} e^{-\frac{r^2}{w_i^2}} e^{-\frac{r^2}{w_r^2}} \cos \phi + \rho^2 I_0 \frac{w_0^2}{w_r^2} e^{-\frac{2r^2}{w_r^2}}, \end{aligned} \quad (25)$$

$$\phi(z, r) = 2kz - \frac{kr^2}{2} \left( \frac{1}{R_i} - \frac{1}{R_r} \right) - \arctan\left(\frac{z+z_0}{z_R}\right) - \arctan\left(\frac{z-z_0}{z_R}\right) - \psi, \quad (26)$$

kde  $k$  je vlnové číslo,  $\rho$  je absolutní hodnota fresnelova koeficientu odrazivosti povrchu,  $\psi$  je fázový posuv v důsledku odrazu na rozhraní (předpokládáme fresnelův koeficient odrazivosti ve tvaru  $r_m = \rho \exp(-i\psi)$ ).  $I_0$  je osová optická intenzita v místě pasu svazku o pološířce  $w_0$ , který je umístěn ve vzdálenosti  $z_0$  nad povrchem. Kladné  $z_0$  značí, že pas svazku je v odražené vlně (viz obr. 6), a záporné  $z_0$  odpovídá umístění pasu v dopadající vlně.  $w_i$  a  $w_r$  jsou šířky svazků dopadající a odražené vlny v místě  $z$  nad povrchem a  $R_i$  and  $R_r$  jsou poloměry křivosti vlnoplochy dopadající a odražené vlny:

$$w_{i/r} = w_0 \sqrt{1 + \frac{(z \pm z_0)^2}{z_R^2}}, \quad R_{i/r} = \mp(z \pm z_0) \left[ 1 + \frac{z_R^2}{(z \pm z_0)^2} \right], \quad (27)$$

$z_R = kw_0^2/2$  je Rayleighova délka.



Obrázek 6: Schéma vytváření stojaté vlny odrazem od povrchu.



V případě, že se nacházíme v blízkosti povrchu a je splněno  $z_0 \ll z_R$ , můžeme psát  $w_i \simeq w_r \simeq w = w_0 \sqrt{1 + z^2/z_R^2}$  a získáme zjednodušený výraz pro optickou intenzitu:<sup>89</sup>

$$I(z, r) = I_0 \frac{w_0^2}{w^2} e^{-\frac{2r^2}{w^2}} [1 + 2\rho \cos \phi + \rho^2]. \quad (28)$$

Omezíme-li se pro názornost v dalších úvahách na tento zjednodušující předpoklad, lze pro příčnou a podélné složky sil získat dosazením vztahu (28) do (22) a (23):

$$F_{grad, r}(z, r) = -16 \frac{n_2 a^3 r P}{c w^4} \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) e^{-\frac{2r^2}{w^2}} (\rho^2 + 2\rho \cos \phi + 1), \quad (29)$$

$$F_{grad, z}(z, r) = -\frac{16 n_2 a^3}{c} \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \frac{P}{w^2} k \rho e^{-\frac{2r^2}{w^2}} \sin \phi, \quad (30)$$

$$F_{scat}(z, r) = \frac{16 n_2}{3} \frac{k^4 a^6}{c} \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 \frac{P}{w^2} e^{-\frac{2r^2}{w^2}} (\rho^2 - 1), \quad (31)$$

$$\phi(z, r) = 2 k z - \frac{k r^2}{R} - 2 \arctan \left( \frac{z}{z_R} \right) - \psi. \quad (32)$$

Z těchto rovnic je vidět, že pokud je odrazivost povrchu velká, lze eliminovat rozptylovou sílu a objekt bude ovlivňován převážně gradientní silou. To je velmi důležitý poznatek, protože právě rozptylová síla představuje hlavní komplikaci při prostorovém zachytávání větších objektů. Dále je vidět, že podélná složka gradientní síly osciluje v závislosti na poloze ve stojaté vlně. Částice bude zachycena v místě nulové síly a záporné směrnice t.j. pro částici zhotovenou z opticky hustšího materiálu než okolní médium musí platit  $\phi = 2\pi l$ ,  $l = 0, \pm 1, \dots$ . To odpovídá intenzitnímu maximu stojaté vlny. Pokud  $\rho = 0$ , lze uvedené rovnice snadno použít i pro získání sil působících na indukované dipóly v jediném fokusovaném svazku (osa  $z$  je však orientována proti směru dopadajícího svazku).

Při analýze poměrů v optické pasti je třeba mít stále na paměti, že v ose  $z$  působí proti sobě gradientní a rozptylová síla. Výše uvedené vztahy lze použít k odhadu maximální hodnoty odrazivosti, od které začne dominovat gradientní síla a objekt bude zachycen.

$$\begin{aligned} \frac{F_{scat}}{F_{grad, z}} &= -(1 - \rho^2) \frac{k^3 a^3}{3 \rho} \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) = -1, \\ \rho &= \frac{3}{2 k^3 a^3} \left( \frac{m^2 + 2}{m^2 - 1} \right) \left[ \sqrt{1 + \frac{4k^6 a^6 (m^2 - 1)^2}{9(m^2 + 2)^2}} - 1 \right]. \end{aligned} \quad (33)$$

Ze závislosti znázorněné na obr. 7 je vidět zajímavý výsledek, že i velmi malé odrazivosti povrchu vytvoří podélnou složku gradientní síly, která pak určuje chování (často nechtěné) částice ve fokusovaném svazku.

Pro zachycení velmi malých částic je rozhodující, aby potenciálová hloubka optické pasti  $U_{max}$  byla větší než je kinetická energie tepelného pohybu (Brownova pohybu) částic. Pro dlouhodobé zachycení částice se všeobecně požaduje, aby bylo splněno  $U_{max} \geq 10k_B T$ , kde  $k_B$  je Boltzmannova konstanta a  $T$  je absolutní teplota. Platí-li  $w = w(z_{trap}) \simeq w(z)$  a  $\rho \simeq 1$  lze pro hloubku pasti získat:

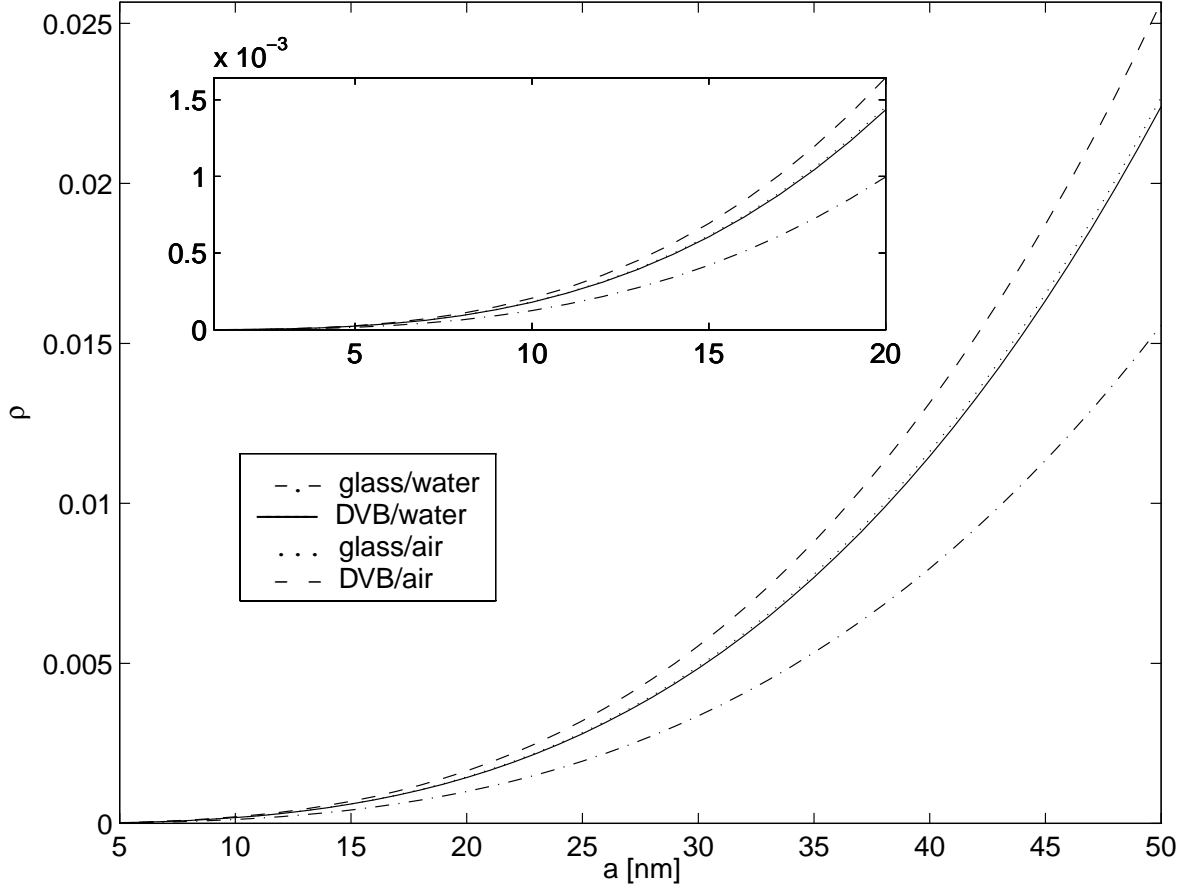
$$U_{max} = U(z_{trap} \pm \lambda/4, 0) \simeq \frac{2\pi n_2 a^3}{c} \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \frac{2P}{\pi w^2} (1 + \rho)^2, \quad (34)$$

kde  $z_{trap}$  je osová poloha pasti a  $P$  je výkon obsažený v chytacím laserovém svazku. Kombinací této rovnice a podmínky udržení částice v pasti lze získat podmínku pro minimální poloměr

chycené částice:

$$a^3 \geq \frac{5k_B T c w^2}{2n_2 P} \left( \frac{m^2 + 2}{m^2 - 1} \right) \frac{1}{(1 + \rho)^2}. \quad (35)$$

Stojatá vlna vytvoří pro  $\rho = 1$  až  $4 \times$  hlubší past a umožní zachycení  $2^{4/3} \times$  menší částice při stejném výkonu laseru.



