

**Jihočeská univerzita v Českých Budějovicích**

**Pedagogická fakulta**

**Katedra fyziky**

**Bakalářská práce**

Autor: Jiří Narovec

Školitel: RNDr. Petr Bartoš, Ph.D.

2008

# Rešerše poznatků o počítačovém modelování dusty plazmatu

## **PROHLÁŠENÍ**

Prohlašuji, že svou bakalářskou práci jsem vypracoval samostatně, pouze s použitím pramenů a literatury uvedených v seznamu citované literatury.

Prohlašuji, že v souladu s § 47b zákona č. 111/1998 Sb. v platném znění souhlasím se zveřejněním své bakalářské práce a to v nezkrácené podobě, fakultou elektronickou cestou ve veřejně přístupné části databáze STAG provozované Jihočeskou univerzitou v Českých Budějovicích na jejích internetových stránkách.

24.dubna 2008

.....

## **Poděkování**

Na tomto místě chci poděkovat svému školiteli za pomoc, rady a velikou trpělivost.

# Obsah

Prohlášení .....	3
Poděkování.....	4
Úvod .....	7
<b>KAPITOLA PRVNÍ: Komplexní plazma.....</b>	<b>8</b>
1.1 Komplexní plazma .....	8
1. 2 Současný stav poznatků v oblasti nabíjení a dynamiky mikro a nanočástic.....	9
1. 2. 1 Nabíjení částic kulového tvaru – studium počítačovými metodami.....	9
1. 2. 1 Nabíjení částic kulového tvaru – studium experimentálními metodami.....	10
1. 2. 2 Dynamika mikro a nanočástic kulového tvaru .....	12
1. 2. 3 Komplexní plazma nesférických částic.....	12
<b>KAPITOLA DRUHÁ: POPIS VYBRANÝCH POČÍTAČOVÝCH MODELŮ.....</b>	<b>14</b>
2. 1 Model založený na předpokladu difúze nabitých částic po povrchu prachové částice.....	14
2. 2 Model založený na studiu kmitů nabitých částic kolem svých rovnovážných poloh.....	16
2. 2. 1 Teorie.....	16
2. 2. 2 Experiment.....	19
2. 3 Model založený na studiu Machových kuželových vln v okolí rychle se pohybujících prachových částic .....	23
2. 3. 1 Teorie.....	23
2. 3. 2 Experiment.....	25
2. 3. 3 Počítačový model.....	37
2. 4 Model kolektivního chování částic a jeho vlivu na náboj částic .....	38
2. 4. 1 Teorie.....	38
2. 4. 2 Experiment.....	40
2. 5 Model založený na základě analýzy rotace prachových clastrů.....	42
2. 5. 1 Teorie.....	42
2. 5. 2 Model systému.....	43
2. 5. 3 Experiment.....	44
2. 5. 4 Počítačový model.....	50
2. 6 Model založený na analýze excitovaných kmitu prachové částice na monovrstvě.	51

2. 6. 1 Teorie.....	51
2. 6. 2 Experiment.....	52
<b>ZÁVĚR.....</b>	<b>56</b>
<b>SEZNAM POUŽITÉ A DOPORUČENÉ LITERATURY.....</b>	<b>57</b>
<b>ABSTRAKTY.....</b>	<b>63</b>

## Úvod

Počítačové modelování v současnosti zaznamenává prudký rozvoj a rozmach. Uplatňuje se ve stále širší oblasti výzkumu a technických aplikací. Důvodem jsou především klesající náklady na pořízení výpočetní stanice s vysokým výkonem. To dovoluje provádět složité simulace s dostatečnou přesností v přijatelném časovém měřítku.

V poslední době se v technických aplikacích stále častěji využívá plazmatu (plazmové obrábění, výroba polovodičů, atd). Tuto skutečnost lze přičíst na vrub zdokonalení technologií i jejich zlevnění. Velká pozornost se dnes věnuje zvláště komplexnímu (dusty) plazmatu. Zde ovšem vyvstává řada problémů. Dynamika komplexního (dusty) plazmatu není zcela teoreticky popsána, jelikož se zde uplatňuje mnoho rozličných jevů, které značně komplikují popis a technickou realizaci.

Cílem této práce je shrnutí základních metod počítačového modelování, které se pro simulace plazmatu, obsahujícího prachové částice, v současnosti používají.

## **KAPITOLA PRVNÍ: Komplexní plazma**

### **1. 1 Komplexní plazma**

Pod pojmem komplexní plazma (též dusty nebo prachové plazma) se rozumí plazma obsahující elektricky nabitě částice o velikosti řádově desetin nanometru až desítky mikrometrů. Tento náboj může být v závislosti na parametrech plazmatu kladný i záporný a často dosahuje vysokých hodnot (řádově tisíce elementárních nábojů pro částici o průměru jeden mikrometr). Elektrické napětí na povrchu částic pak dosahuje jednotek až stovek voltů a částice významným způsobem ovlivňují rozložení elektrického potenciálu v plazmatu.

Vložením mikro či nanočástic do plazmatu je do systému zavedena řada dalších fyzikálních mechanismů, jako je například rekombinace částic na povrchu prachové částice, nerovnoměrné rozložení náboje na jejím povrchu, efekty spojené s disipativními procesy atp. Komplexní plazma tak tvoří z matematického pohledu nový druh ne-hamiltonovských systémů s vlastnostmi, které bývají výrazně odlišné od vícesložkového plazmatu.

V současnosti je problematika prachového plazmatu orientována zejména na oblast nanotechnologií, které jsou aktuální jak v oblasti základního výzkumu, tak při vývoji nových technologických postupů. Významných výsledků bylo dosaženo především v těchto oblastech

- elektronika
- zdravotnictví
- strojírenství
- stavebnictví
- chemický průmysl
- textilní průmysl
- elektrotechnický průmysl
- optický průmysl
- automobilový průmysl
- kosmický a vojenský průmysl
- životní prostředí



Získávání nových poznatků v této oblasti je důležité pro další rozvoj společnosti. Podpoře vědeckých týmů je tudíž věnována zvýšená pozornost, jak je vidět např. z vyhlášených témat nového, 7. rámcového programu EU. Tématická priorita 4 je zde přímo nazvána „Nanovědy, nanotechnologie, materiály a nové výrobní technologie“.

I přes řadu důležitých poznatků, které byly v posledním desetiletí v oblasti využití mikro a nanočástic získány, existuje stále celá řada teoretických problémů, jejichž vyřešení je nutné pro dosažení dalšího pokroku v této oblasti. Jedním takovým problémem je například pouze aproximativní popis vlastního nabíjení povrchu částic, jehož důsledkem je stále problematický popis dynamiky částice v systému, a chování dusty plazmatu jako celku. Tato nepřesnost má pak dopad při praktickém uplatnění získaných poznatků, například při rovnoměrném nanášení tenkých vrstev na plochy větších rozměrů.

## **1. 2 Současný stav poznatků v oblasti nabíjení a dynamiky mikro a nanočástic**

### **1. 2. 1 Nabíjení částic kulového tvaru – studium počítačovými metodami**

Elektrický náboj a jeho rozložení na povrchu částice je jedním z nejdůležitějších parametrů dusty plazmatu, protože dále určuje interakce částice s elektrony a ionty, s magnetickým polem, nebo mezi částicemi navzájem. Při nabíjení se uplatňuje řada fyzikálních jevů, jako je například sekundární emise, fotoemise nebo termoemise částic z povrchu prachové částice. Většina z nich však není v současných aproximacích uvažována a často se vychází pouze z předpokladu rovnosti toků elektricky kladně a záporně nabitých částic.

Nejčastěji je užívána tzv. OML aproximace (orbital motion limited approximation) [1-3] uvažující bezsrážkové trajektorie elektronů a iontů, přičemž na prachovou částici je nahlíženo jako na malou sondu kulového tvaru. Na základě dalších omezujících předpokladů jsou odvozeny funkční předpisy pro srážkové průřezy elektronů a iontů s prachovou částicí a následně jsou integrací odvozeny vztahy pro proud elektronů a iontů na povrch částice.

Nepřesnost OML aproximace a její důsledky je diskutována v literatuře

- a) Nepřesnost způsobená tím, že mikro či nanočástice přispívá k podmínkám kvazineutrálnosti a zvyšuje tak tok kladně nabitých iontů, je diskutována v [4].

Tím dochází ke snižování reálné hodnoty potenciálu na povrchu částice, což je také experimentálně potvrzeno [5].

- b) Vliv zanedbání srážkových procesů, především pak kladně nabitých iontů s neutrálním pozadím, je diskutován v [6-9], experimentálně pak zkoumán v [10]. Hodnota elektrického potenciálu na povrchu částice získaná na základě OML aproximace může být v důsledku tohoto zanedbání v některých případech i několikanásobně větší.
- c) Nepříznivý vliv zanedbání potenciálové bariéry pro případ přitažlivých sil na hodnotu toku elektricky nabitých částic na povrch částice je diskutován v [11].

Pro případ slabě srážkového plazmatu byly navrženy korekční členy pro hodnoty elektrických toků [12, 13], porovnání získaných hodnot s daty získanými experimentálně lze nalézt v [14 -16].

Jde li o „dusty“ plazma, v němž je srážková frekvence elektronů, iontů a neutrální relativně veliká (silně srážkové plazma), užívá se k popisu toků částic na povrch mikro či nanočástice nejčastěji tzv. drift difúzní aproximace. Závislost koeficientů difúze a pohyblivosti na elektrickém poli je diskutována v [17], podmínky pro aplikovatelnost této aproximace je uvedena v [18-21].

Funkční předpisy pro toky částic v anizotropním plazmatu jsou uvedeny v [22, 23].

Nabíjení povrchu prachové částice v důsledku rozdílné velikosti toků kladně a záporně elektricky nabitých částic však není jediným mechanismem, který ovlivňuje velikost elektrického náboje na povrchu částice. Často se uplatňují například emisní jevy sekundární emise, fotoemise či termoemise nabitých částic z povrchu prachové částice atp. Vliv fotoemise, včetně předpisu pro velikost toku elektrického náboje, lze nalézt v [24-25]. Termoemise je diskutována v článku [26] a vliv sekundární emise v [3, 27]. Experimentálně je pak tento problém studován například v [26, 28-32].

### **1. 2. 1 Nabíjení částic kulového tvaru – studium experimentálními metodami**

Jak již bylo nastíněno v předchozí podkapitole, je pochopení fyzikálních procesů, ke kterým dochází v plazmatu obsahujícím prachové částice, velice důležité.

Detailní pochopení těchto procesů umožní další vývoj kvalitních zařízení pro nanášení povrchů se speciálními vlastnostmi, opracování materiálů, ovlivňování biologických procesů atp. Klíčovým faktorem, který je potřeba určit, a který nejvíce ovlivňuje ostatní fyzikální procesy, je celkový elektrický náboj na povrchu prachové částice. Za tímto účelem byla proto navržena spousta metod založených na rozličných koncepcích. Mezi nejčastěji používané přístupy patří následující

- 1) Rezonance oscilací částic kolem rovnovážných poloh pod vlivem vnějšího nízkofrekvenčního napětí [33,34].
- 2) Studium přirozených trajektorií do plazmatu vnořených částic [34].
- 3) Analýza vln vyvolaných prachovými částicemi pohybujícími se supersonickými rychlostmi [35].
- 4) Měření změny hustoty elektronů v důsledku vnoření nových prachových částic do plazmatu [5].
- 5) Analýza trajektorie částice vytržené z prachového oblaku pomocí laseru [36].
- 6) Techniky založené na předpokladu, že prachová částice se chová jako těleso s danou kapacitou [37].
- 7) Techniky zaměřené na porovnání toků nabitých částic k povrchu prachové částice
- 8) Fourierova analýza plazmových krystalů pod vlivem gravitačního pole [38].
- 9) Rozbor odezvy jednoduše uspořádaných prstenců prachových částic [39].
- 10) Studium vzájemných srážek prachových částic mezi sebou [40].
- 11) Studium náboje jednotlivých částic pomocí Faradayova poháru [41, 42].
- 12) Studium vírů prachových částic [43].

Tento výčet samozřejmě není kompletní a existuje řada metod založených na odlišné filozofii. Mnoho popisů a modelovacích metod nabíjení částic bývá založeno na předpokladu kulového kondenzátoru a plovoucího potenciálu  $V_{pl}$ . Z použitého předpokladu vyplývá lineární nárůst kapacity prachové částice a jejich náboje s poloměrem částice, avšak nedávné pokusy ukázaly rozpor [44]; byly pozorovány odlišné závislosti  $Q$  na  $r$ . Nabíjení částic není vždy lineární [45, 46]. Nelineárně roste náboj do velikosti částice 20  $\mu\text{m}$  a po překročení této hodnoty roste lineárně. V současnosti se tato nelinearita zahrnuje do nových modelů chování nabitých částic. Standardní předpoklad kulového kondenzátoru je v rozporu s jednodušším modelem

povrchové nábojové hustoty, který vychází z interakce mezi pevným povrchem a plazmatem. Pro tento model je potřeba znát povrchové koncentrace nosičů náboje na pevném povrchu a elektrické síly blízko něj, což je obtížné změřit přesně. Proto se prachové částice staly vhodným doplňkem pro měření povrchové interakce a sheathové diagnostiky. Díky elektrostatické interakci mohou prachové částice tvořit struktury a vytvářet takzvané „plazmové krystaly“. Tento proces je ovlivněn řadou parametrů: RF výkonem, tlakem plynu, rozměry částic atd. Rovnovážného stavu hodnoty náboje  $Q$  je dosaženo za velmi krátkou dobu od počátku nabíjení částic. Pro popis systému lze užít OMC teorii v případě, kdy střední volná dráha je srovnatelná s Debyeho délkou. Pro lepší a detailnější popis je třeba použít přesnější kinetickou teorii [47-50].

### **1. 2. 2 Dynamika mikro a nanočástic kulového tvaru**

Výpočet rozložení elektrického potenciálu a následné určení velikosti a orientace elektrické intenzity v okolí nabitých částic jsou zpravidla založeny na řešení Poissonovy rovnice. Aproximativní řešení pro speciální případy toků nabitých částic odvodil Tsytovich et al. [51]. Obecně je však nutno řešit metodami numerické integrace poměrně složitý integrál [52,53]. Ukázkou počítačového modelu pro případ Maxwellovského rozdělení rychlostí kladně nabitých iontů v případě jednoduché geometrie problému lze nalézt v [54].

Detailní přehledová studie významných fyzikálních jevů uplatňujících se při pohybu elektricky nabitých mikro a nanočástic v dusty plazmatu je uvedena ve [55].

Chování dusty plazmatu za přítomnosti vnějšího magnetického pole je diskutováno v přehledové studii [56].

### **1. 2. 3 Komplexní plazma nesférických částic**

V současnosti jsou prováděny první studie (jak experimentální, tak teoretické) na poli plazmatu obsahujícího prachové mikro či nanočástice nekulového tvaru [56-58]. V experimentech jsou zpravidla využívány prachové částice protáhlého tvaru (cylindrická či „desková“ geometrie). Na základě experimentálních pozorování vyvstává řada praktických i teoretických otázek, jako například možnosti využití prachových částic nekulového tvaru k přesnější diagnostice plazmatu (jako nanosondy)

[58], mechanismy formování uspořádaných struktur (tzv. krystalů) z částic cylindrického tvaru [59] atp.

## KAPITOLA DRUHÁ: POPIS VYBRANÝCH POČÍTAČOVÝCH MODELŮ

### 2. 1 Model založený na předpokladu difúze nabitých částic po povrchu prachové částice

Tato metoda umožňuje odhad elektrického náboje na povrchu prachové částice. Navrhli ji H. Kersten, H. Deutsch a G.M.W. Kroesen. (Institut pro Fyziku nízkoteplotního plazmatu, Greifswald, Německo, Univerzita Greifswald, Katedra fyziky, Německo, Univerzita Eindhoven, katedry fyziky, Nizozemí). V odborném tisku byla práce publikována 29. srpna 2003.

Model nabíjení prachových částic využívá k popisu povrchových procesů adsorpce, desorpce, difúze a povrchové rekombinace nosičů náboje. Modelování interakcí mezi plazmatem a prachovými částicemi je založeno na „dvou dimenzionálním“ povrchu plazmatu. Předpokládá pevné uchycení iontů na povrchu prachových částic, zatímco elektrony se pohybují po povrchu difúzí [60]. Používá se podobný fyzikální formalismus jako je užit pro adsorbci a desorbci, přestože desorbční energie a rezidentní časy jsou pro ionty a neutrální částice odlišné. Předpokládá se, že se proudy iontů a elektronů směrem k prachovým částicím rovnají.

Parametry pro neutrální částice a polymery již byly změřeny v předchozích experimentech [61]. Ve stacionárním případě je rovnováha mezi adsorbovanými, desorbovanými a rekobinovanými nosiči náboje. Tento stav lze popsat vztahy (2.1), (2.2)

$$\frac{d\sigma_e}{dt} = S_e j_e - \frac{\partial_e}{\tau_e} - \alpha_R \sigma_e \sigma_i \quad (2.1)$$

$$\frac{d\sigma_i}{dt} = S_i j_i - \frac{\partial_i}{\tau_i} - \alpha_R \sigma_e \sigma_i \quad (2.2)$$

kde  $\sigma$  označuje povrchové hustoty na povrchu prachových částic,  $j$  proudové hustoty směrem k prachovým částicím,  $\tau$  rezidentní časy adsorbovaných elektronů a iontů,  $\alpha$  koeficient rekombinace, neutralizace.

Tento model je novým pohledem na problematiku nabíjení částic v plazmatu. Povrchové procesy nosičů náboje na povrchu prachových částic jsou zahrnuty v novém makroskopickém povrchovém modelu, který je podporován měřeními reálných částic. V modelu je využito částečně formalismu pro makroskopický popis nabíjecích

mechanizmů zahrnujících elementární mechanizmy, což problém částečně zjednodušuje.

Teplotní závislost rezidentního času na teplotě elektronů a iontů je popsána Frenkelovým vzorcem.

$$\tau_l = \tau_{l0} \left( \frac{E_{des,l}}{kT_p} \right) \quad (2.3)$$

Zde označuje  $E_{des}$  desorbční energii,  $k$  Boltzmannovu konstantu,  $T_p$  teplotu prachových částic,  $\tau_{eo}, \tau_{io}$  vibrační periody adsorbovaných elektronů a iontů. Systém prachových částic je ovlivněn především tokem a teplotou. Celkový náboj je tedy dán elementy nábojů  $\Delta\sigma_e$ .

$$\Delta\sigma_e = \sigma_e - \sigma_i = \frac{Q}{A_p} \quad (2.4)$$

kde je  $A_p$  plocha částice.

Teplota prachových částic je ovlivněna rozdílnými tepelnými toky-jak od částic, tak k částicím. Rovnováha je podmíněna kinetickou energií iontů a elektronů, iontovou rekombinační energií, tepelnou vodivostí, intenzitou vyzařování. Teplota částic nám poskytuje informace o rozdílech těchto tepelných toků [62].