Obrázek 7: Hodnota odrazivosti plochy pro kterou se vyrovnají absolutní velikosti podélných složek rozptylové a gradientní síly v závislosti na velikosti částice, materiálu prostředí a částice. Jsou uvažovány následující kombinace: divinilbenzén/voda ( $m = 1,195$ ), divinilbenzén/vzduch ( $m = 1,592$ ), sklo/voda ( $m = 1,134$ ), sklo/vzduch ( $m = 1,510$ ).

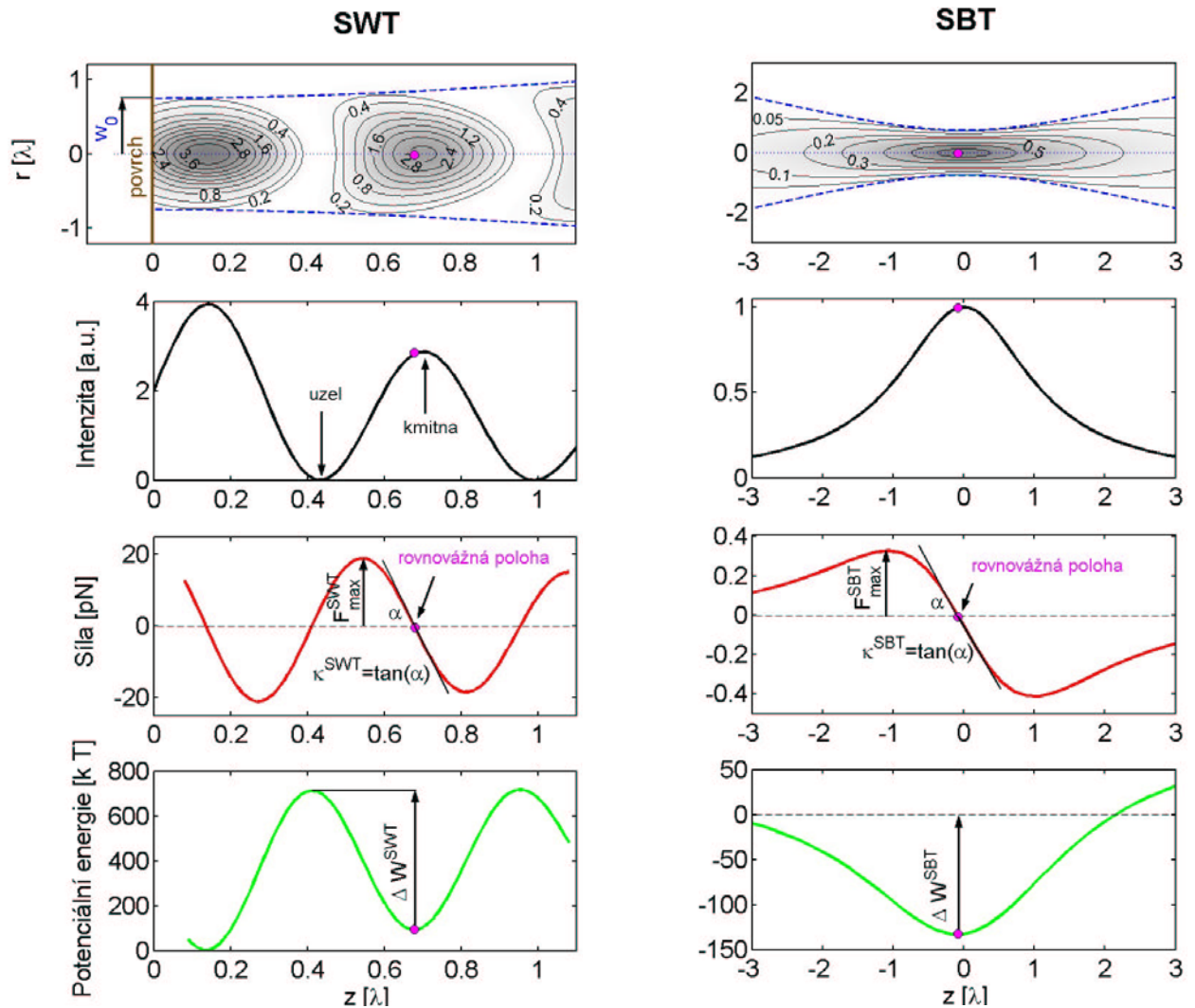
### 4.3 Srovnání optické pasti na bázi stojaté vlny a jediného fokusevaného svazku

Obrázek 8 ilustruje poměry v obou typech pastí a definuje veličiny, které budou dále použity pro srovnávání. Bude využit obecný popis silové interakce mezi elektromagnetickým polem a částicí<sup>85</sup> vycházejícího ze vztahů (17) a (18) a bude sledován vliv indexu lomu částice a její velikosti na podélnou složku optické síly. Předpokládá se, že pas chytacího svazku je umístěn na povrchu s odrazivostí 100% a vzdálenost středu objektu od povrchu je menší než vlnová délka chytacího laserového svazku. Na tomto intervalu se definuje maximální chytací síla:

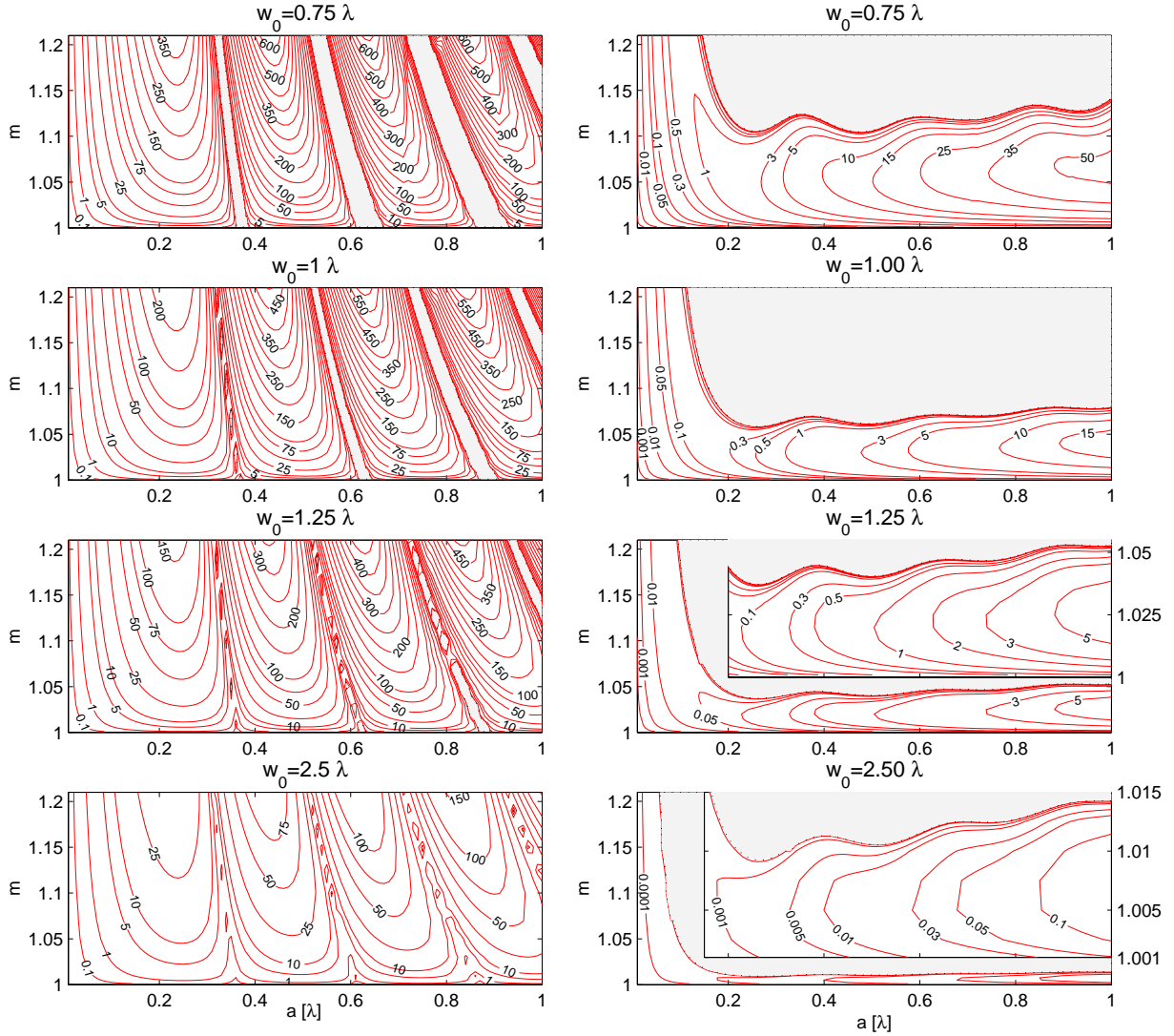
$$F_{max} = \max(F(a \leq z \leq a + \lambda)), \quad (36)$$