Největší část tepelné energie zprostředkovávají ionty, a to hlavně kinetická složka jejich energie, přičemž její hlavní část je vyvolána rozdílným potenciálem mezi plazmatem a prachovými částicemi, který je obvykle -15 V. Proto se v některých případech prach stává teplejší než okolní ionizovaný plyn [62]. Jen malá část povrchových atomů prachových částic je vyražena dopadem iontů z povrchu částic zpět do plazmatu, proto je velikost částice v daném časovém intervalu považována za konstantní. Model byl testován pro plynné helium [63], argon [64] a neon [65].

## 2. 2 Model založený na studiu kmitů nabitých částic kolem svých rovnovážných poloh

Metoda byla zveřejněna v článku [88], jehož autory jsou E. B. Tomme, B. M. Annaratone a J.E. Allen z Katedry technického výzkumu Oxfordské Univerzity. Práce byla publikována 17. listopadu 1999.

### 2. 2. 1 Teorie

Záporně nabitě prachové částice se vznášejí v plazmovém sheathu nad horizontálně umístěnou elektrodou o záporném potenciálu. V rovnováze je téměř vyrovnána elektrická a gravitační síla. Částice tak kmitají kolem rovnovážné polohy. Na základě analýzy tohoto pohybu může být proveden odhad elektrického náboje na povrchu prachové částice.

Oscilace prachových zrn v plazmovém sheathu jsou způsobeny především elektrostatickou a gravitační silou. Ale nejsou to jediné síly působící na částice prachu, významné je i iontové unášení [67,68]. Pro zjednodušení se však tyto síly zanedbávají - pro částice v průměru menší než 2,5  $\mu\text{m}$  je gravitační a iontová unášivá síla velice podobná a zpravidla ji ani nelze běžně používanými experimentálními metodami měřit. Pokud jsou oscilace harmonické [69], lze pro první přiblížení použít rovnici (2.5)

$$mz'' + \gamma z' + k(z - z_{eq}) = 0 \quad (2.5)$$

v níž  $m$  označuje hmotnost částic,  $\gamma$  konstantu iontového unášení,  $z$  výšku částice nad elektrodou,  $z''$ ;  $z'$  derivace výšky podle času.

Tyto oscilace se vyskytují pravděpodobně u okraje plazmového sheathu. Provedené experimenty ukazují, že prachové částice se nabíjejí na nižší potenciál než podle teoretických předpokladů - tento problém není v současnosti teoreticky uspokojivě vysvětlen.

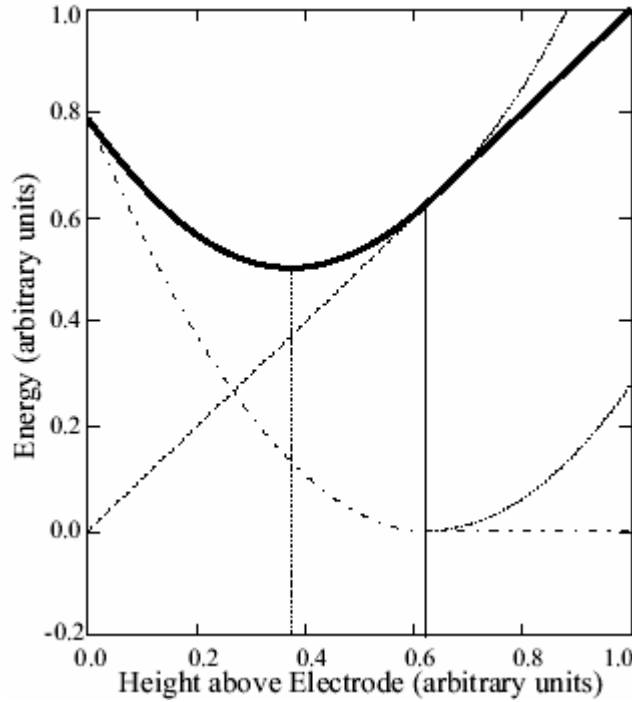
Tvar potenciálové bariery lze určit měřením časové konstanty  $\tau$  a oscilační frekvence  $\omega$  za použití vztahu (2.6)

$$K = m[(2\tau^{-2} + \omega^2)] \quad (2.6)$$

Pro konstantu  $\tau$  navíc platí

$$\tau = \frac{m}{\gamma} \quad (2.7)$$





Obrázek 2.1 Rozložení potenciálu v plazmovém sheathu.

Celkový potenciál v němž se pohybuje prachová částice v plazmovém sheathu je dán jako součet elektrického a gravitačního potenciálu

$$U_{tot} = U_e + U_g \quad (2.8)$$

kde  $U_e$  označuje elektrickou složku potenciálu,  $U_g$  gravitační.

Gravitační složku lze určit poměrně jednoduše.

$$U_g = mgz \quad (2.9)$$

$m$  označuje hmotnost částic,  $g$  gravitační konstantu,  $z$  výšku částic nad elektrodou

Problémový je popis elektrické složky, protože velikost elektrického náboje na povrchu částice není známa.

Elektrická složka potenciální energie prachové částice je

$$U_e(z) = Q_d V_{(z)} \quad (2.10)$$

$Q_d$  označuje náboj na povrchu prachové částice,  $V_{(z)}$  elektrický potenciál. Za předpokladu parabolického sheathu, a konstantního náboje na povrchu prachových částic může být náboj popsán vztahem (2.11)

$$Q_d = \frac{(mg)^2}{2k(V(z_{eg}) - V_o)} \quad (2.11)$$

$V_0$  označuje hodnotu vnějšího elektrického potenciálu,  $k$  konstantu tlumení,  $z_{eq}$  rovnovážnou výšku částic nad elektrodou a  $m$  hmotnost částic.

Během vývoje modelu RF plazma sheathu byla provedena detailní analýza počítačových modelů dostupných v literatuře. Všechny tyto modely používaly ověřenou aproximaci jednoduché paraboly z průměrného elektrického potenciálu. Ke konstrukci takové aproximace bylo zapotřebí znát RF potenciál na elektrodách a potenciál pole na hraně plazmového sheathu. K ověření modelu byl použit srážkový model se srážkovým parametrem  $\alpha$ . Určení parametru  $\alpha$  je možné jen na základě znalostí okrajových podmínek pro elektrický potenciál.

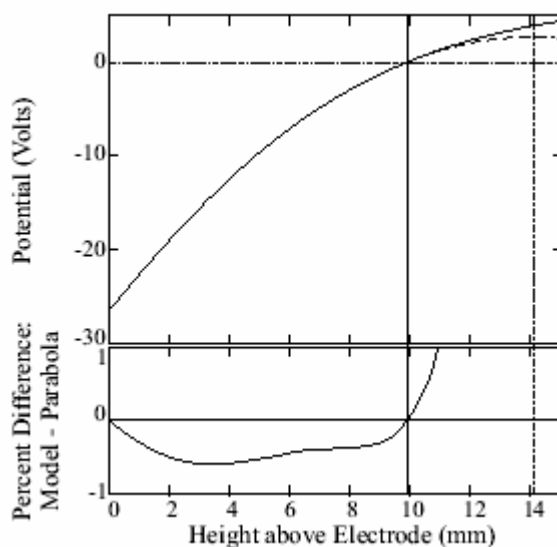
K ověření předpokladů je využito srážkového modelu se studenými ionty. Ionty jsou urychlovány elektrickým polem, aby dosáhly přesné termální rychlosti v určitém bodě plazmatu [70]. Systém je popsán hmotností iontů, srážkovou frekvencí neutrálních částic, elektrickým nábojem, termální rychlostí a elektrickým polem. Ionty dosahují rychlosti  $v_b$  na hraně plazmového sheathu [71].

$$v_b = \frac{kT_e^{1/2}}{M} \quad (2.12)$$

kde  $M$  označuje hmotnost iontů,  $T_e$  teplotu elektronů,  $k$  Boltzmannovu konstantu  
Elektrické pole na hraně plazmového sheathu je popsáno vztahem

$$E_s = \frac{kT_e}{e\lambda} \quad (2.13)$$

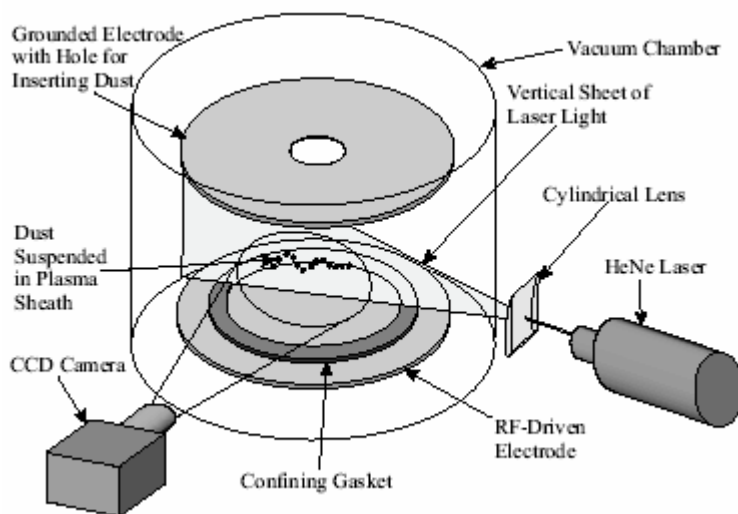
kde  $T_e$  značí teplotu elektronů,  $k$  Boltzmannovu konstantu,  $\lambda$  střední volnou dráhu iontů. Použití této okrajové podmínky se liší od několika jiných modelů [70, 72, 73].



Obr. 2.2 Parabolická aproximace modelu pro specifické parametry plazmatu.

### 2. 2. 2 Experiment

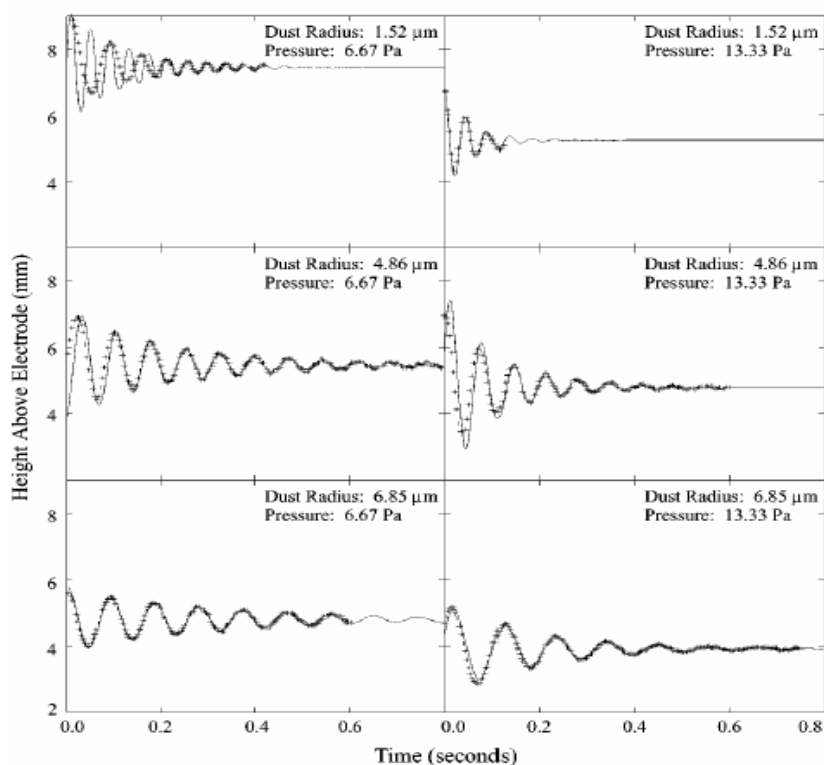
V experimentu je použita vakuová nádoba o rozměrech  $d = 23$  cm,  $h = 13$  cm s elektrodami v asymetrické konfiguraci a o vzdálenosti  $r = 18$  cm. Byl použit RF zdroj, horní elektroda byla uzemněna a dolní elektroda připojena na 13,56 MHz. Plazma nebylo ovlivňováno pouze potenciálem na elektrodách, ale i samotnou reakční komorou, která byla uzemněna a způsobovala menší efektivní velikost elektrod [74]. Tato asymetrie vytváří v řízeném plazmovém sheathu velkou nehomogenitu. Jako základ prachové částice byl použit MF s částicemi o rozměrech  $r = 0,5 - 0,7$   $\mu\text{m}$  a hustotě  $\rho = 1510$   $\text{kg/m}^3$ .



Obr. 2.3 Schéma experimentu.

Prachové částice byly vypuštěny v počtu několika kusů ze zásobníku nad aparaturou. Po vstupu do plazmatu byly částice osvětleny pomocí He-Ne laseru. Částice se mohly rozprostřít uvnitř laserového paprsku bez toho, že by se vzájemně ovlivňovaly. Pohyb prachových částic zaznamenávala vysokorychlostní CCD kamera. Dráhy jednotlivých částic byly zaznamenány a chybná data eliminována. Tato metoda je jednodušší než ostatní doposud používané metody [75-81] a je přesná i pro malé hmotnosti částic. Díky tomu, že nebyla použita sonda v blízkosti prachových částic, bylo měření stabilní a eliminoval se vliv negativních efektů, které by komplikovaly měření. Výhodou rezonační analýzy je aplikovatelnost pro malé hmotnosti nebo vyšší tlaky, kde je značné tlumení neutrálního plynu. Všechny tyto rezonační metody se mohou dostat do bodu, kde začnou ovlivňovat rezonančními kmity náboj prachových částic tak, že mohou narušit povahu potenciální jámy.

Pro malé amplitudy lze velmi dobře modelovat kolísání náboje během oscilací, které je velmi malé. Jakmile se amplituda zvětší nad kritickou mez, tak dojde k narušení harmonické povahy potenciálu a ten se zhroutí, čímž se stane náboj neharmonický. Byla nalezena kritická velikost této amplitudy, která obvykle činí 10-20% šíře plazmového sheathu. Někdy bývá obtížné rozhodnout, zda jsou kmity harmonické nebo pouze periodické.



Obr. 2.4 Různé trajektorie prachových částic za různých podmínek.

Některé techniky využívají excitace prachu pro zjištění velikosti náboje. Tyto metody selhávaly, bereme li v úvahu silnou interakci mezi potenciálem a velkým množstvím prachových částic. V experimentu byly měřeny kmity částic ve vertikální rovině, což umožňuje získat více informací. Techniky, které použijí pouze horizontální kmity, mohou určit jen tvar potenciálové jámy a interakci mezi částicemi. Některé techniky spoléhají na extrapolaci nábojové hustoty nabitých částic pomocí předpokladů nebo profilů. Řešením pohybové rovnice za daných předpokladů lze určit některé parametry plazmatu. Efekt nabíjení částic je komplikovaný, proto se k popisu používá upraveného vztahu 2.18 a Epsteinova zákona [82]. Z této úvahy vychází vztah (2.14) Náboj jako funkce poloměru částic

$$Q_d(a) = \frac{2g^2\alpha^3a^5}{K(z_{eq}(a) - z_0)^2[(2\alpha\omega(a))^2 + \beta^2]} \quad (2.14)$$

kde  $a$  značí poloměr částic,  $z_0$  lokální hustota elektrického potenciálu,  $k$  zakřivení modelovaného potenciálu, hodnoty  $\omega(a)$ ,  $z_{eq}(a)$  jsou určeny experimentálně  $K$ ,  $z_0$  jsou určeny z modelovaného sheathového potenciálu.

$$\alpha = \frac{4}{3}\pi\rho \quad (2.15)$$

$\rho$  označuje hustotu prachových částic

koeficient tření lze popsat takto

$$\beta = \left(1 + \frac{\pi}{8}\right) \frac{4}{3} \pi m_n \bar{u}_n n_n \quad (2.16)$$

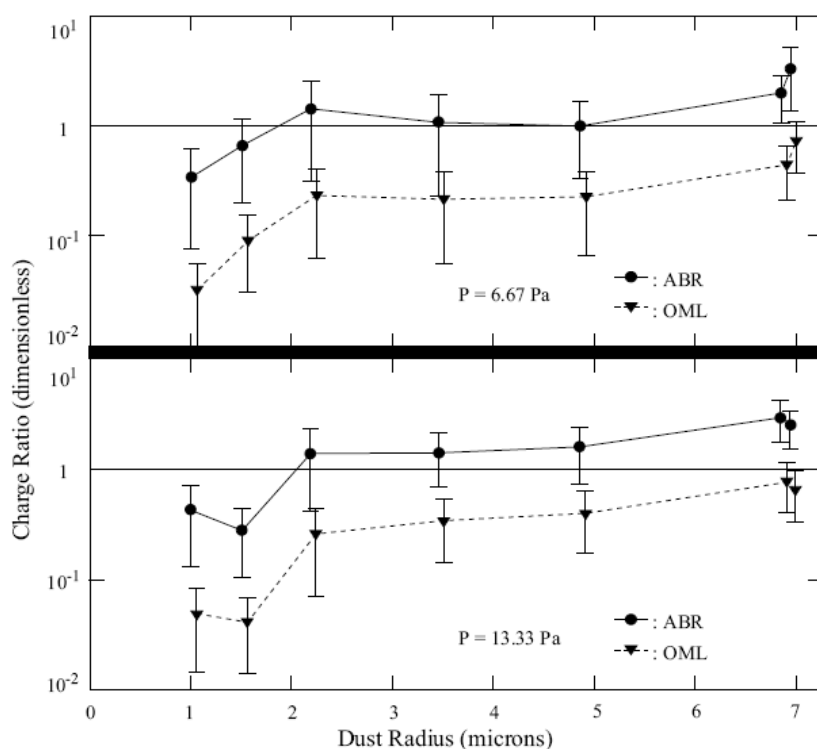
kde  $n_n$  označuje hustotu neutrálních molekul,  $m_n$  hmotnost neutrálních molekul,  $u_n$  průměrnou rychlost neutrálních molekul. Výpočty za použití vztahu (2.14) dávají poměrně dobré výsledky, ale zcela se neshodují s experimentem. Pro lepší shodu by bylo potřeba použít komplikovanější funkci, ve které je užito odlišných závislostí  $\omega(a)$  a  $z_{eq}(a)$ . Jednodušší je zanedbat iontovou unášivou sílu [66, 67] pro velmi malé částice, které jsou menší než  $2\mu\text{m}$ . Toto zjednodušení se projevuje změnami vypočtených křivek pro různé koeficienty tlumení, tlaky a hmotnosti částic. Rozdíly ve hmotnostech částic značně ovlivní velikost tlumící síly.

Vypočtená trajektorie velmi dobře odpovídá experimentu, odchylka je velice malá. Nelze však přímo porovnat výsledky kvůli neexistenci komplexního modelu nabíjení částic v plazmovém sheathu. Ostatní modely se nezdají být vhodné pro

porovnání kvůli předpokladům použitým při jejich konstrukci. Proto byly porovnány výsledky s několika modely chování částic v plazmatickém prostředí [73, 83]. Některé teorie jsou založeny na numerickém výpočtu plovoucího potenciálu za pomoci teorie pohybu iontů. Využívají rovnice (2.17)

$$Q_d = 4\pi\epsilon_0 a V_f \quad (2.17)$$

kde  $\epsilon_0$  označuje permitivitu vakua,  $V_f$  plovoucí potenciál a  $a$  velikost částice. Lepší výsledky podává teorie ABR (radial motion theory) [84], která byla původně vyvinuta pro kvazineutrální plazma. Teorie předpokládá, že plovoucí potenciál je konstantní, při čemž tato konstanta je poměr velikosti částic a Debyeho délky. Numerické techniky předpokládají, že plovoucí potenciál se blíží nule. Výsledky obou metod korespondují s výsledky podle OML, ale nejsou zcela shodné.