která je vynesena ve formě vrstevnicových grafů na obr. 9. Jednotlivé izolínie vyznačují hodnotu  $F_{max}$  v pN. Je vidět, že zachycení větších objektů v jednosvazkové pasti je možné pouze

pro menší hodnoty indexů lomu a je třeba použít více fokusovaný svazek. Ve studovaném rozsahu parametrů se nevyskytuje omezení na velikost objektu. Jinak je tomu ve stojaté vlně, kde pro jisté velikosti kuliček je síla záporná (šedé oblasti) a objekt nelze zachytit, neboť je urychlován k povrchu. Pro zbývající velikosti kuliček však zachycení částice ve stojaté vlně není omezeno shora hodnotou indexu lomu částice a mohlo by být využito pro zachytávání částic ve vzduchu či vakuu. Je dále vidět, že pro tyto velikosti kuliček dosahuje maximální chytací síla přibližně o řád větších hodnot než v jednosvazkové pasti.



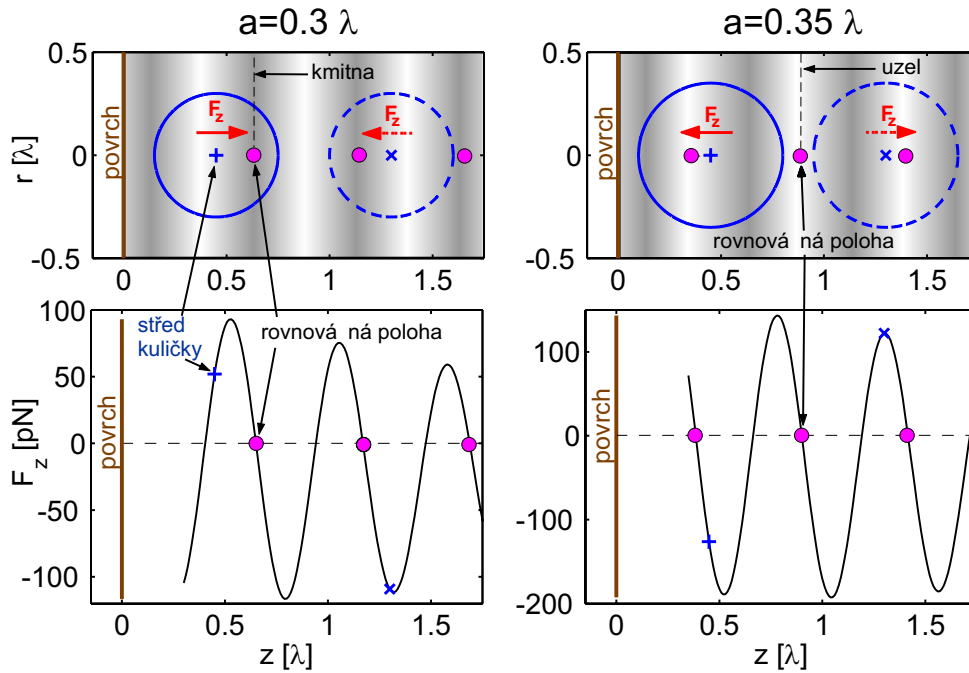
Obrázek 8: Ilustrativní srovnání rozložení optické intenzity, velikosti podélných složek sil a potenciálový profil optických pastí ve stojaté vlně (SWT) a v jediném fokusovaném svazku (SBT). Označené veličiny mají následující význam :  $F_{max}$  - maximální chytací síla,  $\kappa$  - tuhost optické pasti,  $\Delta W$  - potenciálová hloubka pasti. Numerické hodnoty odpovídají následujícím parametrům:  $w_0 = 0,75 \lambda$ ,  $m = 1,19$ ,  $\rho = 1$ ,  $\psi = 3 \pi/2$ ,  $P = 1 \text{ W}$ ,  $\lambda_{vac} = 1064 \text{ nm}$ ,  $z_0 = 0 \mu\text{m}$ .



Obrázek 9: Vrstvicové grafy znázorňující hodnoty maximální chytací síly  $F_{max}$  v pN ve stojaté vlně a v jediném fokusovaném svazku. Studována je závislost na poloměru kuličky  $a$ , podílu indexu lomu kuličky a okolního prostředí  $m$  a poloměru pasu chytacího svazku  $w_0$ . Následující veličiny byly zvoleny konstantními:  $P = 1$  W,  $\rho = 1$ ,  $\psi = 3\pi/2$ ,  $\lambda_{vac} = 1064$  nm,  $z_0 = 0$   $\mu$ m.

Příčinu absence chytací síly pro určité velikosti kuliček umístěné ve stojaté vlně lze najít v periodickém střídání intenzitních maxim podél osy  $z$  (viz obr. 10). Malé částice (levý sloupec na obr. 10) jsou tlačeny do míst s maximální optickou intenzitou, stejně jako rayleighovské částice. Jestliže je však velikost kuličky tak velká, že začne překrývat dvě intenzitní maxima, dojde k "soupeření" gradientů sil od obou maxim a pohyb kuličky bude určen výslednou silou. Pro určitou velikost kuličky je tato síla nulová a kuličku nelze zachytit. Jestliže se dále zvětšována velikost kuličky (pravý sloupec na obr. 10) dojde k jejímu opětovnému zachycení, ale její střed nyní nebude v místě s maximální optickou intenzitou, ale naopak v místě s minimální intenzitou. Z obrázku je vidět, že nepatrná změna velikosti kuličky (o  $0,05\lambda$ ) způsobila podstatnou změnu v jejím chování. Je-li index lomu kuličky blízký indexu lomu okolního média, lze odvodit analytické vztahy a pro hodnotu limitního poloměru kuličky získat:<sup>90</sup>

$$\frac{a_{zero}}{\lambda} = 0,3576; 0,6148; 0,8677; 1,1194; 1,3704; 1,6211; 1,8716; \dots \quad (37)$$



Obrázek 10: Srovnání chování dvou polystyrénových kuliček o nepatrně rozdílných poloměrech ( $a = 0,3\lambda$  a  $0,35\lambda$ ) umístěných symetricky vzhledem k intenzitnímu minimu stojaté vlny. Pro numerický výpočet sil byly použity následující parametry:  $w_0 = \lambda$ ,  $\rho = 1$ ,  $\psi = 3\pi/2$ ,  $z_0 = 0\ \mu\text{m}$ ,  $m = 1,95$ ,  $P = 1\ \text{W}$ ,  $\lambda_{vac} = 1064\ \text{nm}$ .

## 5 Experimentální výsledky s dielektrickými částicemi

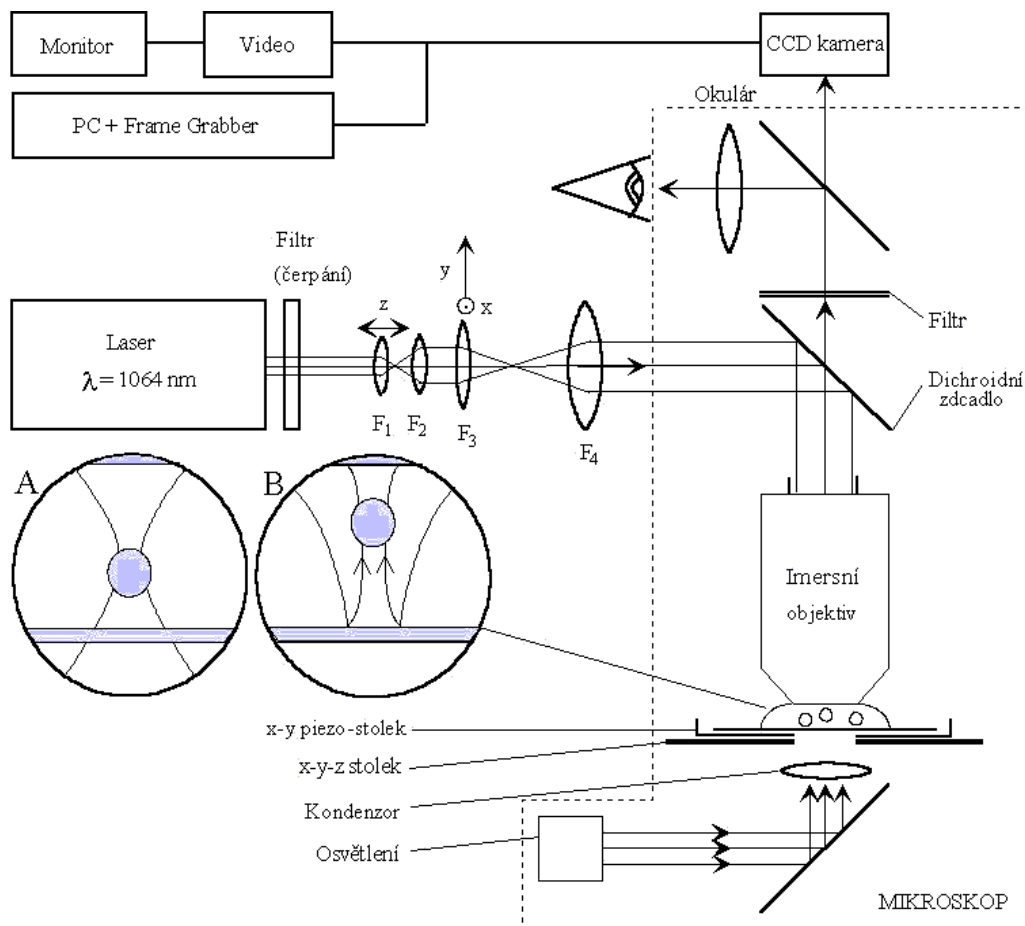
### 5.1 Zachytávání objektů do stojaté vlny