Obr. 2.5 Porovnání výsledků podle teorie OML a ABR.

Podle současných poznatků je skutečný potenciál nižší než tato teorie předpokládá. Prachové částice ovlivňují ionty pohybující se skrze oscilace a to narušuje oscilační parametry a vypočtené hodnoty. Elektrostatická interakce mezi ionty a částicemi prachu může způsobit změnu rovnovážné polohy částic nad elektrodou, a tedy

velkou odchylku. Za pomoci diskutovaného modelu a ostatních, lze velmi dobře modelovat chování prachových částic v plazmatu.

$$z(t) = \exp\left(-\frac{t}{2\tau}\right) \left[ z(0) \cos(\omega t) + \frac{z'(0) + (z(0)/2\tau)}{\omega} \sin(\omega t) \right]_{z_{eq}} \quad (2.18)$$

( $t$  značí čas,  $\omega$  frekvenci oscilací,  $z_{eq}$  rovnovážnou výšku částic nad elektrodou,  $z(0)$  výšku částice nad elektrodou,  $z'(0)$  derivace výšky podle času).

Na obr. 2.4 je zobrazen oscilační pohyb prachových částic za různých tlaků. Jsou zde zjevné rozdíly v rezonanční frekvenci v závislosti na velikosti částic. Pro velké množství trajektorií je průměrná odchylka menší než jeden pixel (1pixel  $\sim 30 \mu\text{m}$ ). Jakmile amplituda oscilací roste přes kritickou mez, značně klesá přesnost měření. Z toho vyplývá, že ne všechny oscilace s vysokou amplitudou jsou uvnitř plazmového sheathu. Nabité prachové částice mohou oscilovat mezi plazmatem a plazmovým sheathem. Z toho se usuzuje, že potenciál není vždy harmonický. Jakmile nejsou oscilace prachových částic tlumeny pouze v plazmovém sheathu, tak použitá teorie přestává platit. Dalším problémem je předpoklad stálého náboje na povrchu prachové částice. Čas nabíjení prachového zrna je řádově  $10^{-6}$  s, což je mnohem méně než doba trvání oscilace řádově  $10^{-2}$  s, a tak může náboj během oscilací kolísat. Málohmotné částice v blízkosti sheathu jsou více ovlivněny těmito nelinearitami. Porovnání mezi diskutovanou teorií a teorií unášivých sil [67, 68] ukázalo soulad s Epsteinovou teorií [82]. Bylo určeno místo maximálního elektrického potenciálu. Bylo provedeno srovnání mezi použitým modelem a experimentem, které ukázalo velice dobrou shodu.

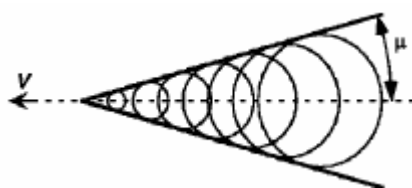
### 2. 3 Model založený na studiu Machových kuželových vln v okolí rychle se pohybujících prachových částic

Metoda je popsána ve vědeckém článku [35], který publikovali A. Melzer, S. Nunomura, D. Samsonov, Z. W. Ma a J. Goree z Univerzity v Iowě, katedra Fyziky a Astronomie. Výzkum vznikl za přispění NASA. Práce byla publikována 31. září 2000.

### 2. 3. 1 Teorie

V plazmatu se vyskytují vlny podobné zvuku nebo seismickým vlnám. Existenci Machových kuželových vln v prachovém plazmatu předpověděl Havnes [85, 86]. Vlny mohou být přirozené nebo mohou být vyvolány například laserem, který může být vhodně modulován. Podobné vlny se mohou vyskytovat i v plazmových krystalech. Tyto krystaly se mohou vykytovat v jedné nebo více vrstvách v plazmovém sheathu, ale popis krystalů je komplikovaný kvůli mnoha působícím jevům. Proto se častěji používá jedné horizontální vrstvy. Krystaly se mohou vyskytovat v různé fázi (plynné, kapalné, pevné) a mohou se v nich vyskytovat dva druhy vln. Kompresní nebo transverzální Rychlost těchto vln může překračovat rychlost zvuku. Podobné podmínky se vyskytují v prstencích Saturnu [87], kde byly též pozorovány Machovy kuželové vlny. Kompresní vlny se často nazývají DLW (dust lattice wave).

K excitaci těchto vln v krystalické vrstvě se většinou používají nabitě částice nebo laser. V případě použití nabitě částice se vytvoří charakteristický kužel.



Obr. 2.6 Zobrazení Machovy kuželové vlny.

$$M = \frac{1}{\sin \mu} \quad (2.19)$$

kde  $\mu$  značí Machův úhel kuželové vlny,  $M$  Machovu rychlost.

Machovu rychlost lze také popsat

$$M = \frac{V}{c} \quad (2.20)$$

$V$  označuje rychlost supersonických turbulencí,  $c$  rychlost pohybu neovlivněného média

Machovy kuželové vlny se vyskytují většinou v plynu, ale mohou se vyskytovat i v pevné látce. Tyto vlny lze použít pro zkoumání vln ve 2D systémech bez tlumení. Bylo zjištěno, že tyto vlny jsou závislé na parametru  $k$  a také, že kompresní vlna je rychlejší než vlna transverzální. Rychlost vlny lze popsat v 2D Yukawa systému pomocí vztahů (2.21), (2.22), (2.23)



$$c = c_0 f(k) \quad (2.21)$$

$$c_0 = \sqrt{\frac{Q^2}{4\pi\epsilon_0 m a}} \quad (2.22)$$

$m$  označuje hmotnost částic,  $Q$  náboj částice,  $a$  velikosti částice

Funkce  $k$  s translačními vektory v hexagonální mříži

$$f(k) = \sqrt{\sum_{\vec{r}_a} \frac{1}{r_a} \exp(-r_a k) \left[ \frac{15}{8} (1 + r_a k) + \frac{8}{9} r_a^2 k^2 \right]} \quad (2.23)$$

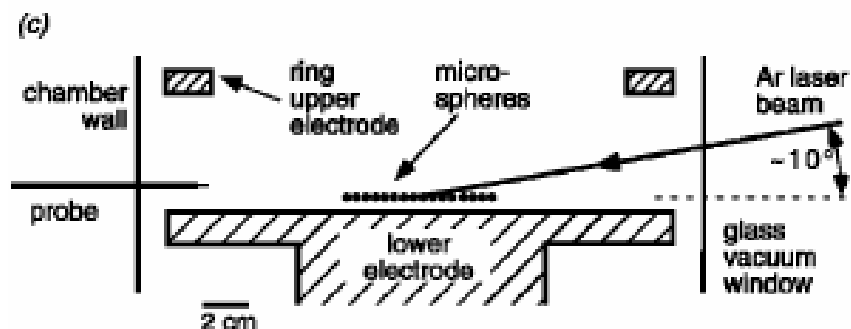
$\vec{r}_a$  je translační vektor,  $k$  velikost síly působící na prachové částice.

Vysoká rychlost kompresních vln je vysvětlena interakcí mezi částicemi systému, v němž je síla určena druhou derivací Yukawa potenciálu [88]. Machovy kuželové vlny byly pozorovány za pomoci hexagonální monovrstvy v RF plazmovém sheathu [51, 87]. Pod touto vrstvou se pohybovaly nabitě částice, které způsobovaly porušení této hlavní vrstvy, což bylo zaznamenáno a poté určeno jako Machovy kuželové vlny. Byly ale nalezeny překvapivě dva konické vrcholy této vlny. V prvním se částice pohybovaly vpřed a byly stlačovány a ve druhém zpět proti pohybu k místu jejich původní pozice a byly zředňovány. Druhý konický vrchol je způsoben obnovujícími se mezičásticovými silami.

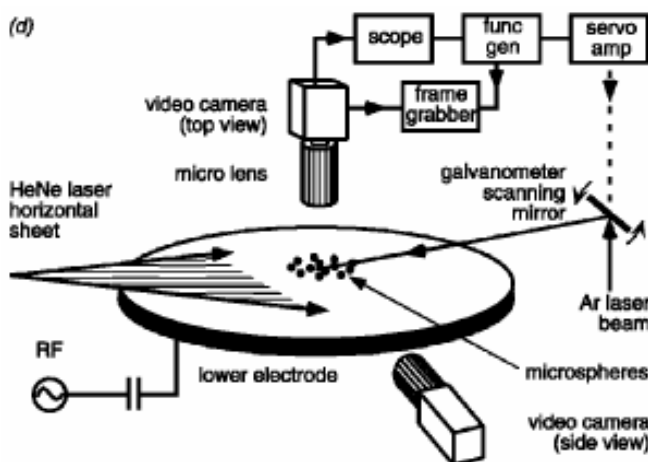
Simulace pomocí MD naznačují, že částice oscilují okolo svých rovnovážných pozic. Předpokládá se, že se vyskytuje ještě třetí konický vrchol, ale ten nebyl v předchozích experimentech [61,87] zaznamenán pravděpodobně kvůli jeho velmi slabé intenzitě [89]. Analýza ukazuje, že pohyb částic je spíše elastický než plastický, bez mřížových defektů.

### 2. 3. 2 Experiment

V experimentu je využito argonového laseru soustředěného na krystalovou mříž. Pohybem laseru přes krystalovou mříž se tvoří Machovy kuželové vlny. Rychlost pohybu paprsku laseru je vyšší než akustická rychlost podélných vln. Tato metoda je výhodnější než sledování supersonických vln a dovoluje tak provádět mnoho přesných měření v širokém rozsahu rychlostí velmi rychle po sobě, což značně redukuje chybu měření.



Obr. 2.7 Zjednodušené schéma experimentu.

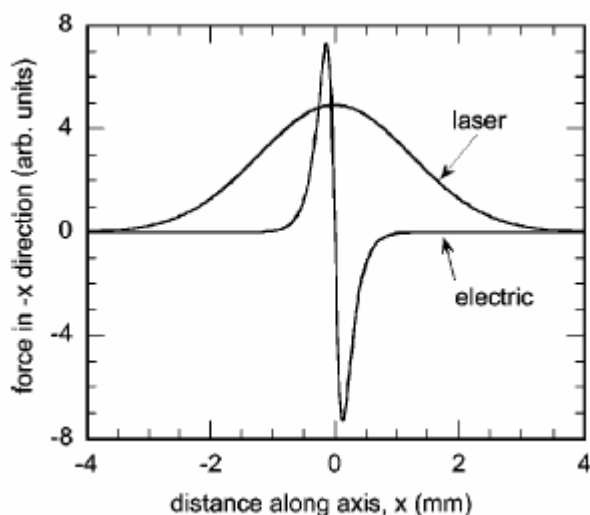


Obr. 2.8 Schéma vytváření Machových kuželových vln za pomoci argonového laseru.

V experimentu bylo použito kapacitně vázaného argonového RF plazmatu a argon-iontového laseru s výkonem 1,6 W, který byl velmi přesně zaměřen pomocí teleskopu s přesností  $\pm 0,5$  mm. Ve vakuové komoře bylo využito pouze 50% jeho nominálního výkonu. Paprsek dopadal na krystal přibližně v elevačním úhlu  $10^\circ$ ; tento úhel se měnil pomocí řízeného zrcadla s konstantní úhlovou rychlostí. Rychlost pohybu laserového paprsku přes krystal byla konstantní. Argonové plazma bylo vytvářeno napětím v rozsahu 50-180 V na horizontální elektrodě přes přizpůsobovací článek, proud plynu byl přibližně 0,5 sccm. Vstupní rozsah výkonu byl 5-30 W při tlaku plynu 13 Pa, což způsobovalo nízké tlumení oscilací částic o neutrální plyn. K měření plazmatu bylo použito Langmuirovy sondy, teplota elektronů byla 2 eV. Napětí na záporné elektrodě se pohybovalo v rozmezí -36 V až -136 V. Krystaly byly vytvářeny z polymerních částic s  $r = 6,5 \pm 0,3 \mu\text{m}$  s hustotou  $\rho = 1514 \text{ kg/m}^3$  a hmotností  $2,18 \cdot 10^{-13} \text{ kg}$ . Rozměr krystalu byl přibližně  $d = 5 \text{ cm}$  a levitoval ve výšce  $h = 9 \text{ mm}$  nad zápornou elektrodou. Nabité částice byly seskupeny v hexagonální

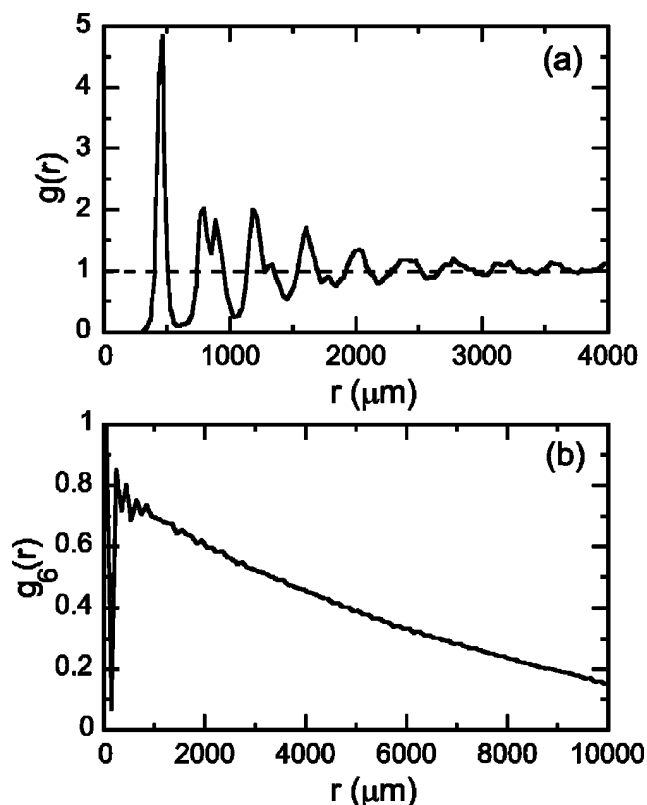
soustavě. Vzdálenost prachových částic se pohybovala v rozmezí 557 až 882  $\mu\text{m}$ . Částice byly pozorovány pomocí He-Ne laseru a kamerou s filtrem 632,8 nm. Rozlišení kamery bylo 640x480 pixelů. Konfigurace umožňovala pozorovat oblast 24 na 18 mm a 700-3500 částic, každý scan byl snímán dvakrát po 33 ms. Kamera byla synchronizována s pohybem laseru, což umožnilo vždy zachytit Machovy kuželové vlny. Kamera byla upravena pro spouštění osciloskopu a to umožnilo pozorování krystalu po excitaci laserem. Použitá konfigurace umožnila opakované měření, tím potlačení šumu a možnost pozorování třetího konického vrcholu Machovy kuželové vlny. Pro jeden obraz Machovy kuželové vlny bylo použito 100 excitací laserem.

Opakované měření po dlouhou dobu vyloučilo silné nelineární efekty, výkon laseru se během měření měnil v rozmezí 0,2-1,6 W. Úhel kužele se též měnil, ale předpokládá se, že to byla pouze chyba měření. Nelze však vyloučit, že při použití výkonnějšího laseru a lepší snímací techniky by se možná nelinearita prokázala.



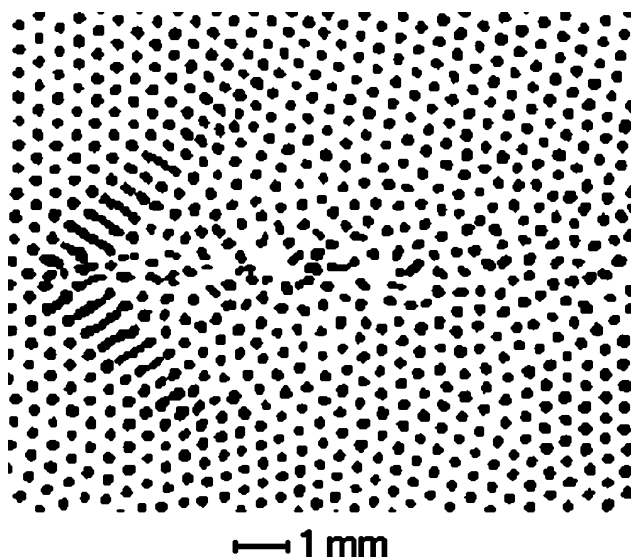
Obr. 2.9 Porovnání silového působení nabitě částice a laseru.

Nabitá částice se pohybuje pod monovrstvou vrstvou a výsledkem je, že vrstva je tlačena směrem vpřed a po průchodu nabitě částice je tlačena směrem vzad. Naopak laser uděluje částici hybnost pouze jedním směrem. Experimenty byly prováděny v monovrstvě, za použití dvou korelačních funkcí. Korelační délka orientované funkce je asi 5500  $\mu\text{m}$  a  $\lambda = 419 \mu\text{m}$ , která je 13 krát větší než mezičásticová vzdálenost, což naznačuje vysokou organizovanost.



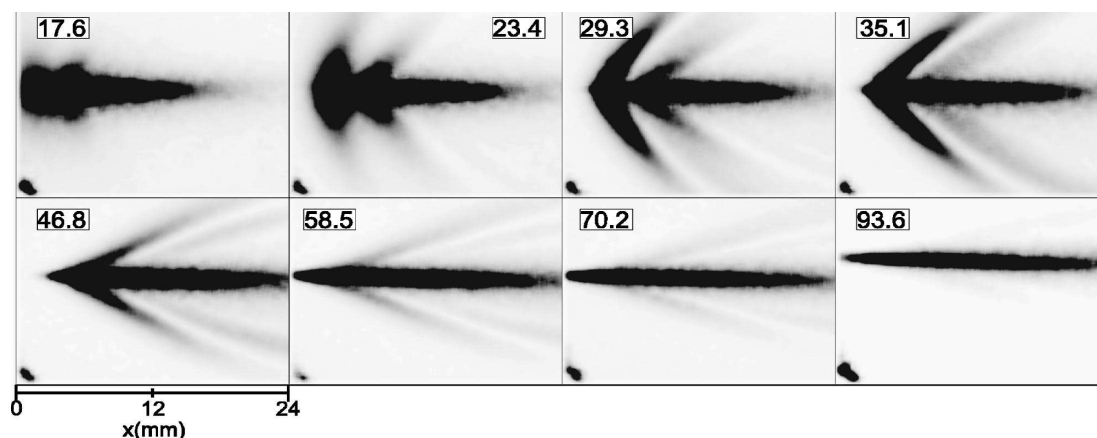
Obr. 2.10 Korekční funkce pro krystal.

Tyto vícenásobné odrazy se vyskytují pouze v monovrstvě, ve více vrstvách jsou nestabilní, kvůli iontovému proudění [90, 91]. Korelační funkce jsou narušeny přítomností Machových kuželových vln, tato skutečnost naznačuje narušení struktury krystalu. Částice jsou identifikovány pomocí pixelů, které jsou jasnější než okolní prachové částice. Porovnáním intenzity pixelů se určuje pozice částice. Hmotnost je určována podle intenzity záření prachové částice. Tato metoda poskytuje suppixelové prostorové rozlišení. Rychlost částice není usuzována z rychlosti laseru.



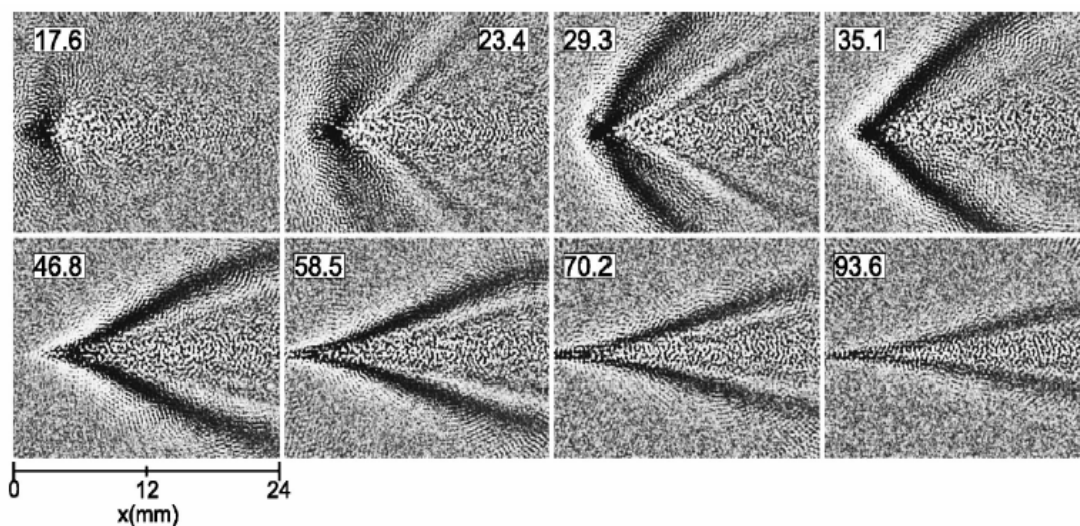
Obr. 2.11 Prachový obraz Machových kuželových vln pomocí standardního videa.

Rychlost Machovy kuželové vlny je určena porovnáním snímků. Machovy kuželové vlny jsou pozorovány pouze při vyšší rychlostech. Důvodem je, že jsou částice jen málo vychýleny z jejich rovnovážných poloh. Se stoupající rychlostí se také mění tvar Machovy kuželové vlny. Proto byla pro analýzu užitá metoda podobná Schlierové fotografii. Označuje se jako numerická Schlierová fotografie a má mnohem menší šum než jiné metody [61,87]. Metoda využívá změny hustoty částic odpovídající změně indexu lomu. Obrazy jsou zachyceny kamerou a poté je provedena inverze pro lepší pozorování. K vytvoření numerické Schlierovy fotografie bylo použito průměrně kolem 100 snímků kvůli eliminaci náhodného pohybu částic. Tyto obrazy odpovídají hrubě numerické hustotě.



Obr. 2.12 Zobrazení Machovy kuželové vlny pomocí rychlostní mapy.

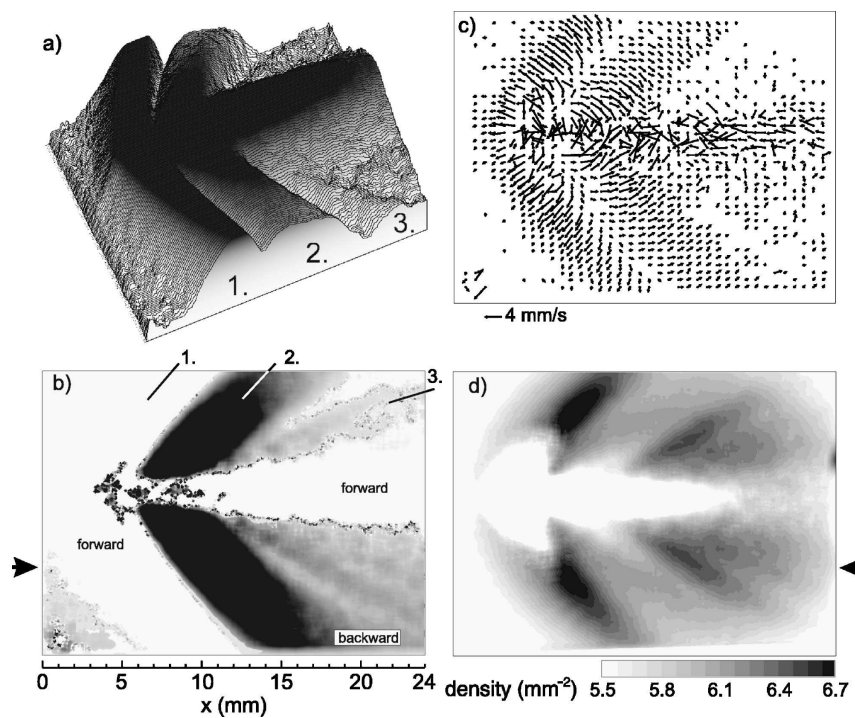
Z těchto dat se vytváří číselná Schlierova mapa. Změny se zjišťují porovnáním intenzity pixelů snímek po snímku. Ve většině případů jsou pozorovány dva konické vrcholy, při určité rychlosti jsou zaznamenávány i tři vrcholy. Numerická Schlierova fotografie se přesně neshoduje s rychlostními mapami, a to především v úhlech Machových kuželových vln.



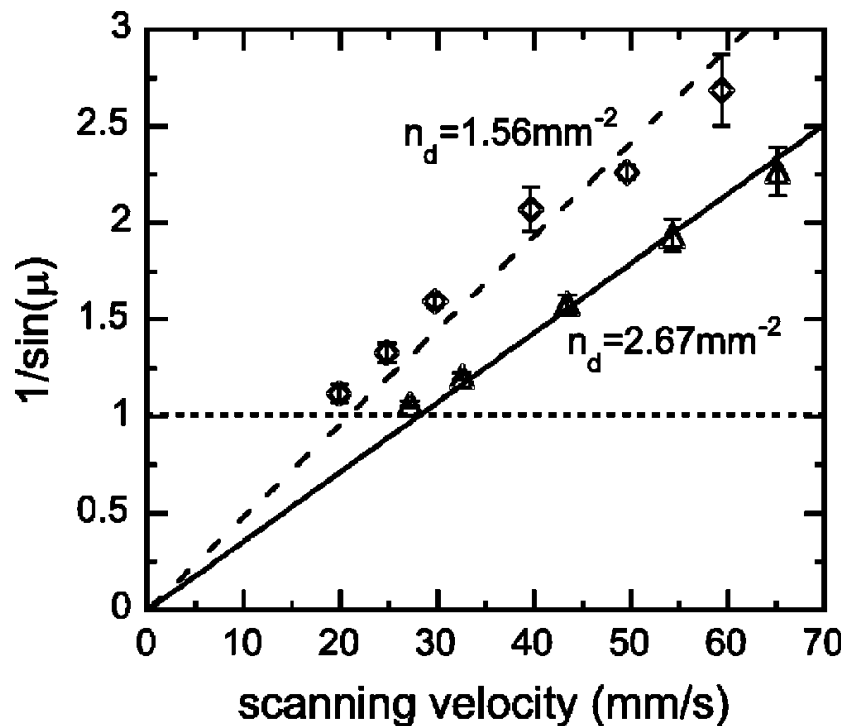
Obr. 2.13 Zobrazení pomocí numerické Schlierovy fotografie.

Metoda umožnila lepší pozorování a následné přesnější výpočty. Pozorování třetího konického vrcholu vylučuje možnost šíření dvou různých vidů vln v krystalické mříži jako Machovy kuželové vlny.

Dále byla provedena analýza struktury vln. K numerické analýze hustoty částic byla použita metoda využívající Wigner-Seitzových buněk.

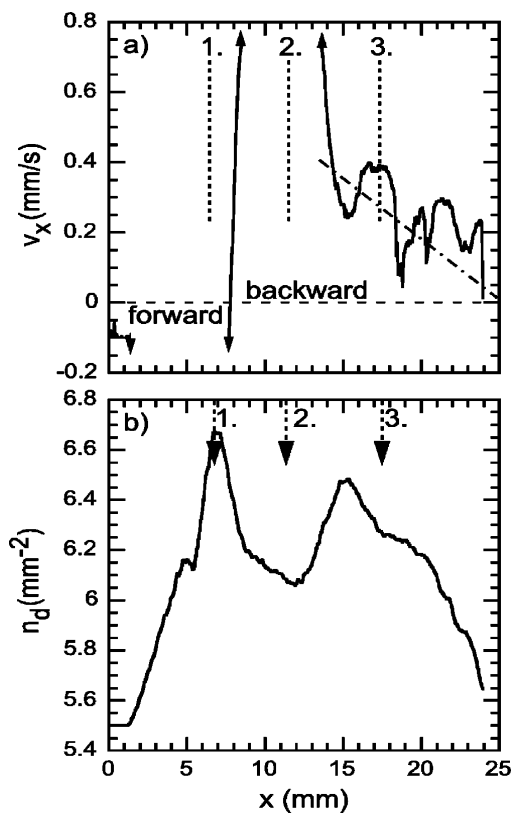


Obr. 2.14 Analýza Machových kuželových vln různými metodami.



Obr.2.15 Závislost rychlosti na numerické hustotě.

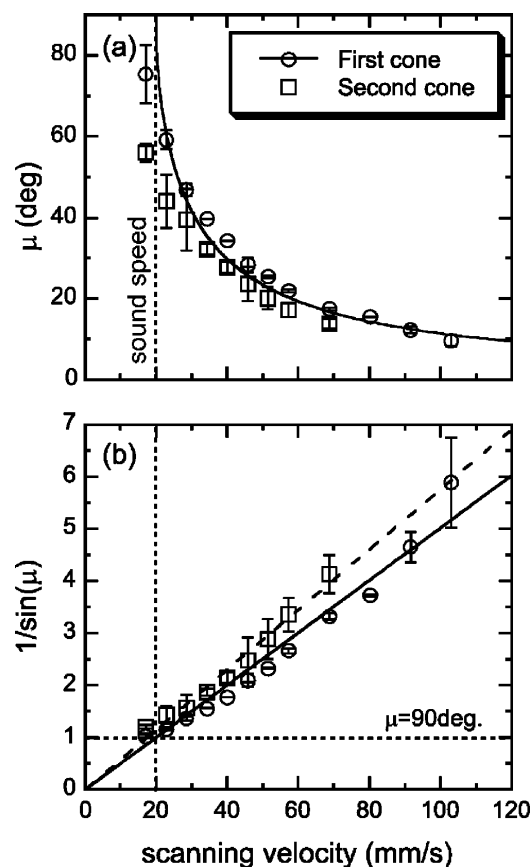
Zajímavostí je existence dlouhého vlákna prachových částic ve stopě laseru. Tento jev se vyskytuje jen pro určité rychlosti pohybu částic. Částice v tomto vlákne se pohybují ve směru laserového paprsku, hustota prachových částic je zde nižší. Tento jev není pozorován v technikách používajících nabitě částice. Přepokládá se, že je způsoben rozdílnými silami působícími na částice v dráze objektů pohybujících se nadzvukovou rychlostí. Výsledkem je, že částice zanechává malou hustotní stopu. Tato stopa je naplněna částicemi z okolního prostředí, které se pohybují opačným směrem. Tento jev způsobuje mírnou odlišnost tvarů Machových kuželových vln pro určité rychlosti.



Obr.2.16 Rychlostní rozložení částic ve vlně.

Analýzou vln lze určit sílu hustoty a tlak (diagonální elementy tlakového tenzoru), z neovlivněného média. Lze také určit tlakové poměry. Za nízkého poměru tlaků lze předpokládat lineární pohyb prachových částic, nikoliv nelineární.





Obr. 2.17 Závislost rychlosti vlny na numerické hustotě.

Z analýzy vztahu pro Machův úhel vyplývají 3 fyzikální závěry:

1. Vztah je použitelný pro širokou oblast rychlostí

$$\sin \mu = \frac{1}{M} \quad (2.24)$$

$\mu$  značí Machův úhel kuželové vlny,  $M$  Machovu rychlost

2. Pro rychlost 20 mm/s vztah přestává platit.

3. První dva konické vrcholy mají odlišné úhly, z čehož vyplývá, že rychlost druhého konického vrcholu je nižší. Přesný důvod není znám. Analýza vyloučila možnost šíření dvou odlišných vidů v krystalu.

Náboj  $Q$  a  $k$  jsou důležité parametry určující vlastnosti plazmových krystalů.

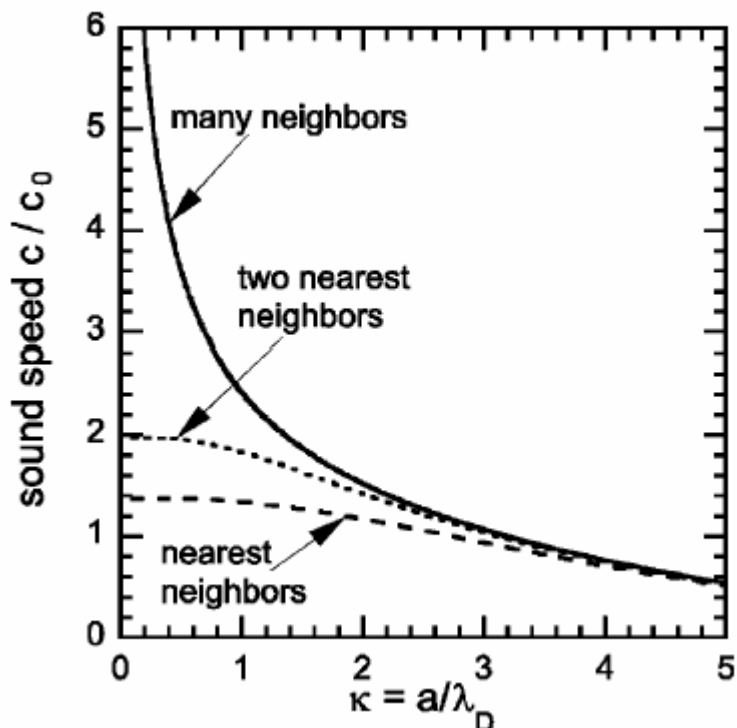
Bylo vytvořeno několik odlišných metod k určování  $Q$  a  $k$ .

1. Rezonanční metoda byla popsána výše.

2. Srážková metoda. Tato metoda je omezena použitým typem částic. Parametry jsou určovány pomocí dráhy částic.

3. Metoda využívající k určení  $Q$  a  $k$  porovnání experimentálních měření a předpokladů podle vztahů DLW .

4. Metoda určující  $Q$  pomocí porovnání Machových kuželových vln s teoretickou předpovědí pomocí 2D DLW a Yukawa potenciálu [88]. Vyžaduje nezávislé měření  $k$  .



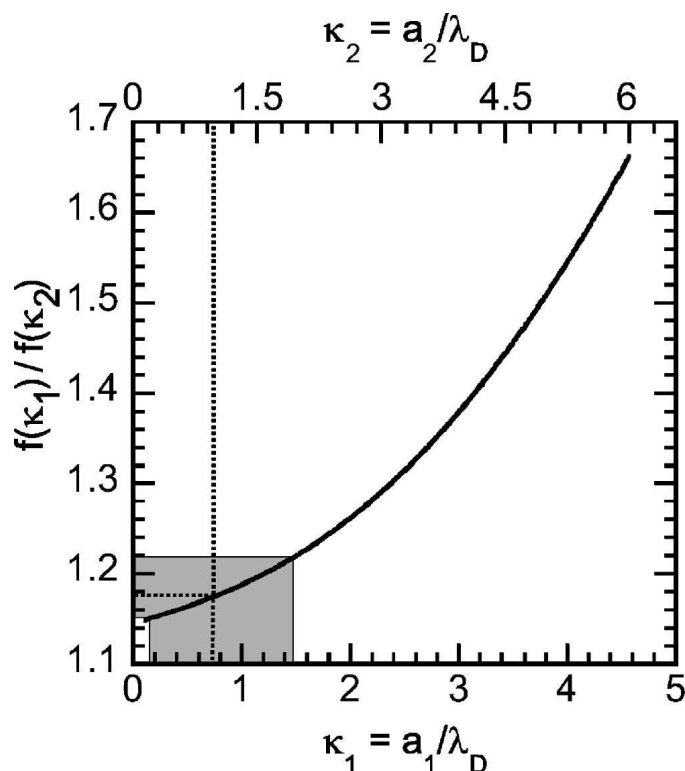
Obr. 2.18. Teoretické zobrazení rychlosti  $c/c_0 = \varphi(k)$  pro  $\varphi$  .

5. Metoda určující  $k$  pomocí měření rychlosti zvuku pro rozdílné numerické hustoty částic  $c_1$  a  $c_2$  s různými mezičásticovými vzdálenostmi  $a_1$  a  $a_2$  . Rychlosti jsou měřeny v odlišných částech krystalu. Předpokládá se stejná velikost náboje v celém krystalu. Potřebné parametry plazmatu: teplota elektronů, driftová rychlost iontů, elektronová a iontová hustota. Předpokládá se, že plazmové parametry jsou v celém oblaku stejné. Hodnotu  $k$  lze určit pomocí vztahu 2.30

$$\frac{f(k_1)}{f(k_2)} = \frac{c_1 \sqrt{a_1}}{c_2 \sqrt{a_2}} \quad (2.25)$$

$$k_{1,2} = \frac{a_{1,2}}{\lambda_D} \quad (2.26)$$

kde  $c_{1,2}$  označuje měřené rychlosti,  $a_{1,2}$  vzdálenost mezi částicemi. Výhodou měřicí metody je nepoužití Langmuirovy sondy a určování hodnoty z částicových obrazců.



Obr. 2.19 Závislost funkce  $f(k_1)/\varphi(k_2)$ .

6. Metoda využívající kombinace rezonanční metody [92, 93] a Machových kuželových vln. Využívá měření mezičásticových vzdáleností a rychlostí uvnitř Machových kuželových vln a vertikální rezonanční frekvence. Použití vertikální rezonanční frekvence  $\omega_0$  umožňuje vyloučit nepřesné vstupní parametry  $n_i$ ,  $n_e$ . Metoda využívá vztahů (2.27, 2.28, 2.29)

$$c = \sqrt{\frac{Q^2}{4\pi\epsilon_0 m a}} f(a/\lambda_d) \quad (2.27)$$

kde  $Q$  označuje náboj,  $\epsilon_0$  permitivitu vakua,  $m$  hmotnost částic,  $a$  vzdálenost mezi částicemi,  $\lambda_D$  Debeyho délku, používá se pro určení rychlosti disperzních vztahů pro 2D Yukawa mříž.

Debaeho stínící délka pro tento případ.

$$\lambda_d^{-2} = \frac{n_i e^2}{\epsilon_0 k T_e} + \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 K_e} = \frac{n_i (1 + \alpha) e^2}{\epsilon_0 k T_e} \quad (2.28)$$

$T_e$  je teplota elektronů,  $\epsilon_0$  permitivita vakua,  $n_i$  iontová hustota,  $n_e$  elektronová hustota,  $\alpha$  poměrná elektron-iontová hustota.