Postupně jsme realizovali dvě sestavy, které využívají Nd:YAG laserů o maximálním výkonu 1 W a 4 W, mikroskop Olympus BX50 a IX70. Optickou cestu jsme navrhli tak, aby umožňovala příčné i podélné polohování optické pasti v zorném poli imersního objektivu pomocí příčného a podélného polohování čoček dvou teleskopů a zároveň, aby v zadní apertuře objektivu byl procházející laserový svazek umístěn uprostřed a byl stále stejně široký (viz obr. 11). Nedochozí tak k ořezávání svazku a ke ztrátě výkonu. Sestavu jsme dále zdokonalovali, zdvojnásobili jsme počet optických pastí zdvojením optických cest<sup>91</sup> a posléze jsme využili dvojici akustooptických deflektorů k časovému rozmítání jednoho z chytacích svazků. Bylo možné vytvořit libovolný počet pastí různě umístěných či pohybujeících se v příčném směru,<sup>91</sup> neboť pro zachycení objektu postačuje, posvítíme-li na něj chytacím svazkem řádově stokrát za sekundu. Rovněž jsme optické chytací cesty zkombinovali s cestou pulsního ultrafialového laseru, kterým bylo možné provádět ablativní zásahy v mikrometrovém rozsahu.

Tuto experimentální sestavu jsme postupně využívali pro pokusy, které měly prokázat její vhodnost pro určité typy nových aplikací. Zaměřili jsme se zejména na živé objekty a zásahy uvnitř nich. Uspěli jsme s přemísťováním mitochondrií v trepce *Paramecium Gaudatum*,<sup>92</sup> s rotací potravní vakuoly ve stejném prvokovi,<sup>92</sup> se zachycením a zviditelněním polystyrénové kuličky o průměru 100 nm, které využívalo procesu dvoufotonové fluorescence<sup>§</sup>, a k optickému

<sup>§</sup>Kulička je obarvena barvivem Rhodamin 6G, které absorbuje záření na vlnové délce odpovídající polovině chytací vlnové délky (532 nm). K jeho excitaci při optickém zachycení dochází procesem dvoufotonové absorpce chytacího svazku a následné fluorescence v okolí vlnové délky 580 nm.

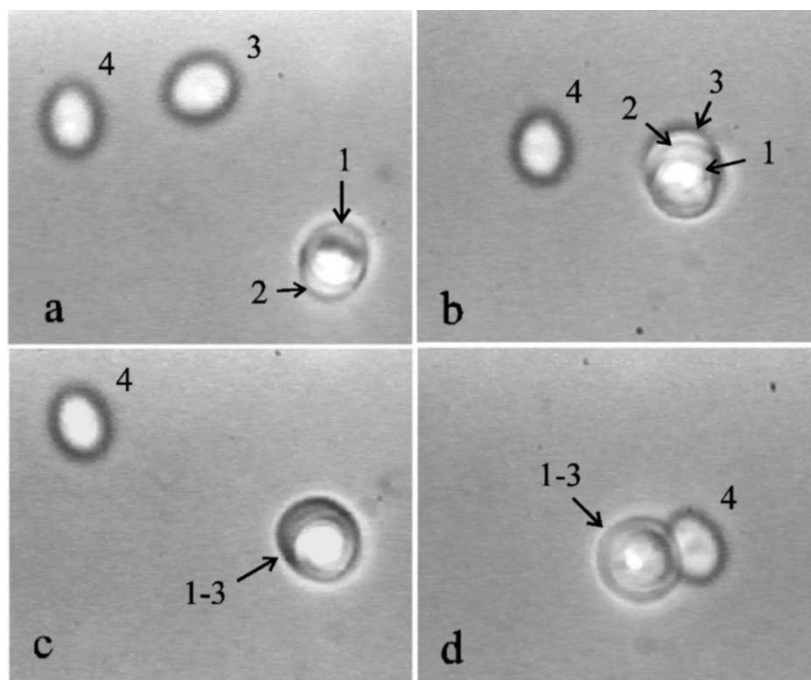
zachycení a roztočení asymetrického shluku mikrometrových kuliček.<sup>92</sup> Za největší úspěch považujeme fúzi dvou živých lymfoidních buněk linie HL60, které jsme dvojicí optických pastí přisunuli k sobě a následně sérií pulsů přepálili dělicí membránu. Obsahy buněk zfúzovaly do jedné živé hybridní buňky.<sup>91</sup> Pulsní laser jsme rovněž využili k vytvoření umělých asymetrií v povrchu polystyrénové kuličky o průměru 15  $\mu\text{m}$ , které způsobily, že opticky zachycená kulička se v optické pasti roztočila.<sup>91</sup>



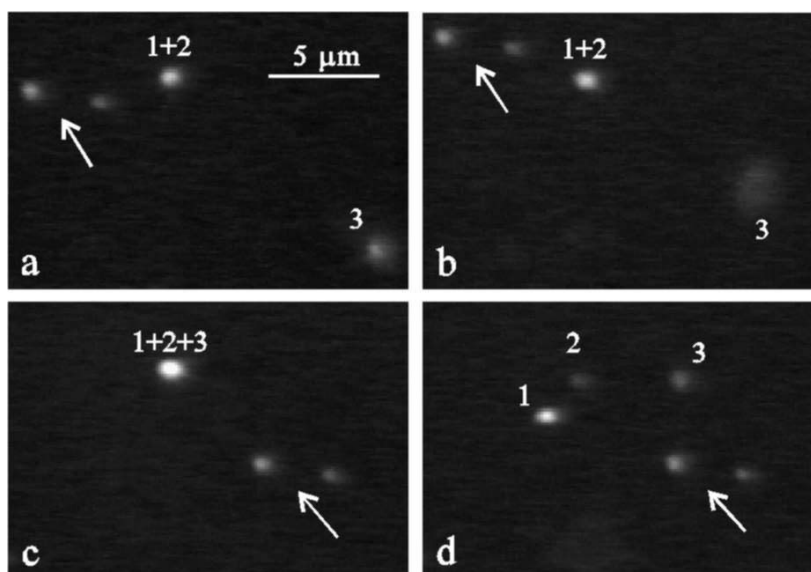
Obrázek 11: Experimentální sestava optické pinzety.

Jak je naznačeno na obr. 11, modifikovali jsme tuto sestavu tak, že místo obyčejného podložního sklíčka jsme použili sklíčko pokryté systémem 25 dielektrických vrstev  $\text{TiO}_2$  a  $\text{SiO}_2$  odrážející až 99% dopadajícího výkonu chytacího svazku. Pro fokusaci svazku jsme použili imersní achromatický objektiv Olympus se zvětšením 100x a proměnnou numerickou aperturou  $NA = 0,6 - 1,2$ . Byly tak vytvořeny experimentální podmínky pro vznik stojaté vlny s možností podélného a příčného umístění ohniska svazku a změny jeho šířky.

Demonstrovali jsme rovněž,<sup>93</sup> že pomocí stojaté vlny je možné zachytit i větší objekty - polystyrénové kuličky o průměrech 0,295, 1,5, 15  $\mu\text{m}$ , kvasinky o průměru 5  $\mu\text{m}$  a několik mikroobjektů uspořádaných v ose svazku. Zachycení uvedených objektů pomocí jedno-svazkového uspořádání nebylo možné s numerickou aperturou 0,6, ale pouze s  $NA = 1,3$  a to v blízkosti krycího sklíčka, kde jsou aberace chytacího svazku nejmenší.



Obrázek 12: Současná manipulace se skupinou kvasinkových buněk zachycených ve stojaté vlně. (a) buňka "1" a "2" v optické pasti; (b) buňka "3" je zachytávána do pasti; (c) současný pohyb tří zachycených buněk; (d) referenční buňka "4" je zachytávána pastí. Je vidět, že se buňky zachytávají nad sebou do stojaté vlny.