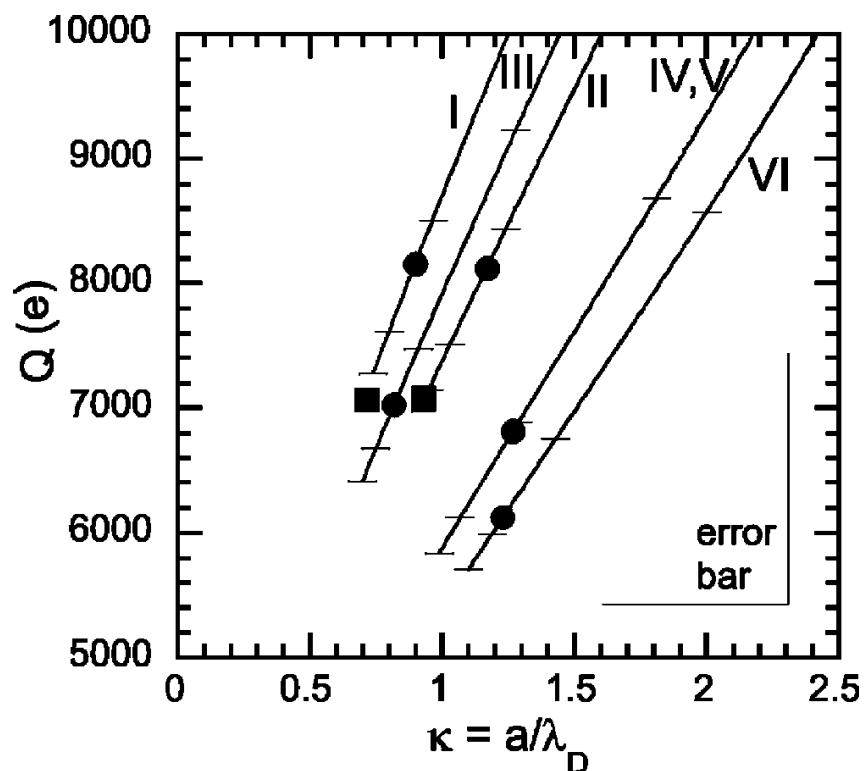
$$Q = \sqrt{\frac{\epsilon_0 m}{n_i (1 - \alpha) e}} \omega_0 \quad (2.29)$$

$\omega_0$  označuje vertikální rezonační frekvenci, která je měřena rezonační technikou,  $n_i$ ,  $n_e$  počet iontů a elektronů. Vztah (2.29) přináší jistá omezení prachového náboje  $Q$  v krystalu

Tyto vztahy vylučují nepřesně měřené parametry. Kvůli zvýšené energii iontů byl upraven vztah (2.28), aby lépe souhlasil s předpoklady. Je využito parametrů  $c \omega_0$ , které jsou přesně určeny z prachových obrazců.

Výhodou měřících metod 5,6 je nezávislost na měření absolutních veličin. Využívají DLW a Yukawa potenciálu [88]. Rychlost kompresních vln v 2D Yukawa systému závisí na  $k$ . Výpočty byly provedeny pro různé počty sousedních částic, čemuž odpovídá různě velká chyba. Hlavní výhodou metod je nevyužívání Langmuirovy sondy, která je obecně méně přesná a nelze ji vždy využít. Metody se liší pouze ve vstupních parametrech. Hlavní rozdíl je ve způsobu určení parametru  $k$ .

Parametry by měly být v celém oblaku částic stejné, využitím vztahu (2.25) se do výpočtu vnáší určitá nepřesnost.



Obr. 2.20 Výsledky získané různými metodami.

Křivky odpovídají skutečnosti a můžeme z nich jasně vyčíst  $Q$  a  $k$ . Křivky se mění v rozsahu kolem  $\pm 20\%$  nebo  $\pm 30\%$ . Hustota a potenciál jsou časově proměnné součásti a proto byl použit RF sheath, ve kterém reagují pouze elektrony, protože ionty jsou příliš těžké. Podle výsledků obou metod je možné, že hustota elektronů je mnohem nižší než hustota iontů, pak by bylo mezičásticové stínění způsobeno ionty než elektrony.

### 2. 3. 3 Počítačový model

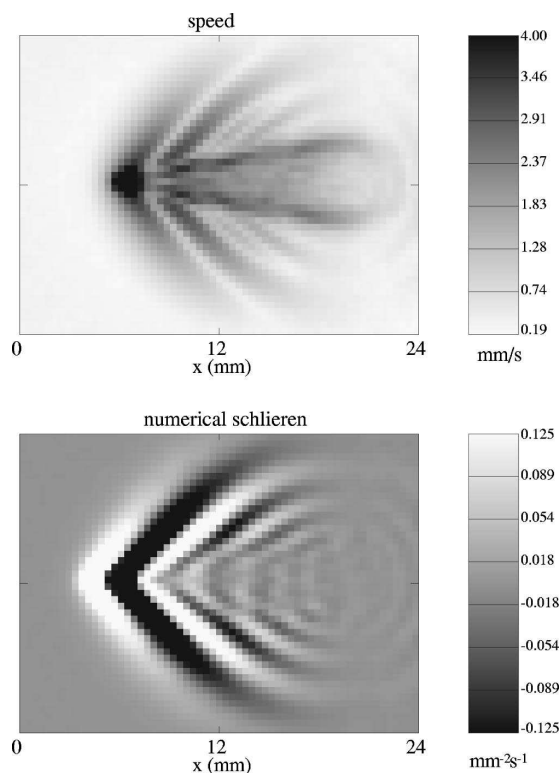
K ověření výsledků byla použita MD simulace využívající pohybové rovnice pro prachové částice

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -Q \nabla \Phi - v \frac{d\vec{r}}{dt} + F_l \quad (2.30)$$

$r$  označuje vzdálenost,  $F_l$  sílu udělovanou laserem,  $\Phi$  elektrický potenciál

$$\Phi = \frac{k}{2} r^2 - \sum_{i \leq j}^N \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r_{i,j}} \exp\left(-\frac{r_{i,j}}{\lambda_d}\right) \quad (2.31)$$

zde označuje  $r_{i,j}$  vzdálenost mezi dvěma částicemi,  $\epsilon_0$  permitivitu vakua,  $\lambda_D$  Debeyho délku. Bylo použito harmonického potenciálu a předpokladů používaných Yukawa modelem. Pro simulaci byly zvoleny následující parametry  $Q = 6860$  jednotek elementárního náboje, stínící délka  $\lambda_D = 330 \mu\text{m}$ , hmotnost částic  $m = 2,18 \cdot 10^{-13} \text{kg}$ ,  $k = 5,46 \cdot 10^{-13} \text{kg/s}^2$  a  $a = 420 \mu\text{m}$ . Částice na počátku simulace měly náhodné pozice, mohly se dostat do rovnovážné polohy s ztratit kinetickou energii třením. Síla  $F_l$  byla modelována ekliptickým Gausovým profilem. Byly simulovány stejné parametry plazmatu. Rychlostní mapy a další parametry ukazují shodu s experimentem, ale je rozdíl v úhlech Machových kuželových vln. Tento rozdíl mezi úhlem prvního a druhého konického vrcholu je dvakrát větší. Model vykazuje náhodné komprimační poruchy. Ty v případě, že by se systém choval jako kontinuum, můžeme popsat jako akustické turbulence. Pomocí simulace byly vysvětleny některé vlastnosti systému s laserovou excitací. Například přítomnost dlouhého vlákna ve stopě laseru, způsobena pohybovým momentem uděleným laserem v případě, že je velikost paprsku srovnatelná s velikostí prachových částic. V simulacích byl pozorován i třetí konický vrchol.



Obr. 2.21 Rychlostní mapa částic pomocí MD simulace.

## 2. 4 Model kolektivního chování částic a jeho vliv na náboj částic

Metoda je popsána ve vědeckém článku [5]. Práci publikovali vědečtí pracovníci A. Barkan, N. D'Angelo, a R.L. Merlino z Univerzity v Iowě, katedra fyziky a astronomie. Článek byl publikován 4. prosince 1994.

### 2. 4. 1 Teorie

Bylo provedeno několik teoretických studií prachového plazmatu a také několik experimentů za účelem sestrojení měřících přístrojů. Bylo také popsáno několik zajímavých jevů, např. vysoká hustota prachových částic-větší v případě, kdy je průměrná vzdálenost prachových částic srovnatelná se Debyeho stínící délkou.

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T}{e^2 n_0}} \quad (2.32)$$

$\epsilon_0$  označuje permitivitu vakua,  $T$  teplota částic,  $k$  Boltzmannovu konstantu,  $n_0$  počet částic.

Nabíjení prachové částice je ovlivněno řadou faktorů - sbíráním iontů a elektronů, UV emisí, sekundární emisí, iontovými výtrysky atp. Sbíráání iontů a elektronů bývá

dominantní. Musí být splněn vyvážený poměr mezi ionty a elektrony. Potenciál prachových částic se může lišit podle druhu plazmatu. Náboj závisí na kapacitě prachových zrn a na jejich množství a vzdálenosti. Pokud jsou příliš blízko u sebe, náboj klesá, což je způsobeno poklesem potenciálu na kterém se prachové částice v plazmatu nacházejí. Nejvyšší náboj je určen pomocí energie  $kT/e$  a konstantou, která se liší pro konkrétní typ plazmatu.

Podmínku kvazineutality lze psát ve tvaru

$$en_i = en_e - QN \quad (2.33)$$

$n_i, n_e$  jsou iontové a elektronové hustoty,  $N$  hustota prachových částic v plazmatu. Díky rozdílné hmotnosti elektronů a iontů je rozdílný proud těchto částic na povrch prachových zrn. Maxvellovo rozdělení elektronů a iontů jsou dána vztahy (2.34), (2.35)

$$I_i = en_i \sqrt{\frac{kT_i}{m_i}} \left(1 - \frac{eU}{kT_i}\right) \pi a^2 \quad (2.34)$$

( $n_i$  je hustota iontů,  $T_i$  teplota iontů,  $k$  Boltzmannova konstanta,  $U$  potenciální rozdíl mezi povrchovým potenciálem a potenciálem plazmatu,  $m_i$  hmotnost iontů)

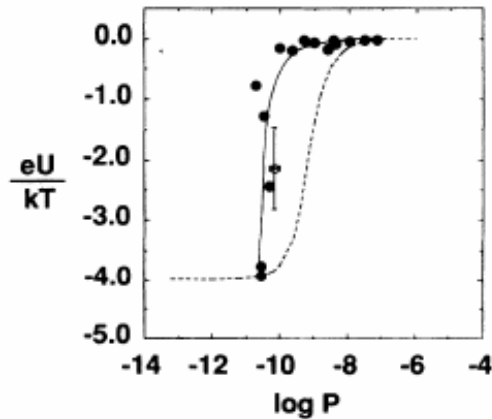
$$I_e = en_e \sqrt{\frac{kT_e}{m_e}} \exp\left(\frac{eU}{kT_e}\right) \pi a^2 \quad (2.35)$$

( $n_e$  označuje hustotu elektronů,  $T_e$  teplotu elektronů,  $k$  Boltzmannovu konstantu,  $U$  potenciální rozdíl mezi povrchovým potenciálem a potenciálem plazmatu,  $m_e$  hmotnost elektronu).

Porovnáním těchto toků lze psát rovnici

$$\frac{m_i}{m_e} \left(1 + \frac{4\pi\epsilon_0}{e} p \frac{eU}{kT}\right) \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) + \frac{eU}{kT} - 1 = 0 \quad (2.36)$$

Ta umožňuje určit průměrný potenciál  $U$  pro různé hustoty prachových částic. Relativně malé změny v parametrech způsobují relativně velké změny v hustotě rozložení prachových částic v plazmatu, a tedy i velikost potenciálu prachových částic.

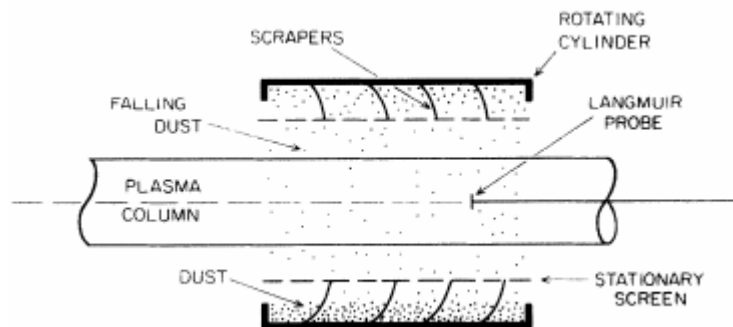


Obr. 2.22. Konkrétní řešení rovnice (2.35) pro  $K^+$ .

Pro malý počet částic se potenciál blíží floating potenciálu plazmatu. Jakmile počet částic vzroste velikost potenciálu klesá.

#### 2. 4. 2 Experiment

K ověření předpokladu byl použit následující systém: plazmový zdroj vložený do magnetického pole s magnetickou indukcí  $B$  do 0,4 T, s draslíkovým plazmatem ve výboji s rozměry  $d = 4$  cm a  $l = 80$  cm. K ionizaci byl použit tantalový plát o teplotě 2500 K. Teplota elektronů a iontů byla přibližně 0,2 eV. Jako základ prachové částice byl použit kaolin různých tvarů s velikostí menší než  $100 \mu m$ .



Obr. 2.23 Schéma zařízení pro injektování prachových částic.

Použitý systém umožňoval rovnoměrné umístění prachových částic do celého objemu plazmatu. Prachové částice procházely plazmatem, byly zachyceny a poté analyzovány elektronovým mikroskopem. Velikost zrn se pohybovala od  $1 \mu m$  do  $15 \mu m$  s průměrnou velikostí  $5 \mu m$ . K zjištění hustoty rozložení prachových částic v plazmatu byly použity dvě metody.

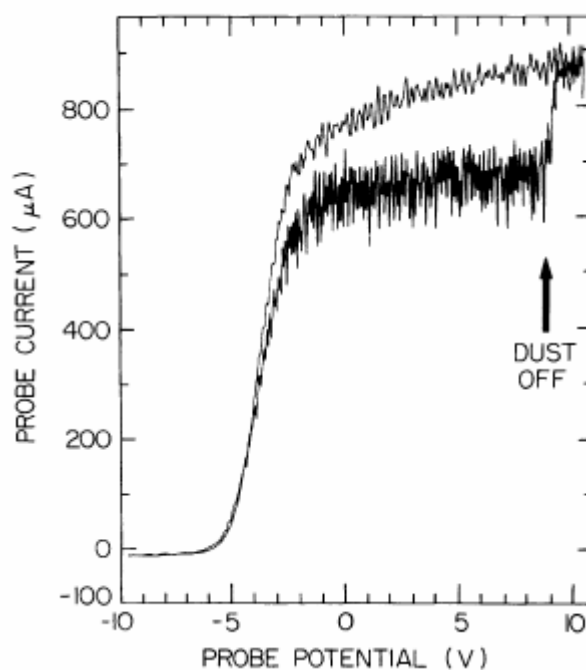


1. metoda měřila tok prachových částic během krátkého okamžiku při vstřikování prachových částic do systému a poté se vypočítala hustota na základě rychlosti a. Tímto postupem byla určena hustota prachových částic  $6 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ .

2. metoda využívala  $k$  měření vzdáleností prachových zrn v oblaku. Určená hodnota je  $5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ .

Obě dvě uvedené hodnoty se velmi dobře shodují.

Dále byla použita Langmuirova sonda za účelem určení rozložení záporného náboje mezi volnými elektrony a prachovými částicemi. Přítomnost prachových částic způsobuje zmenšení měřeného proudu elektronů proti případu, kdy se v plazmatu prachové částice nevyskytují.

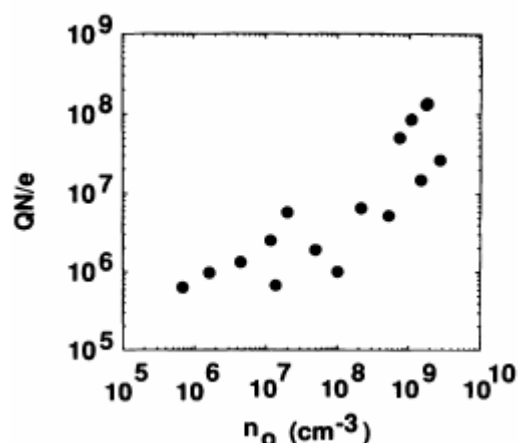


Obr. 2.24. Charakteristika Langmuirovy sondy s přítomností a bez přítomnosti prachových částic.

Ukazuje se, že s klesající hustotou plazmatu klesá i průměrný potenciál prachových částic, přičemž klesá i vzdálenost mezi nimi, až je srovnatelná s Debyeovou stínící délkou. Osamocená částice může mít náboj mnohem vyšší než blízký shluk. Důvodem je kolektivní působení prachových částic.

$$\frac{eU}{kT} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{Na(kT/e)} \frac{QN}{e} \quad (2.37)$$

$k$  je Boltzmannova konstanta,  $T$  teplota částic,  $\epsilon_0$  permitivita vakua,  $N$  počet prachových částic v plazmatu. Experimentální data ukazují velmi dobrou shodu s modelem, přestože model využívá některá zjednodušení (konstantní velikost částic).



Obr.2.25 Porovnání množství elementárních záporných nábojů na pravé částici pro různé koncentrace plazmatu.

Procesy ve větších seskupeních prachových částic mohou mít zásadní vliv na náboj na povrchu jednotlivých částic a ovlivňovat tak jejich chování. Kolektivní chování prachových částic není zcela teoreticky popsáno.

## 2. 5 Model založený na základě analýzy rotace prachových klastrů

Metoda je popsána v práci [94], kterou publikovali pracovníci M. Klindworth, A. Melzer, A. Piel a V. A. Schweigert. Univerzita Kiel, Německo, katedra experimentální fyziky a Institut teoretické a aplikované mechaniky Novosibirsk, Rusko. Práce byla publikována 12. března 2000.

### 2. 5. 1 Teorie

Coulombovské klastry jsou dvoudimenzionální systémy s malým počtem částic, které jsou omezené vnějším polem. Vytváření klastrů (krystalů) za pokojové teploty je umožněno vysokým nábojem prachových zrn-až  $10^4$ . Krystaly obsahují velké množství částic, až  $10^5$ , čímž se odlišují od klastrů. Hlavní rozdíl je v omezujícím potenciálu elektrického pole. Nehomogenní elektrické vertikální pole způsobí, že se částice uspořádají do jednoduché vrstvy. Velikost klastru je omezena potenciálovou jámou.

Z teoretických výpočtů bylo vyvozeno, že kritické množství prachových částic pro klastr je kolem 50.

### 2. 5. 2 Model systému

klastry často vytvářely metastabilní uspořádání, která rotují jen malou rychlostí a udržují si poměrně stabilní uspořádání. Odpudivý potenciál mezi dvěma částicemi je dán vztahem

$$\Phi(r_{ij}) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r_{i,j}} \exp\left(-\frac{r_{ij}}{\lambda_D}\right) \quad (2.38)$$

Kde  $Q$  označuje náboj částice,  $\lambda_D$  Debeyho délku,  $r_{i,j}$  vzdálenost částic.

Předpokládá se, že částice jsou drženy v horizontální potenciálové jámě, která má vlastní frekvenci  $\omega_0$

$$V(\vec{r}_i) = \frac{m\omega_0^2}{2}(x_i^2 + y_i^2) \quad (2.39)$$

$m$  je hmotnost částic,  $\omega_0$  frekvence oscilací potenciálové jámy.

Úplná energie klastru částic je dána vztahem

$$E_{total} = \sum_{i=1}^N V(\vec{r}_i) + \sum_{j \leq i}^N Q\Phi r_{ij} \quad (2.40)$$

$r_{ij}$  je vzdálenost částic

Energie klastru je definována

$$E_0 = \sqrt[3]{\left(\frac{Q^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{m\omega_0^2}{2}} \quad (2.40)$$

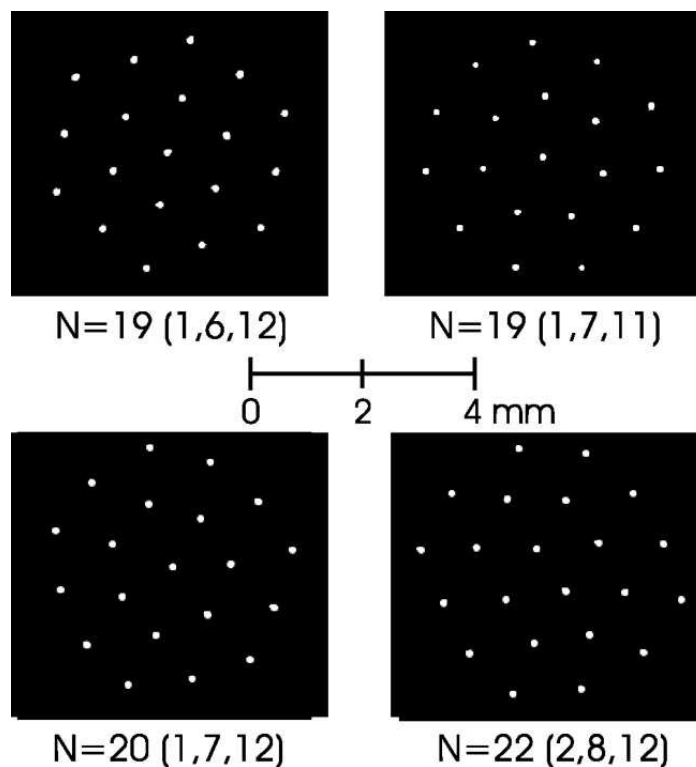
$Q$  označuje náboj částice,  $\epsilon_0$  permitivitu vakua,  $\omega_0$  frekvenci oscilací potenciálové jámy,  $m$  hmotnost částic.

Síla působící na jednu částici je

$$\vec{F}_i = -\vec{\nabla} E_{total} \quad (2.41)$$

Částice v klastru se seskupí tak, aby byla celková energie klastru minimální. Bylo zjištěno, že při malém počtu jsou uspořádány částice v kruhových slupkách, což je způsobeno osovou souměrností omezujícího potenciálu. Typ pohybu s nejnižší excitační energií je předpověditelný z rotačního pohybu slupek klastru. Práh excitace však velmi závisí na počtu částic systému a na struktuře klastru. Pro určité počty částic

a konfigurace jsou klastry stabilnější a vykazují jiný typ rotace. Vzájemný pohyb mezi částicemi je malý a závisí na počtu částic v klastru. Mohou však nastat případy, kdy rotují části klastru odlišně. Tato skutečnost silně závisí na počtu částic v klastru.

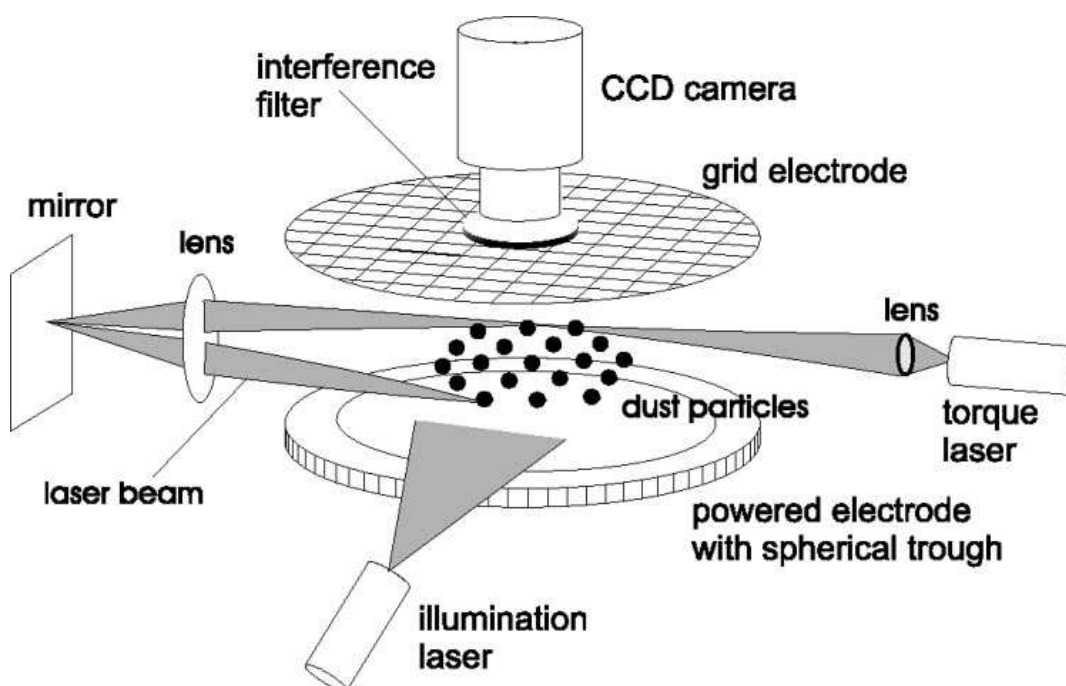


Obr. 2.26 Různá uspořádání klastrů.

Ukazuje se, že pro konfiguraci  $(1,6,12)$  s 19 částicemi se v klastru udržuje vysoce stabilní šestiúhelníková struktura, a tedy klastr rotuje jako celek. To je způsobeno jen velmi malou nelinearitou a vysokou symetričností v uspořádání klastru. Částice se jen málo vychylují z jejich ideálních pozic. Naopak klastr s 20 částicemi  $(1,7,12)$  již jako celek nerotuje. Vnitřní část si udržuje své ideální pozice, ve vnější části se prachové částice výrazněji odchyľují od svých ideálních pozic. Klastr s 20 částicemi v těchto konfiguracích již takovou symetričností nemá a mnohem více se v něm projevuje nelinearita.

### 2. 5. 3 Experiment

K měření vnitřní rotace klastru byly použity dva laserové paprsky namířené proti sobě, které vytvářely dobře definovanou torzní sílu na klastr, z čehož byla zjištěna stabilita. Experiment byl prováděn v RF heliovém plazmatu ve vakuové nádobě s elektrodami s  $d = 17$  cm a tlaku 15-30 Pa. Horní elektroda je realizována jako mřížka z důvodu pozorování prachových částic. RF výkon se pohybuje v rozmezí 9-12 W při napětí  $35 V_{pp}$ . Jako prachové částice byl použit polymer o průměru  $9,47 \pm 0,3 \mu m$  a hmotnosti  $6,73 \cdot 10^{-13}$  kg. Prachové částice jsou injektovány do plazmatu prachovým injektorem, který dovoluje implantovat do plazmatu jen malé množství prachových částic. Injektor je umístěn nad horní elektrodou. Prachové částice jsou osvětlovány He Ne laserem s  $\lambda = 632$  nm a snímány CCD kamerou na horní části aparatury.

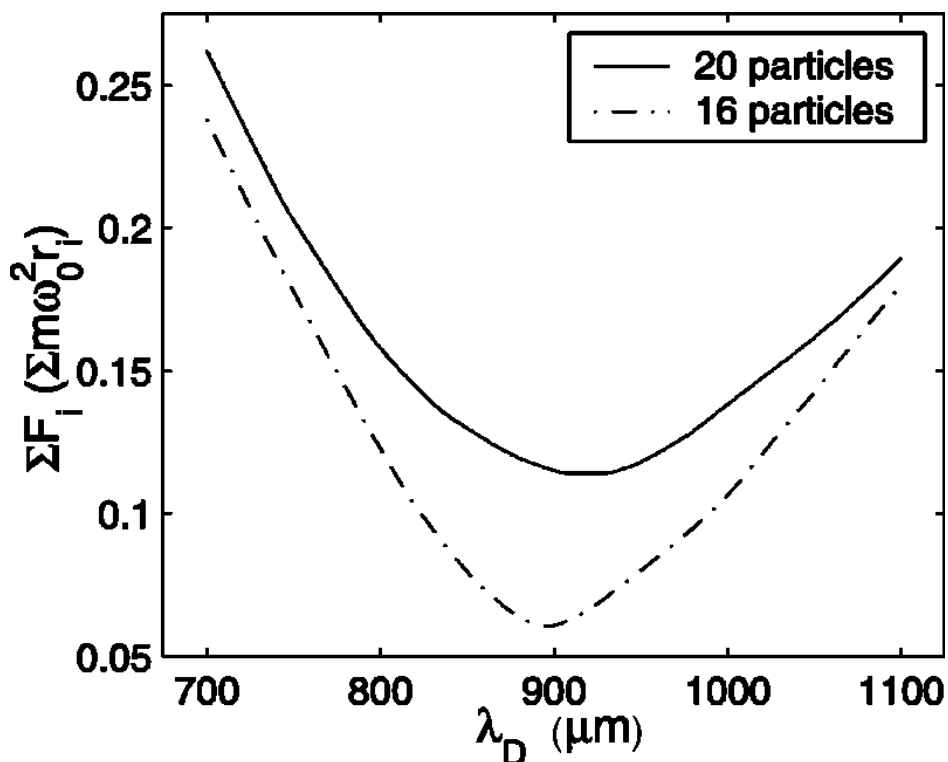


Obr. 2.27 Schéma experimentu.

Byla vytvořena parabolická potenciálová jáma k omezení velikosti klastru. K excitaci rotace klastru byla použita laserová dioda s  $\lambda = 690$  nm zaměřená na částice na vnějším okraji na opačných stranách. Síla a tím rotace může být přesně regulována pomocí výkonu laserové diody. Pomocí vertikálních kmitů můžeme určit velikost náboje [92, 93]. Vertikální oscilace byly způsobeny NF modulací RF zdroje.

$$V(z) = \frac{1}{2}QE'(z - z_0)^2 = \frac{1}{2}m\omega_{res}^2(z - z_0)^2 \quad (2.42)$$

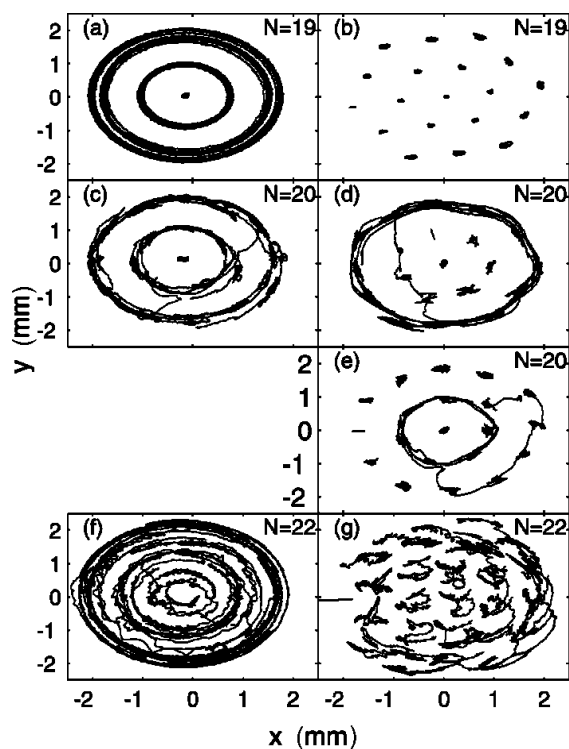
$\omega_{res}$  je vertikální rezonanční frekvence,  $m$  hmotnost částic,  $z_0$  výška rovnovážné polohy nad elektrodou. Hodnota  $\omega_0$  je určena pomocí kmitů několika prachových částic. Hodnota tření o neutrální plyn se dobře shoduje se teoretickou hodnotou získanou dle Epsteinova koeficientu.



Obr.2.28 Součet sil působících na klastr.

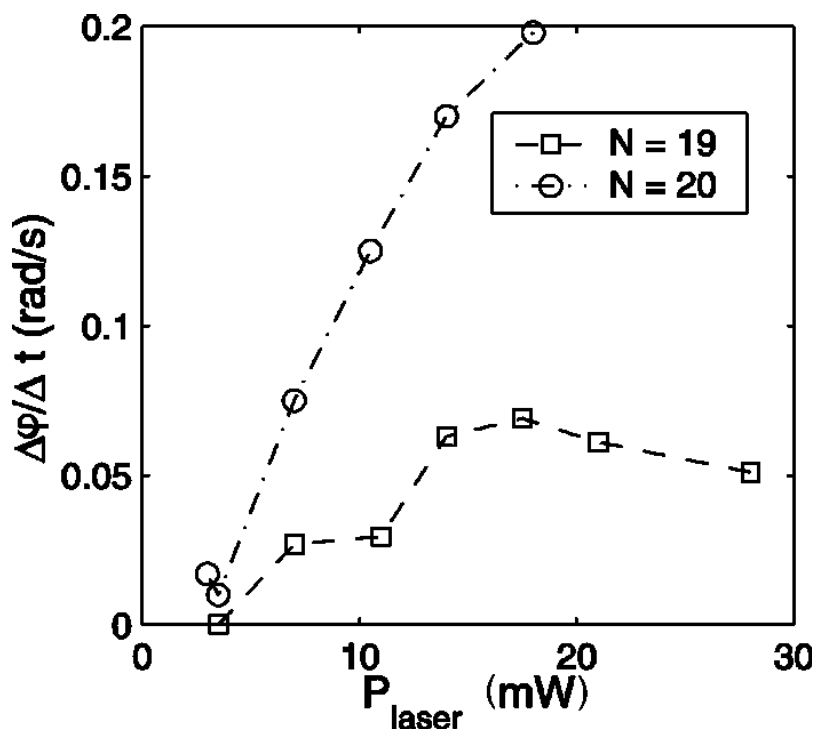
hodnoty  $Q$ ,  $\omega_0$ ,  $\lambda_D$  můžeme také určit z rozložení částic klastru. Vlastní frekvence horizontálního potenciálu je stanovena pomocí horizontálních kmitů jedné nebo několika prachových částic. Pomocí vlastní frekvence potenciálu a stínící délky lze určit energii klastru.

Bez působení laseru si klastry udržují stabilní uspořádání a rotují jen pomalu s konstantní úhlovou rychlostí (samozřejmě za stabilní konfigurace klastru).



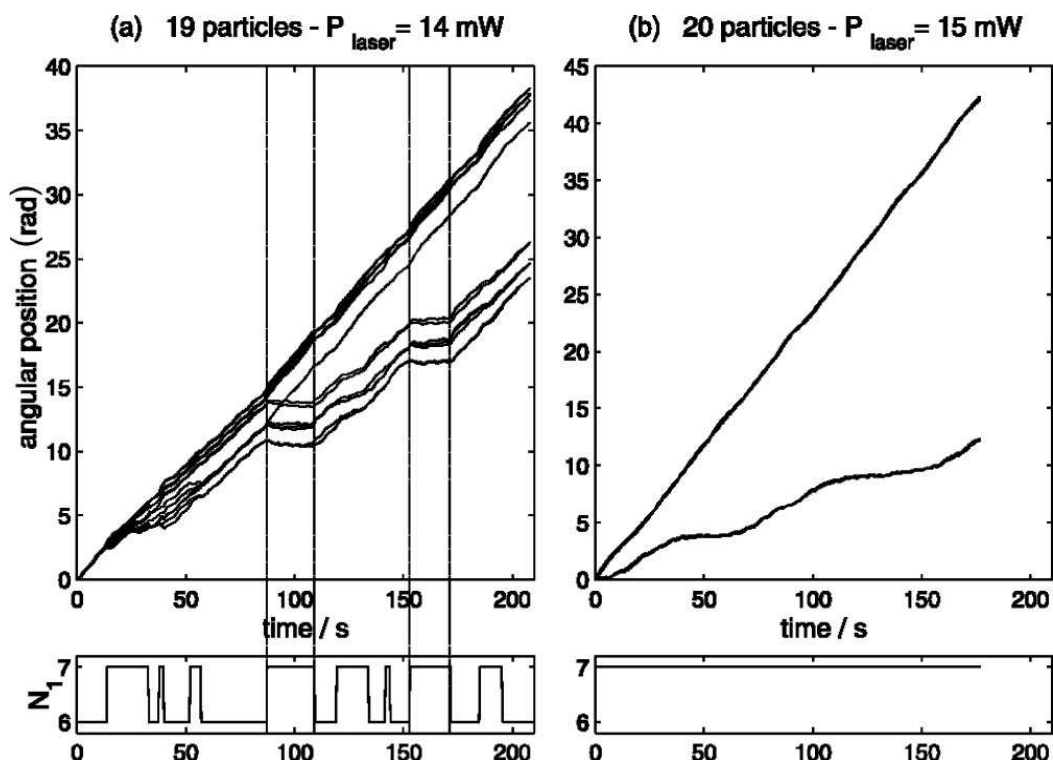
Obr. 2.29 Dráhy částic pro různý počet částic v klastru.

Klastr s 19 částicemi má stabilní a organizovanou strukturu a rotuje jako celek. Naopak klastr s 20 částicemi již takovou strukturu nemá a jeho části rotují rozdílnými úhlovými rychlostmi.



Obr. 2.30 Porovnání rozdílů úhlové rychlosti vnější a vnitřní části klastru při působení laseru.

Nízká síla laseru způsobuje jen velmi malou rychlost rotace klastrů. Klástr s 19 částicemi rotuje stále jako celek. Pro klástr s 20 částicemi stačí jen malá velikost síly k tomu, aby se jeho části uvedly do výrazného pohybu. Pokud je síla laseru dostatečně velká, dochází k různé rotaci částic i v klástru s 19 částicemi. Velikost této síly je však mnohem větší než u klástru s 20 částicemi. To je způsobeno tím, že klástr s 19 částicemi změní konfiguraci z (1,6,12) na (1,7,11).



Obr.2.31 Relativní úhlové pozice částic v klástrech (a) pro 19 částic, (b) pro 20 částic.