Obrázek 13: Částice o průměru 100 nm zachycená v jednom z maxim stojaté vlny poblíž nepovrstvené podložního skla ( $R = 0,4\%$ ). Celkový výkon procházející rovinou vzorku byl 7 mW, numerická apertura objektivu byla  $NA = 0,6$ . Část (a) ukazuje dvě kuličky "1" a "2" zachycené přibližně  $1\ \mu\text{m}$  nad podložním sklem. Šipky označují objekty ležící na dně. Částice "3" se pohybuje náhodně ve vodním prostředí, jak prozrazují změny v ostroti jejího obrazu (viz (a), (b)), kdežto zachycené částice zůstávají stejně ostré. Částice "3" je následně rovněž zachycena (viz (c)) a pohybuje se současně s ostatními dvěma zachycenými částicemi. Po zastínění chytacího svazku se částice rozprchnou různými směry (viz d).

Horní mez pro průměr rayleighovské částice odpovídající chytací vlnové délce ve vodě je 80 nm. Na trhu však byly dostupné nepatrně větší polystyrénové kuličky o průměru 100 nm,

které jsme použili k experimentům. Takové kuličky jsou menší než je rozlišovací schopnost použitého světelného mikroskopu pracujícího s jasným polem, a proto jsme je pozorovali metodou temného pole. Tak malé objekty se jeví jako světlé body na tmavém pozadí. Zvolená metoda vyžaduje kondenzor s velkou numerickou aperturou a objektiv s co nejmenší numerickou aperturou. Tím je dosaženo stavu, že chytací svazek je fokusován objektivem o numerické apertuře ( $NA=0,6$ ) do stopy o dvojnásobném průměru v porovnání s chytací vlnovou délkou. Experimentálně jsme prokázali, že takové uspořádání umožňuje dlouhodobě zachytit a pozorovat malé dielektrické částice pomocí stojaté vlny tvořené mírně fokusovanými svazky.

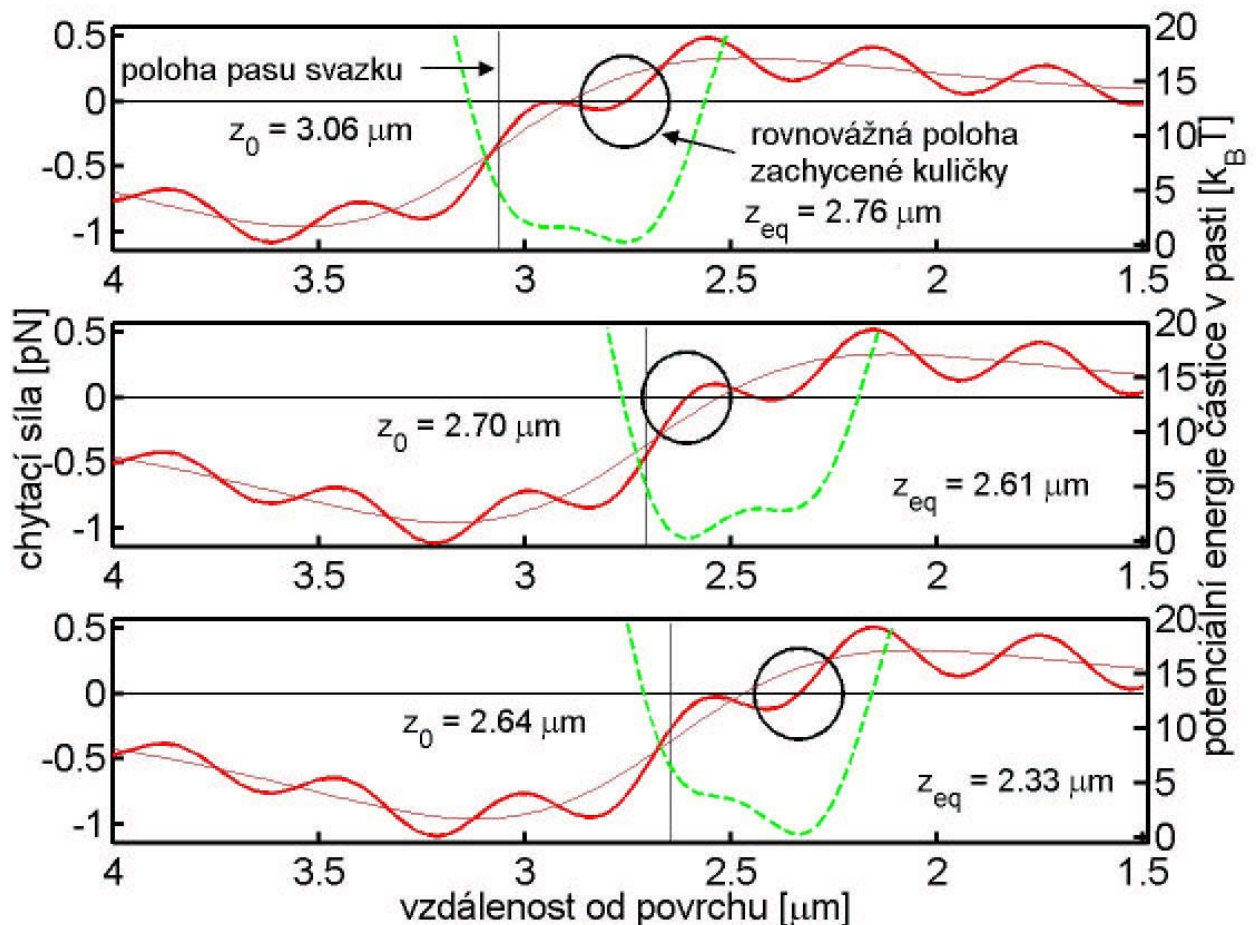
Pokoušeli jsme se rovněž ověřit teoretické závěry, zda i obyčejné nevrstvené podložní sklíčko vytvoří dostatečně velkou modulaci optické intenzity a umožní zachycení rayleighovské částice v blízkosti sklíčka. Pomocí stejné sestavy jsme prokázali, že je možné částice zachytit v blízkosti podložního sklíčka (viz obr. 13). Výsledek tohoto experimentu je velmi závažný, neboť prokázal, že měření sil působících na malé objekty chycené pomocí jednosvazkové pasti v blízkosti dielektrického rozhraní je silně ovlivněno vlnou odraženou od rozhraní. Pro přesná měření tohoto druhu je třeba zvolit vhodnou konfiguraci, kdy chytací svazek prochází měřeným rozhraním a nedochází k jeho odrazu směrem k chycenému objektu.

## 5.2 Vliv rozhraní na polohu zachyceného objektu

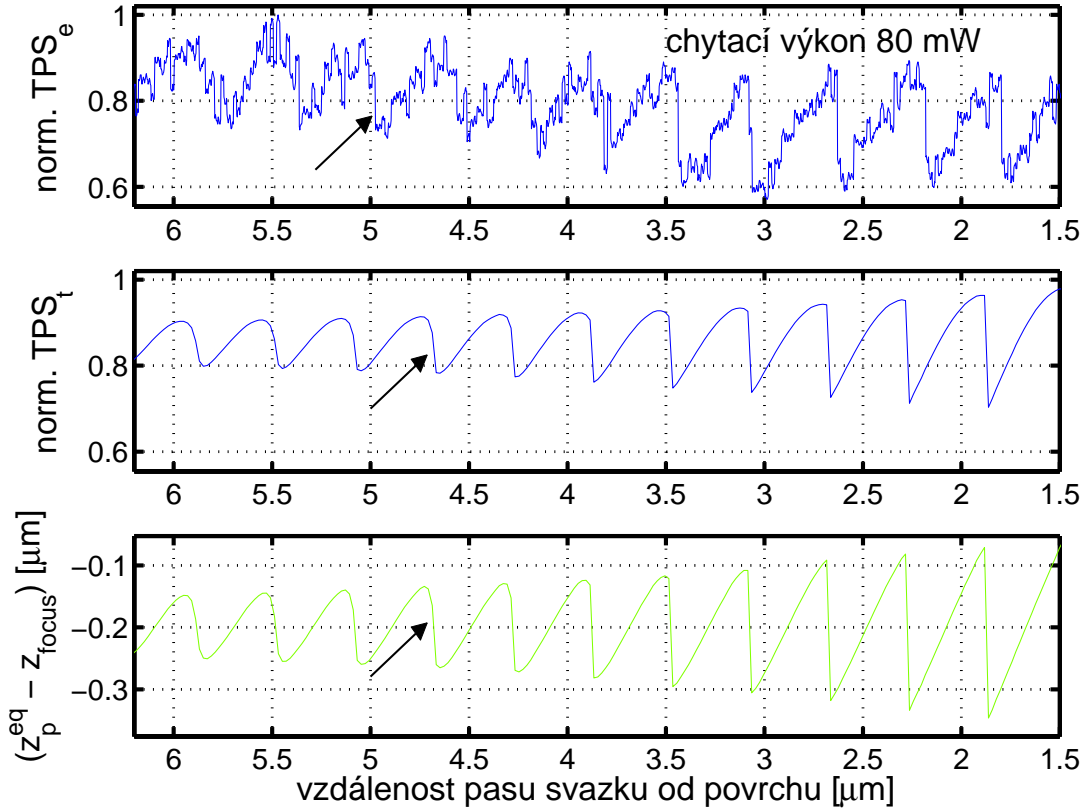
Už teoretické<sup>89</sup> a experimentální<sup>93</sup> výsledky uvedené v předcházejících kapitolách naznačily výrazný vliv slabých odrazů od dielektrických rozhraní na axiální polohu opticky zachycené rayleighovské částice. Proto jsme začali experimentálně studovat, jak daleko od rozhraní voda-sklo odražená vlna měřitelně ovlivňuje axiální polohu opticky zachycené částice. Postupovali jsme tak, že jsme jedním fokusovaným laserovým svazkem zachytili fluorescenčně obarvenou kuličku o průměru  $216 \pm 8$  nm v blízkosti krycího sklíčka a přibližovali ji k podložnímu sklíčku, kde se laserový svazek odrážel, interferoval s dopadajícím a moduloval jeho intenzitu.<sup>94</sup> Tato modulace ovlivňovala polohu zachycené sondy, která se v rozsahu desítek až stovek nanometrů vzdalovala či přibližovala k pasu chytacího svazku (viz obr. 14). Tyto výchyly se projevíly v intenzitní modulaci dvoufotonového signálu emitovaného kuličkou a buzeného modulovaným chytacím svazkem (viz obr. 15). Pomalé změny signálu odpovídají postupnému přibližování částice k pasu svazku, prudké změny jsou způsobeny skokem částice z jedné rovnovážné polohy do druhé (viz obr. 14). Experimentálně jsme určili parametry systému a teoreticky modelovali chování kuličky (viz obr. 14). Získané průběhy velmi dobře souhlasily s experimentálními výsledky a potvrdily, že dvoufotonový signál sleduje pohyby částice vůči pasu svazku a umožňuje tak kvalitativně vyhodnocovat chování částice.

Rovněž jsme experimentálně potvrdili, že modulace fluorescenčního signálu je způsobena odrazem svazku od podložního sklíčka. Použili jsme speciálně povrstvená podložní skla, která více odrážela chytací svazek a způsobovala hlubší intenzitní modulaci chytacího svazku. Získané průběhy pro odrazivosti skel  $R = 13\%$  a  $R = 98\%$  potvrdily rozšiřující se oblast, kde byla částice ovlivněna odraženým svazkem.<sup>94</sup> Pro rozhraní voda-sklo ( $R = 0,4\%$ ) se vliv odražené vlny projevoval až do vzdálenosti  $5\mu\text{m}$  od rozhraní, pro větší odrazivost rozhraní ( $R = 13\%$ ) byla zjištěna vzdálenost až  $18\mu\text{m}$ . Pro největší odrazivost ( $R = 98\%$ ) byla kulička pod vlivem odražené vlny po celé délce vzorku ( $20\mu\text{m}$ ). Rovněž se potvrdilo, že v bezprostřední blízkosti odrazné vrstvy je potenciálová hloubka pasti již tak velká, že není možné pouhým posouváním pasu svazku vyvolat přeskok částice do nové polohy blíže k rozhraní.





Obrázek 14: Theoretické profily chytací síly (tenká plná čára) a potenciální energie částice v optické pasti (čárkované čáry) v jednosvazkové pasti modulované odrazy od rozhraní sklo-voda v závislosti na poloze  $z_{\text{focus}}$  pasu svazku od povrchu. Částice je zachycena v  $z_{\text{p}}^{\text{eq}}$  (místo nulové síly a potenciálového minima). Průměr kroužků odpovídá skutečné velikosti částic (216 nm) použitých při simulaci a experimentu. Ostatní parametry jsou: odrazivost povrchu 0,4 % (počítáno z indexů lomu skla 1,51 a vody 1,33), poloměr pasu svazku 0,475  $\mu\text{m}$  (odhadnuto z proložení gaussovského profilu naměřenou závislostí intenzity dvoufotonové fluorescence získané rastrováním obarvené kuličky fixované na krycí sklíčko skrze chytací svazek), výkon v chytacím svazku byl 80 mW. Za těchto podmínek je průměrný příspěvek modulované složky k celkové intenzitě menší než 3%. Pro srovnání, tenká plná čára ukazuje nedeformovaný (t.j. bez vlivu odrazů) profil síly v jediném svazku pro stejné parametry.



Obrázek 15: Srovnání naměřených záznamů dvoufotonové fluorescence (nahore) s teoretickými simulacemi (uprostřed) pro odraz na rozhraní sklo-voda. Parametry použité pro simulaci jsou stejné jako na obr. 14 a odpovídají experimentálním podmínkám. Spodní graf ukazuje vypočítaný průběh vzdálenosti zachycené částice od pasu svazku. Šipky ukazují přechod mezi hladkou změnou polohy kuličky a skoky do stabilnější pasti.

### 5.3 Měření tuhostí optické pasti

Určení tuhosti pasti vyžaduje zvládnutí problematiky měření výchylek opticky chyceného objektu z rovnovážné polohy v pasti. Používali jsme kvadrantního detektoru, kterým jsme detekovali změny v rozložení intenzity svazku v ohniskové rovině kolimační čočky v důsledku interference prošlého a rozptýleného záření.<sup>64</sup> Tato metoda rovněž umožňuje detekci osové výchylky prostřednictvím celkové úrovně signálu na všech čtyřech kvadrantech. Používali jsme malé sondy (průměr byl 216 nm), jejichž pohyb v pasti byl silně ovlivněn tepelnými kmity. Statistická analýza rychlého záznamu jejich poloh umožňuje určení tuhosti optické pasti případně viskozity prostředí v okolí sondy.<sup>63,95</sup> Předpokládá se, že kmity částice zachycené v parabolické potenciálové jámě jsou vynuceny v důsledku náhodných srážek s molekulami okolního prostředí. V takovém případě lze pro autokorelační funkci polohy částice získat:<sup>63</sup>

$$\langle z(0)z(t) \rangle = \langle \Delta z^2 \rangle \exp\left(-\frac{\kappa}{\beta} t\right), \quad (38)$$

kde  $\langle \Delta z^2 \rangle$  je střední kvadratická hodnota výchylky částice z pasti,  $\kappa$  je tuhost optické pasti a  $\beta = 6\pi\eta a$  je viskózní koeficient prostředí. Je-li známa velikost kuličky a viskozita prostředí, lze určit tuhost optické pasti, aniž by musel být kalibrován polohový senzor.

Pro kalibraci senzoru lze využít toho, že pravděpodobnost nalezení částice v jednotkovém okolí  $z$  od středu pasti je dána Boltzmannovou rozdělovací funkcí:

$$p(z) = C \exp\left(-\frac{\Delta W^{tot}(z)}{k_B T}\right), \quad (39)$$

kde  $C$  je normalizační konstanta,  $\Delta W^{tot}(z)$  je rozdíl potenciální energie částice mezi místem  $z$  a dnem pasti. Získá-li se z histogramu výchylek tvar funkce  $p(z)$ , lze kombinací (39) a kvadratické závislosti  $\Delta W^{tot}(z) \simeq \kappa x^2/2 + W_{offset}$  získat

$$-k_B T \ln p(z) \simeq \frac{1}{2} \kappa x^2. \quad (40)$$

Porovnáním hodnot  $\kappa$  určených z rovnic (38) a (39) lze snadno získat kalibrační konstantu polohového senzoru.

Aplikovali jsme tuto metodu na měření osových tuhostí optické pasti vytvořené jedním svazkem a stojatou vlnou. Jelikož tuhost pasti je přímo úměrná výkonu, který dopadá na objekt, porovnávali jsme poměr tuhostí v příčném směru ku podélnému směru:  $\kappa_{x,y}/\kappa_z$ , abychom dostali bezrozměrnou veličinu. Dospěli jsme k následujícím závěrům (viz. tab. 1-3 v čl.<sup>96</sup>):

- 1) S rostoucí vzdáleností od odrazné plochy klesá podélná tuhost rychleji než příčná.
- 2) Téměř dvakrát větší odrazivost plochy neovlivní odpovídajícím způsobem poměr tuhostí.
- 3) Poměr tuhostí v jednosvazkovém uspořádání je přibližně 3x větší než ve stojaté vlně pro stejně široký svazek a přibližně stejnou vzdálenost objektu od krycího sklíčka. Potvrzuje to vyšší podélná tuhost ve stojaté vlně vytvořené v silně fokusovaném svazku.

4) Zacloněním svazku při vstupu do objektivu jsme dosáhli širší stopy fokusovaného svazku<sup>¶</sup> a prokázali přibližně trojnásobný pokles hodnoty poměru tuhostí (odpovídá nárůstu podélné tuhosti vůči příčným tuhostem).

Jedná se o předběžné výsledky, které bude třeba ještě zopakovat s přesnějším určením všech parametrů (t.j. poloha objektu vůči krycímu sklu, odrazné ploše, poloha pasu svazku vůči krycímu sklu, rozměry pasu svazku, výkon pod objektivem apod.), nicméně jsme jasně kvantitativně prokázali, že podélná tuhost ve stojaté vlně je několikanásobně větší než v jednosvazkové konfiguraci.

## 6 Závěr

Práce souhrnně pojednává o autorovu přínosu k problematice využití světelné stojaté vlny pro chlazení atomů, zachytávání atomů a dielektrických nanočástic. Je navržena a teoreticky ověřena nová účinnější metoda chlazení atomů v silné stojaté gaussovské vlně, která umožňuje nejméně o řád zkrátit vzdálenost (pod 10 cm) nezbytnou k axiálnímu "zastavení" svazku atomů cesia z rychlosti odpovídající pokojové teplotě a zároveň zabránit radiálnímu rozptylu atomů. Je analyzován nový typ optické pasti, který umožňuje zachycení atomů v okolí minima optické intenzity. Je tak potlačena nežádoucí difúze atomů z pasti způsobená interakcí atomu s laserovým svazkem.