Byla získána data o charakteristikách klástrů s různými konfiguracemi. Rozdílná rychlost rotace vnitřní a vnější části klástru je způsobena třením o neutrální plyn. Pohybový moment slupky lze určit ze vztahu

$$I_n = mN_n R_n^2 \quad (2.43)$$

kde  $m$  označuje hmotnost částic,  $R$  poloměr částic,  $N$  počet částic

$$I_1 \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial t^2} = \frac{\partial U}{\partial \varphi} - \nu I_1 \frac{\partial \theta_1}{\partial t} \quad (2.44)$$

$\theta$  je úhlové natočení,  $U$  je velikost potenciální bariery. Druhá část rovnice popisuje tlumení o neutrální plyn. Síla působící na vnitřní část klástru může být určena pomocí



analýzy dvou rychlostí v radiálních a úhlových souřadnicích. Její velikost silně závisí na vnitřní části. Nakonec může být určena výše energetické bariery

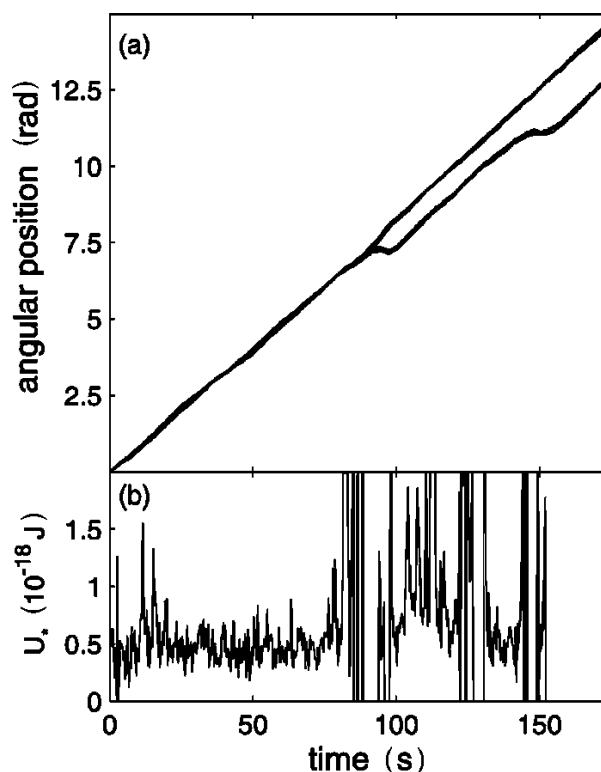
$$U = \frac{1}{2}U^*[1 - \cos(2\pi\frac{\varphi}{\varphi^*})] \quad (2.45)$$

kde označuje  $U^*$  výšku bariery,  $\varphi^*$  periodicitu vnitřní bariery,  $\varphi$  úhlový rozdíl mezi slupkami. Pro konstantní  $\varphi$  s lze použít vztah

$$vI_1\frac{\partial\theta_1}{\partial t} = U^*\frac{\pi}{\varphi^*}\sin(2\pi\frac{\varphi}{\varphi^*}) \quad (2.46)$$

$\theta$  je úhlové natočení  $\varphi^*$  periodicitu vnitřní bariery,  $\varphi$  úhlový rozdíl mezi slupkami.

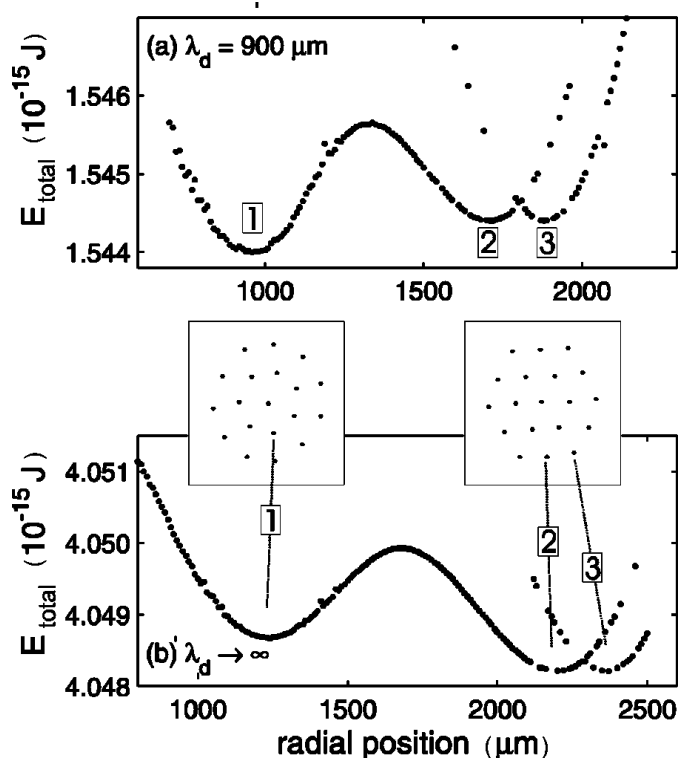
Velikost energetické bariery může výrazně kolísat, a to v závislosti na tom, zda klastr rotuje jako celek nebo jestli rotují pouze jeho části. Bez excitace laserem se klastry téměř nepohybují a chovají se jako jednolitý celek. Po aplikaci laseru však dochází k různé rotaci vnější a vnitřní části klastru a to v závislosti na počtu částic klastru a jeho konfiguraci. Relativní pohyb prachových částic je závislý na počtu částic v klastru. Rychlost rotace je závislá na výkonu laseru, přičemž vnitřní část rotuje mnohem pomaleji než ta vnější.



Obr. 2.32 Relativní úhlové pozice částic(a) a výška bariery(b)

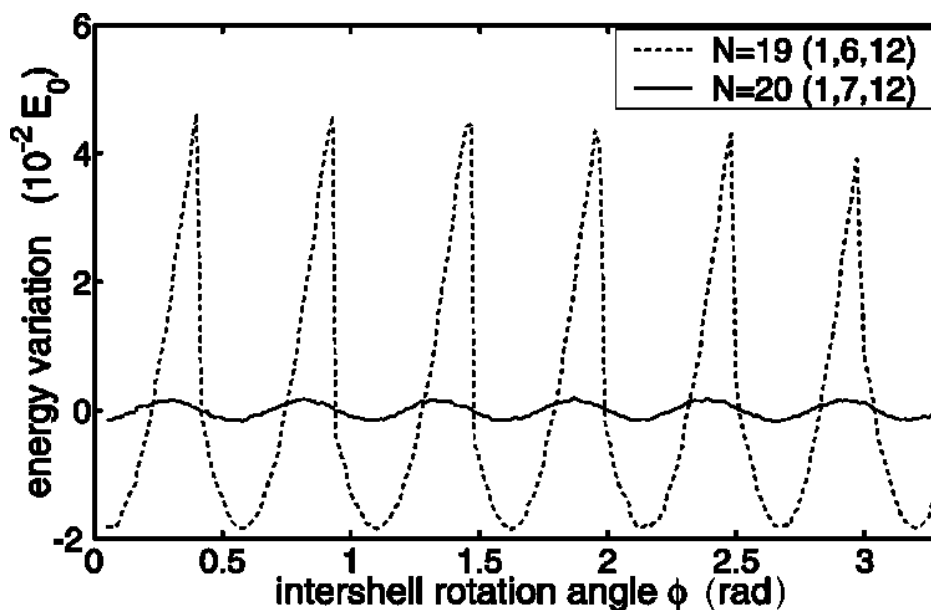
## 2. 5. 4 Počítačový model

Klastry s různým počtem částic a v různých konfiguracích byly simulovány pomocí metody MONTE CARLO za stejných experimentálních podmínek. Byly analyzovány přechody mezi jednotlivými konfiguracemi klastru se stejným počtem částic. Jedna částice byla vzata s fixní pozicí. Bylo použito  $4 \cdot 10^5$  kroků k dosažení rovnováhy. Z obrázku 2.33 vyplývají tři stabilní konfigurace. Ty se mění podle pozice fixní částice.



Obr. 2.33. Simulace energetického rozdělení pro různé konfigurace.

Vypočtené hodnoty energie a potenciálu se shodují s experimentem. Klaster s konfigurací (1,6,12) má stabilní hexagonální strukturu. Konfigurace (1,6,12) je preferovaná kvůli hloubce potenciálové jámy, zatímco konfigurace (1,7,11) je stabilnější, je energeticky preferovaná.



Obr. 2.34 Simulované změny celkové energie v klastru s nerotujícím jádrem.

Vnitřní rotační bariéra je kalkulována pro klastr s 19 a 20 částicemi. Po dosažení rovnováhy jsou všechny částice vnitřní části fixovány, poté je fixována i jedna částice ve vnější oblasti. Toto umožňuje vypočítat energii pro každou úhlovou pozici částic ve vnější části.

Pro různé typy rotace a konfigurace vychází jiná velikost potenciálové bariéry. Rozdíl mezi skutečnou a ideální hodnotou je způsoben neidealitou chování částic. Chování klastru prachových částic podle simulací velice dobře souhlasí s výsledky experimentů, a to i v případě působení laseru na klastr, což naplatí v případě čisté Coulombovské interakce.

## 2. 6 Model založený na analýze excitovaných kmitů prachové částice na monovrstvě

Metoda je popsána ve vědecké práci [95] publikované pracovníky A. Homannem, A. Melzerem, a A. Pilem z Univerzity Kiel, katedra experimentální fyziky v Německu.

### 2. 6. 1 Teorie

Vlnový rozptyl v plazmových krystalech je další možný nástroj k získání informací o náboji částic [96-98]. Metoda je citlivá na vybraný vlnový model. Zde je užita vertikální rezonance s ohledem na vliv RF napětí na plazmový sheath. Pro vytvoření rezonance

v potenciálové jámě byl použit laser jako neinvazivní prostředek [99,100]. Získané výsledky byly poté porovnány. Byl použit předpoklad, že elektrické pole roste lineárně s konstantním gradientem. Tento gradient odpovídá iontové hustotě v plazmovém sheathu. Výška harmonické potenciálové jámy je definována

$$V(z) = \frac{1}{2} m_d \omega_0^2 (z - z_0)^2 \quad (2.47)$$

$z_0$  je rovnovážná výška nad elektrodou,  $z$  výška nad elektrodou,  $m_d$  hmotnost prachových částic.

Pomocí analýzy vlastní frekvence je určen náboj.

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{Z_e E'}{m_d}} \quad (2.48)$$

$E'$  označuje gradient elektrického pole,  $Z_e$  velikost náboje,  $m_d$  hmotnost prachových částic. Hustota iontů je měřena Langmuirovou sondou a poté extrapolována do plazmového sheathu. Z vlastní frekvence potenciálové jámy je pak možné určit náboj s přesností 40% [93]. Pohybová rovnice prachových částic v potenciálové jámě je odvozena od tlumeného harmonického pohybu.

$$z'' + \beta z' + \omega_0^2 z = F_{ext}(\omega t) \quad (2.49)$$

$\beta$  označuje konstantu Epsteinova tření,  $F_{ext}$  síla působící vertikální prachové oscilace,  $z', z''$  derivace rovnovážné výšky podle času. Zde je využito Epsteinova tření o neutrální plyn a stálé síly k excitaci kmitů. Amplituda kmitů při slabém RF buzení sinusového průběhu je dána vztahem

$$R_{SINE}(\omega) = \frac{F_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \beta \omega^2}} \quad (2.50)$$

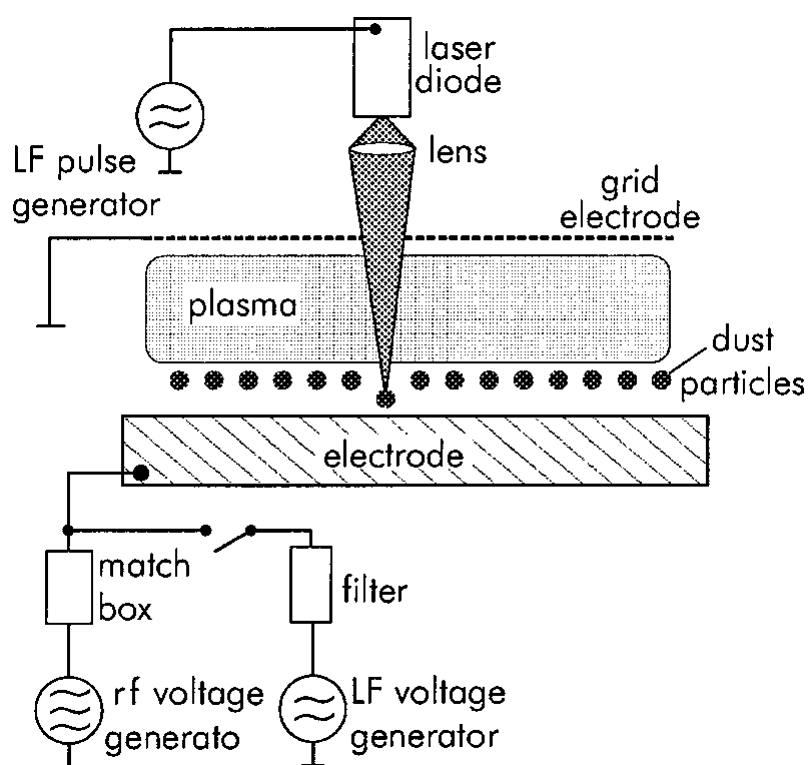
$F_0$  je počáteční síla,  $\beta$  konstanta Epsteinova tření,  $\omega_0$  harmonická frekvence potenciálové jámy. Laserový paprsek kvůli své podstatě (on, off) vytváří kvadratickou excitační sílu. Z Fourierovy transformace byly zjištěny superpozice funkcí pro každou složku síly.

$$R_{square}(\omega) = \sum_k \left| \frac{\sin \alpha \pi}{k \pi} \right| R_{SINE}(k \omega) \quad (2.51)$$

$\alpha$  je koeficient tření při laserové excitaci

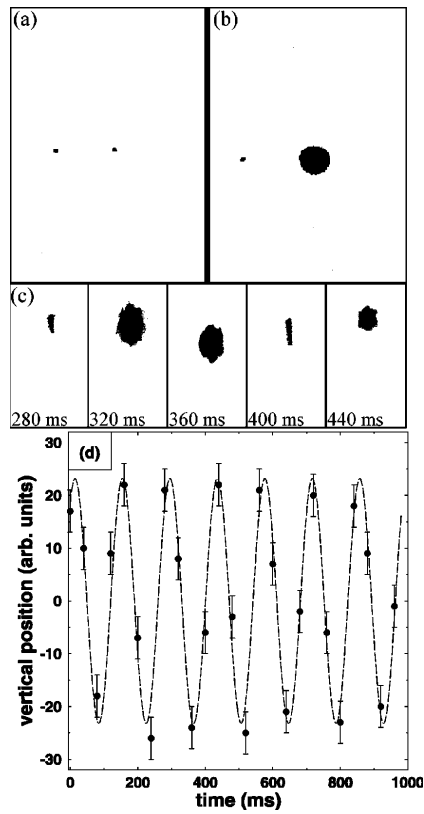
## 2. 6. 2 Experiment

Konfigurace systému: heliové plazma o tlaku 30-100 Pa a RF výkonu 5 W, polymerní prachové částice o velikosti  $9,47\ \mu\text{m}$  a laser s výkonem 40 mW,  $\lambda = 640\ \text{nm}$ . Bylo použito jen takové množství prachových částic, aby se vytvořil jeden plazmový krystal. Krystal byl osvětlován laserem a snímán CCD kamerou.

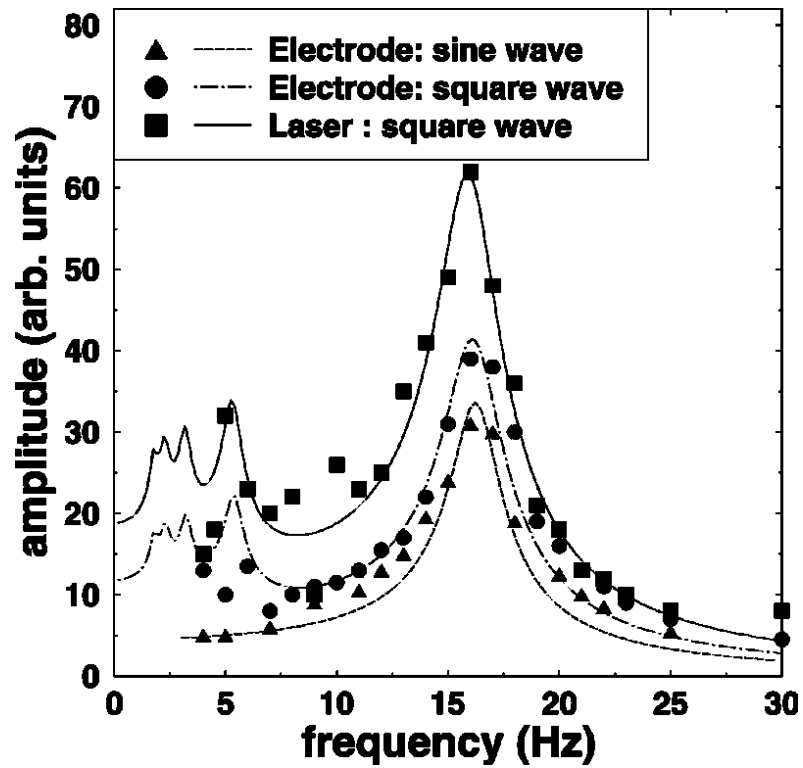


Obr. 2.35 Schéma experimentu.

Obvykle jsou kmity prachových částic excitovány pomocí NF modulace RF [92,93] zdroje. K NF modulaci bývá využito buď sinusového nebo obdélníkového průběhu. Tato modulace vede k změně šíře plazmového sheathu a k následné excitaci kmitů v celém plazmovém krystalu. Jako další metoda byl použit laserový paprsek zacílený na jednu částici. Způsoboval tlak směrem dolů, aniž by částice opustila laserové ohnisko a jeho pravidelné „vypínání a zapínání“ vedlo k periodické kvadratické excitaci pouze jedné částice, která následně konala periodický pohyb. Tyto změny jsou zachyceny CCD kamerou a z nich je vyhodnocena amplituda.

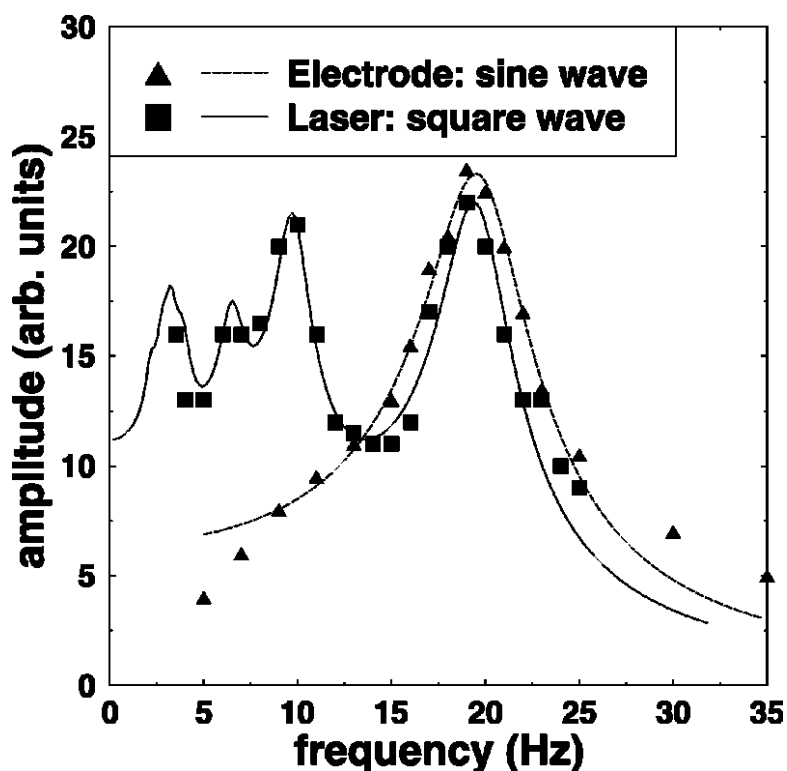


Obr. 2.36 Vliv laseru na jednotlivou částici.