Je zde popsáno nové uspořádání pro optické zachytávání nanočástic, mikročástic a živých objektů, které využívá stojaté vlny vzniklé interferencí dopadající vlny a vlny odražené od povrstveného podložního skla. Tento typ optické pasti je teoreticky analyzován a jeho vlastnosti jsou srovnány s klasickým typem optické pasti, který využívá jediného fokusovaného laserového svazku. V práci je dále popsáno experimentální uspořádání chytací aparatury

<sup>¶</sup>Neměřili jsme jeho skutečné rozměry, ale nebylo možné objekt zachytit bez odrazné plochy.

i některé dosažené výsledky. Je ukázáno, že po doplnění sestavy o detekci polohy zachycené částice s přesností desítek nanometrů, lze statistickou analýzou tepelných kmitů chyceného objektu stanovit tuhost optické pasti a lokální viskozitu. Je předvedena metoda, která využívá dvoufotonové fluorescence vybuzené chytacím svazkem ve vhodně obarveném objektu pro studium chování chycené sondy v blízkosti dielektrického rozhraní a ve stojaté vlně.

## 7 Abstract

This work summarizes author contribution to the field of optical atom cooling, trapping of atoms and dielectric nanoparticles by means of standing wave. A new method of atom cooling is presented here. It uses strong standing Gaussian wave and stops cesium atoms in an axial distance less than 10 cm starting from the room temperature velocity while keeping the atoms focused radially. A new type of atom dipole trap is analyzed theoretically. It enables confinement of atoms near standing wave intensity minimum and so the atom diffusion out of the trap due to the photon recoil is suppressed.

A new type of optical trap for nanoparticles, microparticles, and living cells which is based on the standing wave is introduced and analyzed here. The standing wave trap is created as the result of interference of incoming and reflected Gaussian beam and provides stronger axial trapping forces than the single beam trap. An experimental setup of the trapping system is described together with obtained results. The trapping system was completed by the sensitive detection of the trapped object position with the accuracy in tens of nanometers. Statistical analyses of the thermal fluctuation of the confined objects enable measurement of trap stiffness, calibration of the position sensor and estimation of the local viscosity. A method using two-photon fluorescence is employed for the study how surface proximity influences the behavior of the trapped object.

## Reference

- [1] CHU, S. *et al.* Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1985, s. 48–51.
- [2] RAAB, E. L. *et al.* Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1987, s. 2631–2634.
- [3] WESTBROOK, C. I. *et al.* Localization of atoms in a three-dimensional standing wave. *Phys. rev. Lett.* **65**, 1990, s. 33–36.
- [4] JESSEN, P. S. *et al.* Observation of quantized motion of Rb atoms in an optical field. *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1992, s. 49–52.
- [5] HÄNSCH, T. W. - SCHAWLOW, A. L. Cooling of gases by laser radiation. *Opt. Commun.* **75**, 1975, s. 68–69.
- [6] PHILLIPS, W. D. - METCALF, H. Laser deceleration of an atomic beam. *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1982, s. 596–599.
- [7] CHU, S. *et al.* Proposal for optically cooling atoms to temperatures of the order of  $10^{-6}$  K. *Opt. Lett.* **11**, 1986, s. 73–75.
- [8] LETT, P. D. *et al.* Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1988, s. 169–172.
- [9] UNGAR, P. J. *et al.* Optical molasses and multilevel atoms: theory. *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 1989, s. 2058–2071.

- [10] DALIBARD, J. - COHEN-TANNOUJDI, C. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 1989, s. 2023–2045.
- [11] WEISS, D. S. *et al.* Optical molasses and multilevel atoms: experiment. *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 1989, s. 2072–2083.
- [12] HESS, H. *et al.* Magnetic trapping of spin-polarized atomic hydrogen. *Phys. Rev. Lett* **59**, 1987, s. 672–675.
- [13] ANDERSON, M. H. *et al.* Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science* **269**, 1995, s. 198–201.
- [14] DAVIS, K. B. *et al.* Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1996, s. 3969–3973.
- [15] KASTBERG, A. *et al.* Adiabatic cooling of Cesium to 700 nK in an optical lattice. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1995, s. 1542–1545.
- [16] GALLATIN, G. M. - GOULD, P. L. Laser focusing of atomic beams. *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 1991, s. 502–508.
- [17] COOK, R. J. - HILL, R. K. An electromagnetic mirror for neutral atoms. *Opt. Commun.* **43**, 1982, s. 258–260.
- [18] KAISER, R. *et al.* Resonant enhancement of evanescent waves with a thin dielectric wave-guide. *Opt. Commun.* **104**, 1994, s. 234–240.
- [19] MARTIN, P. J. *et al.* Bragg scattering of atoms from a standing light wave. *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1988, s. 515–518.
- [20] JOHNSON, K. S. *et al.* Demonstration of a nonmagnetic blazed-grating atomic beam splitter. *Opt. Lett.* **20**, 1995, s. 1310–1312.
- [21] KASEVICH, M. - CHU, S. Atomic interferometry using stimulated Raman transitions. *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1991, s. 181–184.
- [22] KASEVICH, M. A. *et al.* Rf spectroscopy in an atomic fountain. *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1989, s. 612–615.
- [23] TIMP, G. *et al.* Using light as a lens for submicron, neutral-atom lithography. *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1992, s. 1636–1639.
- [24] MCCLELLAND, J. J. *et al.* Laser-focused atomic deposition. *Science* **262**, 1993, s. 877–880.
- [25] ANDREWS, M. R. *et al.* Direct, nondestructive observation of a Bose condensate. *Science* **1996**, 273, s. 84–87.
- [26] ANDREWS, M. R. *et al.* Observation of interference between two Bose condensates. *Science* **1997**, 275, s. 637–641.
- [27] MEWES, M.-O. *et al.* Output coupler for Bose-Einstein condensed atoms. *Phys. Rev. Lett.* **1997**, 78, s. 582–585.
- [28] LIU, C. *et al.* Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses. *Nature* **409**, 2001, s. 490–493.
- [29] ASHKIN, A. *et al.* Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles. *Opt. Lett.* **11**, 1986, s. 288–290.
- [30] ASHKIN, A. - DZIEDZIC, J. M. Optical trapping and manipulation of viruses and bacteria. *Science* **235**, 1987, s. 1517–1520.
- [31] ASHKIN, A. - DZIEDZIC, J. M. - YAMANE, T. Optical trapping and manipulation of single cells using infrared laser beams. *Nature* **330**, 1987, s. 769–771.
- [32] ASHKIN, A. - DZIEDZIC, J. M. Internal cell manipulation using infrared laser traps. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **86**, 1989, s. 7914–7918.

- [33] LIANG, H. *et al.* Wavelength dependence of cell cloning efficiency after optical trapping. *Biophys. J.* **70**, 1996, s. 1529–1533.
- [34] BLOCK, S. M. - BLAIR, D. F. - BERG, H. C. Compliance of bacterial flagella measured with optical tweezers. *Nature* **338**, 1989, s. 514–518.
- [35] SCHMIDT, C. E. *et al.* Integrin-cytoskeletal interactions in migrating fibroblasts are dynamic, asymmetric, and regulated. *J. Cell Biol.* **123**, 1993, s. 977–991.
- [36] DAI, J. - SHEETZ, M. P. Mechanical properties of neuronal growth cone membranes studied by tether formation with laser optical tweezers. *Biophys. J.* **68**, 1995, s. 988–996.
- [37] SVOBODA, K. *et al.* Conformation and elasticity of the isolated red blood cell membrane skeleton. *Biophys. J.* **63**, 1992, s. 784–793.
- [38] BRONKHORST, P. J. H. *et al.* A new method to study shape recovery of red blood cells using multiple optical trapping. *Biophys. J.* **69**, 1995, s. 1666–1673.
- [39] MAMMEN, M. *et al.* Optically controlled collisions of biological objects to evaluate potent polyvalent inhibitors of virus-cell adhesion. *Chem. & Biol.* **3**, 1996, s. 757–763.
- [40] STEUBING, R. W. *et al.* Laser induced cell fusion in combination with optical tweezers: the laser cell fusion trap. *Cytometry* **12**, 1991, s. 505–510.
- [41] SEEGER, S. *et al.* Application of laser optical tweezers in immunology and molecular genetics. *Cytometry* **12**, 1991, s. 497–504.
- [42] LIANG, H. *et al.* Micromanipulation of chromosomes in PTK2 cells using laser microsurgery (optical scalpel) in combination with laser-induced optical force (optical tweezers). *Exp. Cell Res* **204**, 1993, s. 110–120.
- [43] TADIR, Y. *et al.* Micromanipulation of sperm by a laser generated optical trap. *Fertil. Steril.* **52**, 1989, s. 870–873.
- [44] COLON, J. M. *et al.* Controlled micromanipulation of human sperm in 3 dimensions with an infrared-laser optical trap -effect on sperm velocity. *Fertil. Steril.* **57**, 1992, s. 695–698.
- [45] SCHÜTZE, K. - CLEMENT-SENGEWALD, A. - ASHKIN, A. Zona drilling and sperm insertion with combined laser microbeam and optical tweezers. *Fertil. Steril.* **61**, 1994, s. 783–786.
- [46] BLOCK, S. M. - GOLDSTEIN, L. S. B. - SCHNAPP, B. J. Bead movement by single kinesin molecules studied with optical tweezers. *Nature* **348**, 1990, s. 348–352.
- [47] SVOBODA, K. *et al.* Direct observation of kinesin stepping by optical trapping interferometry. *Nature* **365**, 1993, s. 721–727.
- [48] KUO, S. C. - SHEETZ, M. P. Force of single kinesin molecules measured with optical tweezers. *Science* **260**, 1993, s. 232–234.
- [49] ASHKIN, A. *et al.* Force generation of organelle transport measured in vivo by an infrared laser trap. *Nature* **348**, 1990, s. 346–348.
- [50] BLOCK, S. M. Nanometers and piconewtons - the macromolecular mechanics of kinesin. *Trends Cell Biol.* **5**, 1995, s. 169–175.
- [51] SVOBODA, K. - BLOCK, S. M. Force and velocity measured for single kinesin molecules. *Cell* **77**, 1994, s. 773–784.
- [52] FINER, J. T. - SIMMONS, R. M. - SPUDICH, J. A. Single myosin molecule mechanics: piconewton forces and nanometric steps. *Nature* **368**, 1994, s. 113–119.
- [53] SIMMONS, R. M. Quantitative measurement of force and displacement using an optical trap. *Biophys. J.* **70**, 1996, s. 1813–1822.
- [54] YIN, H. *et al.* Transcription against an applied force. *Science* **270**, 1995, s. 1653–1657.
- [55] KURACHI, M. - HOSHI, M. - TASHIRO, H. Buckling of a single microtubule by optical trapping forces: direct measurement of microtubule rigidity. *Cell Mot. Cytoskel.* **30**, 1995, s. 221–228.

- [56] PERKINS, T. T. *et al.* Relaxation of a single DNA molecule observed by optical microscopy. *Science* **264**, 1994, s. 822–825.
- [57] PERKINS, T. T. - SMITH, D. E. - CHU, S. Direct observation of tube-like motion of a single polymer chain. *Science* **264**, 1994, s. 819–822.
- [58] SMITH, S. B. - CUI, Y. Overstretching B-DNA: The elastic response of individual double-stranded and single-stranded DNA molecules. *Science* **271**, 1996, s. 795–798.
- [59] CHOUDHURY, A. - ACKERSIN, B. J. - CLARK, N. A. Laser-induced freezing. *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1985, s. 833–836.
- [60] HIGURASHI, E. *et al.* Optically induced rotation of anisotropic micro-objects fabricated by surface micromachining. *Appl. Phys. Lett.* **64**, 1994, s. 2209–2210.
- [61] SVOBODA, K. - BLOCK, S. M. Optical trapping of metallic Rayleigh particles. *Opt. Lett.* **19**, 1994, s. 930–932.
- [62] GHISLAIN, L. P. - WEBB, W. W. Scanning-force microscope based on an optical trap. *Opt. Lett.* **18**, 1993, s. 1678–1680.
- [63] FLORIN, E.-L. *et al.* Photonic force microscope calibration by thermal noise analysis. *Appl. Phys. A* **66**, 1998, s. 75–78.
- [64] PRALLE, A. *et al.* Three-dimensional high-resolution particle tracking for optical tweezers by forward scattered light. *Micr. Res. Techn.* **44**, 1999, s. 378–386.
- [65] TISCHER, C. *et al.* Three-dimensional thermal noise imaging. *Appl. Phys. Lett.* **79**, 2001, s. 3878–3880.
- [66] MALMQVIST, L. - HERTZ, H. M. Trapped particle optical microscopy. *Opt. Commun.* **94**, 1992, s. 19–24.
- [67] SASAKI, K. *et al.* Optical micromanipulation of a lasing polymer particle in water. *Jpn. J. Appl. Phys.* **32**, 1993, s. 1144.
- [68] SASAKI, K. - TSUKIMA, M. - MASUHARA, H. Three-dimensional potential analysis of radiation pressure exerted on a single microparticle. *Appl. Phys. Lett.* **71**, 1997, s. 37–39.
- [69] SASAKI, K. - FUJIWARA, H. - MASUHARA, H. Optical manipulation of lasing microparticle and its application to near-field microspectroscopy. *J. Vac. Sci. Technol. B* **15**, 1997, s. 2786–2790.
- [70] MASUHARA, H. *et al.* *Microchemistry Spectroscopy and Chemistry in small domains*. North-Holland, Amsterdam, 1994.
- [71] MIO, C. - MARR, D. W. M. Optical trapping for the manipulation of colloidal particles. *Advan. Mater.* **12**, 2000, s. 917–920.
- [72] SATO, S. - INABA, H. Second-harmonic and sum-frequency generation from optically trapped KTiOPO<sub>4</sub> microscopic particles by use of Nd:YAG and Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> lasers. *Opt. Lett.* **19**, 1994, s. 927–929.
- [73] FURUKAWA, H. - YAMAGUCHI, I. Optical trapping of metallic particles by a fixed Gaussian beam. *Opt. Lett.* **23**, 1998, s. 216–218.
- [74] CLAPP, A. R. - RUTA, A. G. - DICKINSON, R. B. Three-dimensional optical trapping and evanescent wave light scattering for direct measurement of long range forces between a colloidal particle and a surface. *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 1999, s. 2627–2636.
- [75] ZEMÁNEK, P. - FOOT, C. J. Laser cooling in a strong standing Gaussian wave. *Fine Mechanics and Optics* **4**, 1996, s. 111–118.
- [76] GORDON, J. P. Radiation forces and momenta in dielectric media. *Phys. Rev. A* **8**, 1973, s. 14–21.
- [77] MINOGIN, V. G. - SERIMAA, O. T. Resonant light pressure forces in a strong standing laser wave. *Opt. Commun.* **30**, 1979, s. 373–379.

- [78] ZEMÁNEK, P. - FOOT, C. J. Strong Gaussian standing wave - an efficient tool for laser cooling of atomic beams. *Proc. SPIE* **3320**, 1998, s. 97–103.
- [79] DALIBARD, J. Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited. *J. Opt. Soc. Am. B* **2**, 1985, s. 1707–1720.
- [80] CHEN, J. - STORY, J. G. - HULET, R. G. Evolution of atomic motion in an intense standing wave. *Phys. Rev. A* **47**, 1993, s. 2128–2138.
- [81] ZEMÁNEK, P. - FOOT, C. J. Atomic dipole trap formed by a blue detuned strong Gaussian standing wave. *Opt. Commun.* **146**, 1998, s. 119–123.
- [82] ZEMÁNEK, P. - FOOT, C. J. Atomic dipole trap formed by a Gaussian standing wave. *Proc. SPIE* **3580**, 1998, s. 102–110.
- [83] LANDAU, L. D. - LIFSHITZ, E. M. *Electrodynamics of Continuous Media*. Pergamon Press, New York, 1960.
- [84] ROBINSON, F. N. H. Electromagnetic stress and momentum in matter. *Physics Reports* **16**, 1975, s. 313–354.
- [85] JONÁŠ, A. *Use of standing electromagnetic wave for manipulation of micron and submicron-sized objects*. PhD thesis, Brno University of Technology, 2001.
- [86] KERKER, M. *The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation*. Academic, New York, 1969.
- [87] STRATTON, J. A. *Electromagnetic Theory*. McGraw-Hill, New York, 1941.
- [88] HARADA, Y. - ASAKURA, T. Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime. *Opt. Commun.* **124**, 1996, s. 529–541.
- [89] ZEMÁNEK, P. *et al.* Optical trapping of Rayleigh particles using a Gaussian standing wave. *Opt. Commun.* **151**, 1998, s. 273–285.
- [90] ZEMÁNEK, P. - JONÁŠ, A. - LIŠKA, M. Simplified description of optical forces acting on a nanoparticle in the Gaussian standing wave. *J. Opt. Soc. Am. A* **19**, 2002, v tisku.
- [91] JEŽEK, J. *et al.* Combined system for optical cutting and multiple-beam optical trapping. *Proc. SPIE* **4016**, 2000, s. 303–308.
- [92] ZEMÁNEK, P. *et al.* Standing wave trap and single beam gradient optical trap - experiments and biological applications. *Proc. SPIE* **3820**, 1999, s. 401–410.
- [93] ZEMÁNEK, P. *et al.* Optical trapping of nanoparticles and microparticles using Gaussian standing wave. *Opt. Lett.* **24**, 1999, s. 1448–1450.
- [94] JONÁŠ, A. - ZEMÁNEK, P. - FLORIN, E. L. Single beam trapping in front of reflective surfaces. *Opt. Lett.* **26**, 2001, s. 1466–1468.
- [95] PRALLE, A. *et al.* Local viscosity probed by photonic force microscopy. *Appl. Phys. A* **66**, 1998, s. 71–73.
- [96] JÁKL, P. *et al.* Comparison of single beam and the standing wave trap stiffnesses. *Proc. SPIE* **4356**, 2001, s. 347–351.