Obr. 2.37 Frekvenční charakteristiky pro různé typy excitace při tlaku 42 Pa.

Výsledky obou metod byly porovnány za tlaku 42 Pa. V laserové excitaci nejsou přítomny některé rezonační vrcholy kvůli chybějícím harmonickým složkám obdélníkové modulace. Koeficient tření v laserové excitaci je mírně vyšší než u excitace pomocí NF modulace RF zdroje. Přesto se vypočtená vlastní frekvence potenciálové jámy podle obou metod dobře shoduje s experimentem. Výpočet je citlivější na odchylky vlastní frekvence než na velikost tření o neutrální plyn.



Obr. 2.38 Frekvenční charakteristika pro 70 Pa.

Výsledky byly porovnány za tlaku 70 Pa. Při tlaku 70 Pa se laserová excitace mnohem více blíží NF modulaci RF zdroje, Jsou však pozorovány vrcholy na hodnotách  $\omega_0/2$ ,  $\omega_0/3$ ,  $\omega_0/4$ . NF modulace RF zdroje zde má větší tření než laserová. Chyba ve výpočtu náboje je pouze z nepřesnosti měření rezonanční frekvence. Velikost chyby v určení iontové hustoty je 40% [93]. Obě metody dávají velmi podobné výsledky, které se velmi shodují. Tato shoda umožňuje dobře zjišťovat velikost náboje prachových částic.

## **ZÁVĚR**

Cílem této práce bylo shromáždit a prezentovat současné poznatky o počítačovém modelování v oblasti komplexního (prachového) plazmatu. Po úvodní rešerši poznatků je proveden rozbor vybraných počítačových modelů a je diskutována jejich vazba na experiment. Většina z popsanych počítačových metod umožňuje adekvátním způsobem předpovědět chování prachového plazmatu v reálných systémech a zároveň nabízí možnost lépe porozumět procesům, které se v tomto specifickém druhu plazmatu vyskytují.



## SEZNAM POUŽITÉ A DOPORUČENÉ LITERATURY

- [1] P. M. Chung, L. Talbot, K. J. Touryan, *Electric Probes in Stationary and Flowing Plasmas Theory and Application*, Springer, New York, 1975.
- [2] J. E. Allen, *Probe theory the orbital motion approach*, Phys. Scripta **45**, (1992), 497–503.
- [3] J. Goree, *Charging of particles in a plasma*, Plasma Sources Sci. Technol. **3**, (1994), 400–406.
- [4] O. Havnes, G. E. Morfill, C. K. Geertz, *Plasma potential and grain charges in a dust cloud embedded in a plasma*, J. Geophys. Res. **89**, (1984), 999–1003.
- [5] A. Barkan, N. D'Angelo, R. L. Merlino, *Charging of dust grains in a plasma*, Phys. Rev. Lett. **73**, (1994), 3093–3096.
- [6] Z. Zakrzewski, T. Kopiczynski, *Effect of collisions on positive ion collection by a cylindrical Langmuir probe*, Plasma Phys. **16**, (1974), 1195–1198.
- [7] Z. Sternovsky, S. Robertson, *Effect of charge exchange ions upon Langmuir probe current*, Appl. Phys. Lett. **81**, (2002), 1961–1963.
- [8] Z. Sternovsky, S. Robertson, M. Lampe, *Ion collection by cylindrical probes in weakly collisional plasmas theory and experiment*, J. Appl. Phys. **94**, (2003), 1374–1381.
- [9] F. Taccogna, S. Longo, M. Capitelli, *PIC model of the ion collection by a Langmuir probe*, Contrib. Plasma. Phys. **44**, (2004), 594–600.
- [10] S. Ratynskaia, S. Khrapak, A. Zobnin, M. H. Thoma, M. Kretschmer, A. Usachev, V. Yaroshenko, R. A. Quinn, G. E. Morfill, O. Petrov, V. Fortrov, *Experimental Determination of Dust particle Charge at Elevated pressures*, Phys. Rev. Lett. **93**, (2004), 085001/1 4.
- [11] Y. L. Al'pert, A. V. Gurevich, L. P. Pitaevsky, *Space Physics with Artificial Satellites*, Consultants Bureau, New York, 1965.
- [12] M. Lampe, R. Goswami, Z. Sternovsky, S. Robertson, V. Gavrishchaka, G. Ganguli, G. Joyce, *Trapped ion effect on shielding, current flow, and charging of a small object in a plasma*, Phys. Plasmas **10**, (2003), 1500–1513.
- [13] S. A. Khrapak, S. V. Ratynskaia, A. V. Zobnin, A. D. Usachev, V. V. Yaroshenko, M. H. Thoma, M. Kretschmer, H. Höfner, G. E. Morfill, O. F. Petrov, V. E. Fortrov, *Particle charge in the bulk of gas discharges*, Phys. Rev. E **72**, (2005), 016406/1 10.

- [14] S. Khrapak, D. Samsonov, G. Morfill, H. Thomas, V. Yaroshenko, H. Rothermel, T. Hagl, V. Fortov, A. Nefedov, V. Molotkov, O. Petrov, A. Lipaev, A. Ivanov, Y. Baturin, *Compressional waves in complex (dusty) plasmas under microgravity conditions*, Phys. Plasmas **10**, (2003), 1–4.
- [15] V. V. Yaroshenko, B. M. Annaratone, S. A. Khrapak, H. M. Thomas, G. E. Morfill, V. E. Fortov, A. M. Lipaev, V. I. Molotkov, O. F. Petrov, A. I. Ivanov, M. V. Turin, *Electrostatic modes in collisional complex plasmas under microgravity conditions*, Phys. Rev. E **69**, (2004), 066401/1–7.
- [16] V. E. Fortov, O. F. Petrov, A. D. Usachev, A. V. Zobnin, *Micron sized particle charge measurements in an inductive rf gas discharge plasma using gravity driven probe grains*, Phys. Rev. E **70**, (2004), 046415/1–6.
- [17] Yu. P. Raizer, *Gas Discharge Physics*, Springer, Berlin, 1991.
- [18] C. H. Su, S. H. Lam, *Continuum theory of spherical electrostatic probes*, Phys. Fluids **6**, (1963), 1479–1491.
- [19] A. F. Pal', A. N. Starostin, A. V. Filippov, *Charging of dust grains in a nuclear induced plasma at high pressures*, Plasma Phys. Rep. **27**, (2001), 143–152.
- [20] A. F. Pal', A. O. Serov, A. N. Starostin, A. V. Filippov, V. E. Fortov, *Non self sustained discharge in nitrogen with a condensed dispersed phase*, JETP **92**, (2001), 235–245.
- [21] A. F. Pal', D. V. Sivokhin, A. N. Starostin, A. V. Filippov, V. E. Fortov, *Potential of a dust grain in a nitrogen plasma with a condensed disperse phase at room and cryogenic temperatures*, Plasma Phys. Rep. **28**, (2002), 28–39.
- [22] A. A. Uglov, A. G. Gnedovets, *Effect of particle charging on momentum and heat transfer from rarefied plasma flow*, Plasma Chem. Plasma Proc. **11**, (1991), 251–267.
- [23] M. D. Kilgore, J. E. Daugherty, R. K. Porteous, D. B. Graves, *Transport and heating of small particles in high density plasma sources*, J. Vac. Sci. Technol. B **12**, (1994), 486–493.
- [24] M. Rosenberg, D. A. Mendis, *UV induced Coulomb crystallization in a dusty gas*, IEEE Trans. Plasma Sci. **23**, (1995), 177–179.
- [25] M. Rosenberg, D. A. Mendis, D. P. Sheehan, *UV induced Coulomb crystallization of dust grains in high pressure gas*, IEEE Trans. Plasma Sci. **24**, (1996), 1422–1430.

- [26] M. S. Sodha, S. Guha, *Physics of colloidal plasmas*, Adv. Plasma Phys. **4**, (1971), 219–309.
- [27] E. C. Whipple, *Potentials of surfaces in space*, Rep. Prog. Phys. **44**, (1981), 1197–1250.
- [28] D. I. Zhukhovitskii, A. G. Khrapak, I. T. Yakubov, *Ionization equilibrium in plasma with condensed disperse phase* (in Russian), in B. M. Smirnov (Ed. ), *Khimiya Plazmy Plasma Chemistry*, vol. **11**, Energo atomizdat, Moscow, 1984, pp. 130–170.
- [29] P. Bliokh, V. Sinitsin, V. Yaroshenko, *Dusty and Self Gravitational Plasmas in Space*, Kluwer, Dordrecht, 1995.
- [30] D. A. Mendis, *Progress in the study of dusty plasmas*, Plasma Sources Sci. Technol. **11**, (2002), A219–A228.
- [31] V. E. Fortov, A. P. Nefedov, O. F. Petrov, A. A. Samarian, A. V. Chernyshev, *Emission properties and structural ordering of strongly coupled dust particles in a thermal plasma*, Phys. Lett. A **219**, (1996), 89–94.
- [32] V. E. Fortov, A. P. Nefedov, O. F. Petrov, A. A. Samarian, A. V. Chernyshev, *Particle ordered structures in a strongly coupled classical thermal plasma*, Phys. Rev. E **54**, (1996), R2236–R2239.
- [33] E.B. Tomme, B.M. Annaratone, J.E. Allen, *Plasma Sources Sci. Technol.* **9** (2000) 87.
- [34] D.A. Law, E.B. Tomme, W.H. Steel, B.M Annaratone, J.E. Allen, in: *Proceeding of the ICPIG-24, Warsaw*, vol. 4, 1999, p.109.
- [35] A.Melzer, S. Nunomura, D. Samsonov, Z.W.Ma a J. Goree *Laser excited Mach cones in a dusty plasma crystal* PHYSICAL REVIEW E VOLUME 62,NUMBER 3.
- [36] V.E. Fortov, A.P. Nefedov, V.I. Molotkov, M.Y. Poustylnik, V.M. Torchinsky, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 205002
- [37] A. Boucholule, *Dusty Plasmas: Physic, Chemistry and Technological Impacts in Plasmas Processing*, Wiley, New York, 1999.
- [38] H. Thomas, in R. Bharuthram, M.A. Hellberg, P.K. Shukla, F. Verheest (Eds.), *Dusty Plasmas in the New Millenium, ICPDP-2003, Durban, 2002*, AIP Conf. Proc. **649**, 91.
- [39] M. Klindworth, A. Melzer, A. Piel, *Phys. Rev. E* **61** (2000) 8404.
- [40] U. Konopka, L Ratke, H. Thomas, *Phys. Rev. Lett* **79** (1997) 1269.

- [41] B. Walch, M. Horanyi, S. Roberstson, IEEE Trans. Plasma Sci. 22(1994) 97.
- [42] B. Walch, M. Horanyi, S. Roberstson, Phys. Rev. Lett. 75 (1996) 838.
- [43] O.S. Vaulina a, A.A. Samariana, A.P. Nefedov a, V.E. Fortov. *Self-excited motion of dust particles in a inhomogeneous plasma*. Phys. Lett. a 289 (2001) 240.
- [44] E.B. Tomme, D.A. Law, B.M. Annaratone, J.E., Phzs. Rev. Lett. **85** (2000) 2518
- [45] B.Walch, M. Horanyi, S. Robertson, IEEE trans. Plazma Sci. **22** (1994) 97
- [46] B. Walch, M. Horanyi, S. Robertson, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 838
- [47] J.Behnke, T. Bindemann, H. Deutsch, K. Becker, contrib. Plazma Phys. 37 (1997) 345.
- [48] D. Uhrlandt, M. Scgmidt, J.F. Behnke, T. Bindemann, J. Phzs. **D33** (2000) 2475.
- [49] C.M.C. Nairn, B.E. Annratone, J.E. Allen, Plasma Sources Sci. Technol. **4** (1994) 478.
- [50] S.J. Choi, M.J. Kushner, IEEE Trans. Plasma Sci. 22 (1994) 138.
- [51] V. N. Tsytovich, N. Gusein Zade, G. Morfill, *Dust–dust interactions and formation of helical dust structures*, IEEE Trans. Plasma Sci. **32**, (2004), 637–652.
- [52] Y. L. Al’pert, A. V. Gurevich, L. P. Pitaevsky, *Space Physics with Artificial Satellites, Consultants Bureau*, New York, 1965.
- [53] I. B. Bernstein, I. N. Rabinowitz, *Theory of electrostatic probes in a low density plasma*, Phys. Fluids **2**, (1959), 112–121.
- [54] R. V. Kennedy, J. E. Allen, *The floating potential of spherical probes and dust grains. II orbital motion theory*, J. Plasma Phys. **69**, (2003), 485–506.
- [55] V. E. Fortov et al. *Complex (dusty) plasmas Current Status, Open Issues, Perspectives*, Physics Reports **421**, (2005), 1 – 103
- [56] P. K. Shukla, A. A. Mamun, *Introduction to Dusty Plasma Physics*, IOP Publ. , Bristol, 2001.
- [57] U. Mohideen, H. U. Rahman, M. A. Smith, M. Rosenberg, D. A. Mendis, *Intergrain Coupling in dusty plasma coulomb crystals*, Phys. Rev. Lett. **81**, (1998), 349–352.
- [58] V. I. Molotkov, A. P. Nefedov, M. Yu. Poustylnik, V. M. Torchinsky, V. E. Fortov, A. G. Khrapak, K. Yoshino, *Liquid plasma crystal Coulomb crystallization of cylindrical macroscopic grains in a gas discharge plasma*, JETP Lett. **71**, (2000), 102–105.

- [59] A. V. Ivlev, A. G. Khrapak, S. A. Khrapak, B. M. Annaratone, G. Morfill, K. Yoshino, *Rod like particles in gas discharge plasmas theoretical model*, Phys. Rev. E **68**, (2003), 026403/1 10.
- [60] F. Melandso. and J. Goree, Phys. Rev. E **52**, 5312 (1995).
- [61] D. Samsonov, J. Goree, H. M. Thomas, and G. E. Morfill, Phys. Rev. E (to be published).
- [62] G.H.P.M. Swinkels, H. Kresten, Deutsch, G.M.W. Kroesen, J. Appl. Phys. **88**(2000) 1747
- [63] A. Melzer, *Dre pasma kristall: Phasenubergang und Stabilitat*, Verlag H. Deutsch, Frankfurt am Main, 1997.
- [64] V.E. Fortov, A.P. Nefedov, V.I. Molotkov, M.Y. Poustylnik, V.M. Torchinsky, Phys Rev. Lett. **73** (1994) 652.
- [65] E.B. toome, D.A. Law, B.M. Annaratone, J.E. Allen, Phys. Rev. Lett, **85** (2000) 2518.
- [88] E. B. Tomme, B. M. Annaratone a J. E. Allen *Damped dust oscillations as a plasma sheath diagnostic* Plasma Sources Sci. Technol. **9** (2000) 87–96.
- [67] M. Northrop G. Birmingham 1990 *Planet. Space Sci.***38** 319.
- [68] M. Kilgore, D Daugherty J E, Proteous and R. K. Graves D B1993 *J. Appl. Phys.* **73** 1617.
- [69] Baerline R 1983 *Newtonian Dynamics* (London: McGraw Hill) pp 45–70.
- [70] Franklin R N and Snell J 1997 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **30** L45.
- [71] Riemann K U 1991 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **24** 493.
- [72] Blank J L 1968 *Phys. Fluids* **11** 1686
- [73] Nitter T 1996 *Plasma Sources Sci. Technol.* **5** 93
- [74] M. Salem and M. Loiseau J F 1996 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **29** 1181.
- [75] Melzer A, Trottenberg T and Piel A 1994 *Phys. Lett. A* **191** 301.
- [76] Trottenberg T, Melzer A and Piel A 1995 *Plasma Sources. Sci. Technol.* **4** 450.
- [77] Kortshagen U and M`umken G 1996 *Phys. Lett. A* **217** 126.
- [78] Homann A, Melzer A and Piel A 1999 *Phys. Rev. E* **59** R3835.
- [79] Nunomura S, Misawa T, Ohno N and Takamura S 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 1970.
- [80] Konopka U, Ratke L and Thomas H M 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 1269.
- [81] Morfill G E, Thomas H M, Konopka U and Yuyic M 1999 *Phys. Plasmas* **6** 1769.
- [82] Epstein P S 1924 *Phys. Rev.* **23** 710.
- [83] Chen X 1997 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **25** 1117

- [84] Allen J E, Boyd R L F and Reynolds P 1957 *Proc. Phys. Soc. B* **70** 297
- [85] O. Havnes *et al.*, *J. Geophys. Res. [Space Phys.]* **100**, 1731(1995).
- [86] O. Havnes *et al.*, *J. Vac. Sci. Technol. A* **14**, 525 (1996).
- [87] D. Samsonov *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3649 (1999).
- [88] U. Konopka, G. Morfill, and L. Ratke, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 891 (2000).
- [89] F. Melandso. and J. Goree, *Phys. Rev. E* **52**, 5312 (1995).
- [90] A. Melzer *et al.*, *Phys. Rev. E* **54**, 46 (1996).
- [91] V. A. Schweigert *et al.*, *Phys. Rev. E* **54**, 4155 (1996).
- [92] A. Melzer, T. Trottenberg, and A. Piel, *Phys. Lett. A* **191**, 301(1994).
- [93] T. Trottenberg, A. Melzer, and A. Piel, *Plasma Sources Sci.Technol.* **4**, 450 (1995).
- [94] A. Homann, A. Melzer, a A. Piel *Measuring the charge on single particles by laser excited resonances in plasma crystals* *PHYSICAL REVIEW E* VOLUME 59, NUMBER 4 (1999).
- [95] M. Klindworth, A. Melzer, A. Piel a V. A. Schweigert. *Laser excited intershell rotation of finite Coulomb clusters in a dusty plasma* *PHYSICAL REVIEW B* VOLUME 61, NUMBER 12 (2000)
- [96] P. Sheeman, M. Carillo, and W. heidbrink, *Rev. Sci. Instrum.* **61**, 38 71(1990)
- [97] W. Xu, B.Song, R.L. Merlino, and N. D`Angelo, *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 5266 (1992).
- [98] O. Havnes et al., *J. Geophys. Res.* **92**, 2281(1987)
- [99] A. Homann, A. Melzer, S. Peters, R. Madani, and A. Piel, *Phys. Rev. E* **56**, 7138 (1997).
- [100] B. Annaratone, *J. Phys. (France) IV* **7**, C4 155 (1997).

## **ABSTRAKTY**

Bakalářská práce prezentuje vybrané poznatky z oboru komplexního plazmatu a využitím cca 100 odborných prací uvedených v seznamu literatury. Měřicí metody a modely popisující chování komplexního plazmatu se zvláště zabývají popisem prachových částic v plazmatu. To umožňuje lépe pochopit procesy vyskytující se v tomto specifickém druhu plazmatu a předpovídat jeho chování v reálných systémech.

## **Abstract**

Bachelor's thesis presents selected pieces of knowledge from the field of complex plasma. The topic was treated with reference to about 100 technical publications as listed in the bibliography. Special attention of measuring techniques and complex plasma models is given to description of dust particles in plasma. That provides better comprehension of processes occurring in this specific type of plasma and better prediction of its behavior in real systems.